Fúziós plazma turbulenciájának és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával

Doktori értekezés

Dunai Dániel

Témavezető

Dr. Zoletnik Sándor, A Fizikai tudomány kandidátusa

főmunkatárs, KFKI RMKI Plazmafizikai főosztály

Fizika Doktori Iskola

vezető: Dr. Horváth Zalán egyetemi tanár

Statisztikus fizika, biológiai fizika és kvantumrendszerek fizikája program

vezető: Dr. Kürti Jenő egyetemi tanár

2010

MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet

Tartalomjegyzék

1 Bevezetés ... 1

1.1 Az értekezés célkitűzése ... 1

1.2 A fúziós energiatermelés ... 1

1.3 Fúziós reakció ... 3

1.4 Összetartási idő és begyújtási kritérium ... 6

1.5 Mágneses összetartás ... 9

Debye árnyékolás, kvázineutralitás. ... 11

Driftmozgás ... 12

Pinch effektus és áram által hajtott instabilitások ... 12

Toroidális berendezések, a tokamak ... 13

Mágneses felületek ... 14

A plazma fűtése ... 17

1.6 Turbulencia, anomális transzport ... 19

Klasszikus és neoklasszikus transzport ... 19

Anomális transzport ... 19

Kicserélődési instabilitás, Drifthullám ... 20

Kifejlődött turbulencia ... 21

Zonális áramlások ... 22

1.7 H-mód ... 24

1.8 Edge Localised Mode (ELM) ... 25

1.9 Plazma diagnosztikák ... 27

1.10 A dolgozatban előforduló tokamak berendezések ... 31

2 Nyalábemissziós spektroszkópia ... 36

2.1 A nyalábemissziós diagnosztikák típusai ... 36

Termikus nyaláb kísérletek ... 36

Lézer blow-off ... 38
Gyorsított atomnyaláb kísérletek ... 38
2.2 A gyorsított alkáli atomnyaláb diagnosztika ... 38
2.3 A gyorsított hidrogén atomnyaláb diagnosztika ... 41
2.4 Atomfizikai alapok, nyalábmodellezés ... 44
2.5 Adatfeldolgozási technikák ... 48
Momentumok ... 49
Digitális szűrés, trend levonás ... 51
Teljesítményspektrumok ... 52
Korrelációs függvény ... 53
Korrelációk az atomnyaláb diagnosztikában ... 56
3 Nyalábemissziós spektroszkópia diagnosztika fejlesztések ... 57
3.1 Detektor fejlesztés ... 58
Detektor típusok ... 58
Elektromos áramkör ... 62
Zaj modell ... 63
Tesztek, kalibráció ... 67
Optimális detektor ... 69
3.2 A TEXTOR NyES diagnosztika fejlesztése ... 72
A TEXTOR nyaláb és megfigyelő rendszer ... 72
Nyalábmanipulációs rendszer ... 79
Teljes mérőrendszer integrációja ... 84
TEXTOR nyaláb mérési lehetőségei ... 84
3.3 A MAST NyES diagnosztika építése ... 86
CXRS diagnosztika, ránézési irányok ... 87
NyES optika ... 89
NyES detektor ... 90

Nyaláb modellezés 91
APD mérések 93
3.4 MAST kétdimenziós optimalizált NyES diagnosztika 94
A rendszer leírása 95
Tesztek 97
Várható eredmények 97
3.5 JET lítium nyaláb diagnosztika fejlesztések 99
JET lítium nyaláb megfigyelő rendszer 99
Gyors detektorrendszer 101
Adatgyűjtő rendszer 103
Mérési eredmények 103
A gyors rendszer tovább fejlesztése 104
3.6 Diagnosztika fejlesztésekről, üzemeltetésről 105
4 Plazma turbulencia vizsgálata 106
4.1 Fluktuációmérések a TEXTOR tokamakon 106
Határréteg plazma turbulencia 106
Kvázikoherens módus 107
Turbulencia megváltozása fűtőnyaláb hatására 110
Poloidális sebesség mérés 112
Geodesic Acoustic Mode (GAM) mérések 114
4.2 Fluktuációmérések a MAST tokamakon 115
Fluktuációk vizsgálata L-módban 116
Fluktuációk vizsgálata H-módban 118
Gyors részecskék által keltett MHD módusok 119
4.3 Fluktuációmérések a JET tokamakon 121
5 Tranziens események vizsgálatai 123
5.1 L-H átmenet vizsgálata a TEXTOR-ban 123

H-mód a TEXTOR-ban 124
CCD kamera mérés 125
Gyors mérések eredményei 126
5.2 I.-es típusú ELM-ek vizsgálata a MAST tokamakon 130
Diagnosztikai eszközök 131
Prekurzor észlelés 132
Érintkezés a plazma határoló fallal 135
Az ELM 137
Az eredmények elemzése 138
6 Kitekintés 140
Köszönetnyilvánítás 143
Irodalomjegyzék 144

1 Bevezetés

1.1 Az értekezés célkitűzése

A dolgozat a fúziós plazmafizika egyik kulcsterületéhez a plazmaturbulencia vizsgálatához kapcsolódik. Célja új mérési eljárások fejlesztése, plazmadiagnosztikai eszközök építése és ezekkel a turbulencia tanulmányozása. Ennek megfelelően az 1. fejezetben összefoglaljuk a fúziós plazmafizikának a dolgozat megértéséhez feltétlenül szükséges ismereteit. A 2. fejezet a Nyalábemissziós Spektroszkópia (NyES) módszer alapjait és a numerikus adatfeldolgozási módszereket ismerteti. A 3. fejezetben a nyalábemissziós spektroszkópia diagnosztika fejlesztésekben és kísérletekben végzett munkámat és elért eredményeimet mutatom be. A 4. fejezetben a fejlesztések eredményeképpen lehetővé vált plazmaturbulencia mérési eredményeimet mutatom be. Az 5. fejezetben a plazmában bekövetkező gyors tranziens események vizsgálta található szintén az előtte bemutatott diagnosztikai eszközökkel.

1.2 A fúziós energiatermelés

A XXI század első évtizedének végére bolygónk népessége megközelíti a 7 milliárd lakost (ENSZ becslés)[1]. A lakosság létszámának növekedésének döbbenetes ütemére mi sem jellemzőbb, mint hogy valamivel több, mint egy emberöltő alatt (33 év) a Föld népessége megduplázódott. Ezt a növekedést elsősorban a XX. századi tudomány és technológia fejlődése tette lehetővé. Ha a fenti tényekhez hozzávesszük, hogy az egy főre jutó energiafelhasználás is nő, látható hogy az energiatermelés kérdése kulcsfontosságú a XXI. század még megírandó történelmében. A népesség jelenleg kevesebb, mint 15%-a él iparilag fejlett országok valamelyikében. Az elért életszínvonal, amit az egy főre jutó GDP-vel mérhetünk illetve az egy főre vetített energia felhasználás első közelítésben arányosnak tekinthető. Így a harmadik világ és Kína ipari és technológiai felzárkózása óhatatlanul az energiatermelés drasztikus növekedését vonja majd magával. Hogy ezt milyen forrásból tudjuk majd fedezni, meghatározza a XXI. század politikai és gazdasági viszony rendszerét. A véges és egyre fogyó energiahordozók lelőhelyeinek geopolitikai felértékelődése már a XX. század utolsó negyedében is megfigyelhető volt.

A helyzetet tovább bonyolítja a globális felmelegedés. Bolygónk átlaghőmérséklete folyamatosan növekszik, amit ma már több független tudományos módszerrel kapott mérés igazol[2]. Ez a változás Földünk több pontján olyan éghajlati változásokat okozhat, és már

láthatóan okoz is, ami a helyi népesség megélhetését veszélyezteti. A jelenség az amúgy is kiszolgáltatott harmadik világ lakóit érinti legsúlyosabban. Ez nagyméretű ökológiai és szociális népvándorlásokat indukálhat, ami elsősorban a fejlett ipari országok irányába mutat. Habár a globális felmelegedés ténye már nem tudományos kérdés, ugyanakkor, az antropogén hatás mértéke vitatott. A tudományos közvélemény többsége mégis azt vallja, hogy a jelenleg energiatermelésre használt fosszilis anyagok (szén, kőolaj, földgáz) égetésekor felszabaduló széndioxid, ha nem is kizárólagosan felelős, de mindenképpen gyorsítja a globális felmelegedést. Ha ez így van, a fent említett folytonosan és jelenleg gyorsuló módon növekedő energia igényt nem szabad a továbbiakban fosszilis forrásokból fedezni, illetve gondoskodni kell a keletkező széndioxid megkötéséről.

A XXI. századi tudomány és technológia egyik lehetséges válasza a fenti kihívásokra a fúziós energiatermelés, aminek ötlete az előző század közepéről származik. Ezzel a megoldással deutériumból és lítiumból állítanánk elő energiát, melyek a Földön egyenletesen és gyakorlatilag korlátlanul fordulnak elő. Ez megelőzheti a véges erőforrások ellenőrzése miatt kirobbanó konfliktusokat. Emellett egy fúziós reaktor működésekor nem termel üvegházgázokat, így a globális felmelegedés elleni küzdelemben is fontos szerepe lehet. Harmadik fontos szempont, hogy a fúziós reakciónak nincs radioaktív hulladéka. Igaz a reaktor maga felaktiválódik működés közben, de megfelelő szerkezeti anyagokat választva ~100 év múltán ezek az anyagok újra felhasználhatóak lesznek új fúziós erőművekben. Majd 50 éve Lev Arcimovics, a fúziós kutatások egyik szovjet úttörője arra a kérdésre, hogy mikor lesz a fúziós energiatermelés valóság a következőt mondta: „A fúzió itt lesz, ha az emberiségnek szüksége lesz rá.” A 2009-es koppenhágai klímakonferencia eredményeit, illetve eredménytelenségét ismerve ma talán joggal kijelenthetjük: már szükség lenne rá.

Jelenleg az **ITER**[3][4][5] (**I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor, latinul „az út”) hétoldalú (EU, Japán, USA, Orosz, Kínai, Koreai, Indiai) összefogásban épített kísérleti termonukleáris reaktor a fúziós kutatások következő lépése. Ez egy valós erőmű méretű fizikai kísérlet, amely a tervek szerint 500 MW fúziós teljesítményt ér el 50 MW befektetett teljesítménnyel. Ez a vállalkozás nemcsak fizikai kutatás, hanem elsősorban technológiai kísérlet lesz. Bár erről ritkábban hallunk, de azért meg kell említeni: az ITER sorsa döntően befolyásolja a fúziós kutatások jövőjét. Az ITER esetleges kudarca évtizedekkel vetheti vissza a fúziós kutatásokat, míg látványos sikere gyakorlatilag azonnali fúziós reaktor erőmű építési

lázat válthat ki. Így ennek a fizikai kísérletnek a sikere nagyban befolyásolhatja a bolygó évtizedekkel későbbi arculatát, gazdasági és politikai viszonyait.

Jelenlegi elképzelés szerint az ITER 2018 és 2035 között végez majd a kísérleteket. A kereskedelmi reaktorépítések és az ITER között lenne még egy lépcső, a DEMO, amely a kereskedelmi reaktor prototípusaként szolgálna. A XXI. század első felében így még az optimista vélekedés szerint sem várható a fúziós energia nagymértékű hozzájárulása az elektromos hálózati termeléshez. Ez mindenképpen túl hosszú idő ahhoz, hogy a fosszilis alapú technológiákról egyből fúziós technológiára váltsunk. A következő évtizedek ennek megfelelően a fissziós alapú energiatermelés reneszánszát kell, hogy hozzák majd, aminek az előszele már ma is érződik. Nagy léptékű erőműépítéseket jelentett be a közelmúltban Anglia, Oroszország, az USA, Kína és a hagyományosan atomenergiát használó Franciaország is. A fissziós energiatermelés leginkább kritizált a pontja keletkező nagy aktivitású radioaktív hulladék kezelésének problémája. Ennek a gondnak az orvoslására alkották meg a IV. generációs atomerőművek koncepcióját, de ennek megvalósítása is csak több évtizedes távlatban várható. Emellett a fissziós reaktorok társadalmi elfogadottsága sem egyforma, Németországban vagy Ausztriában például jelenleg elképzelhetetlen lenne egy új atomerőmű építése.

Joggal merül fel a kérdés, hogy miért nincs még fúziós energiatermelés, ha már a múlt század ötvenes éveiben megkezdődtek a kutatások ezen energiaforrás békés felhasználására. A válasz a fizika és a technika bonyolultságában van. A fúziós energiatermelés fizikai alapjait, a technikai megoldásokat, a kísérleti eredményeket, technikai és elméleti nehézségeket tekintjük át a következő fejezetekben.

1.3 Fúziós reakció

A fúziós reakció a minket körülvevő Univerzum egyik legáltalánosabb jelensége. A csillagok — köztük a mi Napunk — fúziós reakciók során termelnek óriási mennyiségű energiát. Így a földi élet is egy mintegy öt milliárd éve stabilan működő fúziós reaktor eredménye. Az éjjeli csillagos égbolt pedig a planétákat kivéve szinte mind megannyi távoli természetes fúziós erőmű, vagy azok még távolabbi együttese (galaxisok, halmazok). A csillagok energiatermelését először Gamow és Teller fejtette meg [6], a könnyű atommagok egyesülésével – görög eredetű szóval fúziójával – magyarázta az energia felszabadulását. Az 1930-as évek voltak a magfizikai folyamatok megismerésének és leírásának évei. Ekkor

fedezték fel a neutront (1932, J. Chadwick), a béta-bomlást (1934, E. Fermi). A kutatások eredménye szerint az atommagban az egy nukleonra jutó kötési energia eleinte nő a mag tömegszámával, maximumát a vas atommagnál éri el, a még nagyobb elemek felé pedig csökken. Így könnyű magok egyesítésekor energia szabadul fel, amely az egyesülő magok és a keletkező mag kötési energiáinak különbsége. Ebben a tekintetben hasonló a kémiai reakciókhoz, de az egy reakcióra jutó energia-felszabadulás mértéke mintegy hat nagyságrenddel nagyobb.

A Nap méretű csillagok energiatermelésének fő forrása a hidrogén héliummá alakulása a következő reakció láncolattal:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow d + e^{+} + \nu_e \\ p + d &\rightarrow {}^{3}He \end{aligned} \qquad (1)$$

$${}^{3}He + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He + 2p$$

Ebben az első reakció béta-bomlást tartalmaz, ezért lassú és Földi energiatermelésre nem alkalmas, tehát más reakciók után kell néznünk. A magok egyesüléséhez a fúziós reakcióban a Coulomb potenciál gátat kell legyőzni így spontán fúziós reakciót szobahőmérsékleten nem tapasztalunk. Ennek megfelelően, bár az Univerzum egyik leggyakoribb reakciója, földi körülmények között először csak gyorsítókban vizsgálták a különböző energiatermelésre szóba jövő reakciókat:

$$D + D \rightarrow {}^{3}He(0{,}82\ MeV) + n(2{,}45\ MeV), \qquad (2)$$

$$D + D \rightarrow T(1{,}01\ MeV) + p(3{,}02\ MeV), \qquad (3)$$

$$D + T \rightarrow {}^{4}He(3{,}52\ MeV) + n(14{,}1\ MeV) \qquad (4)$$

$$D + {}^{3}He \rightarrow {}^{4}He(3{,}66\ MeV) + p(14{,}6\ MeV). \qquad (5)$$

A keletkező magok utáni zárójelben írt számok a részecske által mozgási energiaként magával vitt energiát jelzi. Egy fúziós erőműben a reaktortérből kikerülő részecskék energiájával valamilyen hűtőközeget melegítenének és a villamos energiatermelést végső soron hagyományos gőzturbinák segítségével végeznék.

A földi energiatermelés megvalósítására a D-T reakció a legalkalmasabb, mivel ennek van a legalacsonyabb küszöbenergiája. Ahogy a képletből is látható a keletkező 3.52 MeV energiájú alfa részecske mellett egy nagy energiájú (14.1 MeV) neutron is keletkezik. A

hatáskeresztmetszet kb. 100 keV hőmérsékleten éri el a maximumát, de elég 10 keV hőmérsékletű gázt összetartani, hogy az eloszlás nagyenergiás farkában elég részecske legyen a megfelelő számú reakcióhoz.

Mielőtt a magas hőmérsékletű gáz fizikáját tárgyalnánk a következő fejezetben, néhány fontos dolgot kell megemlítenünk a D-T reakció erőműben való használhatóságával kapcsolatban. Az egyik, hogy a keletkező nagyenergiájú neutron, amely az energia kb. 80 százalékát viszi magával, magreakciókat válthat ki a fúziós reaktor szerkezeti elemeiben és a fúziós közeggel érintkező első fal anyagaiban. Ennek a felaktiválódásnak a mértékét a szerkezeti anyagok megfelelő megválasztásával lehet minimalizálni. A második, ami látható az egyenletből, hogy az egyik felhasznált üzemanyag a trícium, a hidrogén 3-as tömegszámú béta-bomló izotópja. Ellentétben a deutériummal, ami a Nagy Bumm egyik közvetlen bizonyítékaként minden kb. 6000-dik hidrogén atommagként bőségesen előfordul a környezetben, a tríciumot elő kell állítani. A mai berendezésekben használt tríciumot fissziós erőművekből nyerik, de a jövőbeni fúziós reaktor maga fogja megtermelni a szükséges tríciumot az alábbi reakciók segítségével:

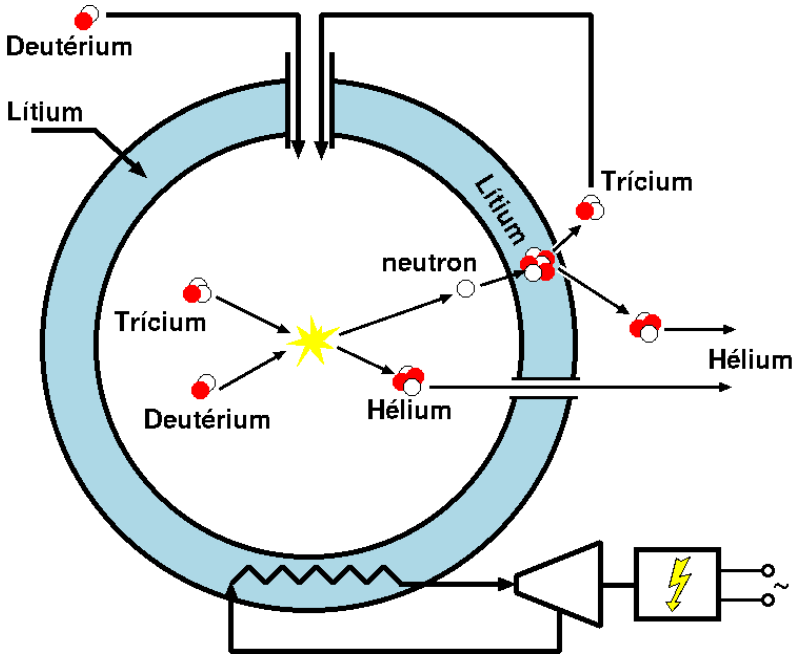
$$^{6}\mathrm{Li} + \mathrm{n}_{\mathrm{termikus}} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + \mathrm{T}, \qquad (6)$$

$$^{7}\mathrm{Li} + \mathrm{n}_{\mathrm{gyors}} \rightarrow \mathrm{T} + {}^{4}\mathrm{He} + \mathrm{n} \qquad (7)$$

A fenti folyamatokhoz szükséges neutronokat a D-T fúzióban keletkező neutronok adnák, részben valamely neutron sokszorozó közegen (pld. berillium, ólom) keresztül. A fenti reakciók segítségével a fúziós reaktor üzemanyaga végül csak deutérium és lítium. Az ITER-ben több trícium szaporító kazetta prototípust is tesztelni fognak. Itt meg kell említeni, hogy a magyar mérnökök jelentős részt vállalnak ennek a technológiának a kifejlesztésében.

Ki kell hangsúlyozni még a bevezetésben is megemlített előnyt, miszerint az üzemanyagok — a deutérium és a lítium — nagy mennyiségben és egyenletesen megtalálható elemek a Földön, a reakció végterméke pedig kis mennyiségű és ártalmatlan hélium gáz. A radioaktív trícium csak közbenső reakciótermék, egy valós erőműben sem lesz több néhány kg-nál egyszerre. A magenergia és a kémiai kötési energia különbséget jól jellemezzük azzal, ha bemutatjuk egy 1 GW-os erőmű évi nyersanyag szükségletét. Egy hagyományos szénerőmű 2,7 millió tonna = $2{,}7*10^{9}$ kg szenet éget el egy évben, míg egy ugyanekkora fúziós erőmű ~250-300 kg = $2{,}5*10^{2}$ kg deutériumot és lítiumot használna el.

A fenti folyamatok felhasználásával elképzelt fúziós erőmű elvi vázlatát mutatja az 1. ábra. A reaktorkamrában található fúziós közeg összetartásának egyik lehetősége mágneses csapdák alkalmazása. Ennek a mágneses összetartásnak bizonyos kérdéseivel foglalkozik ez a dolgozat.



1. ábra: A fúziós reaktor elvi vázlata.

A fentiek alapján látható, hogy — a fissziós erőművekkel szemben — a fúziós erőmű nem láncreakcióval működik, ennek megfelelően biztonsági tulajdonságai rendkívül kedvezőek. A reakcióban részt vevő részecskék energiájával (hőmérsékletével) szemben szigorú követelmények állnak fent, amint ez nem teljesül a reakció leáll. A folyamat energetikai értelemben azonban önfenntartó tud lenni, ezt ismertetjük a következő fejezetben.

1.4 Összetartási idő és begyújtási kritérium

A fúziós reakció létrejöttéhez, mint láttuk nagy részecske energiák (10-100 keV) szükségesek. Ez gyorsítóval elérhető, azonban a Coulomb szórásnak a fúziónál sok nagyságrenddel nagyobb hatáskeresztmetszete miatt ilyen módon a befektetett energiához képest csak csekély energia remélhető. Termikus közegben a Coulomb szórás nem jelent veszteséget, nagyságrendileg 10 keV részecskeenergia mellett pedig az eloszlás nagyenergiás részében megindul a fúziós reakció. 1 eV termikus részecskeenergia 11600 Kelvinnek, 10 keV nagyságrendileg 10^8 Kelvinnek felel meg, ilyen hőmérsékletű közegre van hát szükség. Ezen a hőmérsékleten a gáz gyakorlatilag teljesen ionizálódik. Az elektronok, ionok és a maradék semleges részecskék kvázi-semleges halmazát nevezzük plazmának, amire gyakran,

mint az anyag negyedik halmazállapotára hivatkoznak. Habár a plazma töltött részecskékből áll, makroszkopikusan semleges, a kvázi-semlegesség az ellenkező töltések egyenlőségét jelenti egy megfelelően nagynak választott térfogatban. Bár a földi hőmérséklet- és nyomásviszonyok mellett a plazmaállapot ritka, valójában a látható Univerzumunk 99%-a plazma állapotú. A plazmák dolgozat szempontjából fontos tulajdonságait a későbbi fejezetekben részletesen tárgyalom.

Mielőtt megismernénk a részleteit annak, hogy egy ilyen magas hőmérsékletű ionizált gázt, hogyan lehet csapdába zárni, vezessünk be egy globális paramétert, amivel meghatározhatjuk a fúziós energiaforrásunk hatékonyságát. A fúziós plazma esetében a legkülönbözőbb formában lépnek fel energiaveszteségek, mint pl. a sugárzási veszteség, részecskék elszökése miatti veszteség, stb. Itt megjegyezzük, hogy a fúzióban keletkezett gyors neutronok által elvitt energia mindig elhagyja a rendszert mágnesesen összetartott plazmák esetében. Az alfa részecske ugyanakkor — mivel töltéssel bír — megfelelő körülmények esetén a plazmában maradhat, és ütközések által leadhatja az energiáját, fűtve a plazmát. Ha a veszteségi teljesítmény megegyezik az alfa fűtési teljesítménnyel, a hagyományosan ismert égési folyamattal párhuzamot vonva azt mondjuk, begyújt a plazma. Legyen a felszabaduló fúziós teljesítmény P_f, az alfa részecskék által a plazmának leadott teljesítményt P_a, illetve a plazma energiavesztesége P_v, a külső plazmafűtés által betáplált teljesítmény pedig P_{ext}. Adott hőmérsékletnél a fúziós teljesítmény a részecskesűrűség (n) négyzetével arányos. A legkedvezőbb 50-50% homogén D-T keveréket feltételezve a plazma teljes V térfogatában keletkező fúziós teljesítmény

$$P_f = V\left(\frac{n}{2}\right)^2 C(T) \tag{8}$$

ahol $C(T) = \langle \sigma_f v \rangle$ a termikus sebességeloszlásra kiátlagolt fúziós hatáskeresztmetszet. Ez a mennyiség kis hőmérsékleten közel nulla, majd 10 keV közelében gyorsan nő és egy maximum után lassan csökken. Vezessük be a (τ_E) energia-összetartási idő paramétert, mely a plazma és a környezetének kölcsönhatását írja le, és a plazma W_{tot} teljes termikus energiatartalmához képest adja meg a veszteségi teljesítményt:

$$P_v = \frac{W_{tot}}{\tau_E} = \frac{V\frac{3}{2}nkT}{\tau_E} \times 2, \tag{9}$$

ahol feltettük, hogy a plazma elektronjai és ionjai térben homogén T hőmérséklettel rendelkeznek.

A fentiek alapján egy hasznos kritérium kapható:

$$n\tau_E \geq R\frac{6kT}{C(T)}. \tag{10}$$

A fenti egyenlőtlenség jobb oldala a hőmérséklet függvényében minimumot mutat. Az ehhez tartozó hőmérsékletet behelyettesítve kapjuk az úgynevezett „Breakeven"-hez tartozó Lawson kritériumot[7], amely azt mondja meg, hogy milyen feltétel mellett keletkezik annyi fúziós teljesítmény, amennyi egyenlő a veszteségekkel. Ennél sokkal nagyobb gyakorlati jelentősége van a fúziós gyújtáshoz (ignition) tartozó Lawson kritériumnak, amelyet hasonlóan kapunk, ha a fúziós teljesítmény helyére az alfa fűtési teljesítményt ($P\alpha \approx 0.2\ Pf$) írjuk.

A Lawson kritérium csak az optimális hőmérsékleten érvényes. Ennek közelében a C(T) függvény parabolikus görbével közelíthető[8], melyet figyelembe véve az egyenlőtlenség baloldalán egy hármas szorzat jelenik meg:

$$n\tau_E T > 5*10^{21}\ [m^{-3}keVs]. \tag{11}$$

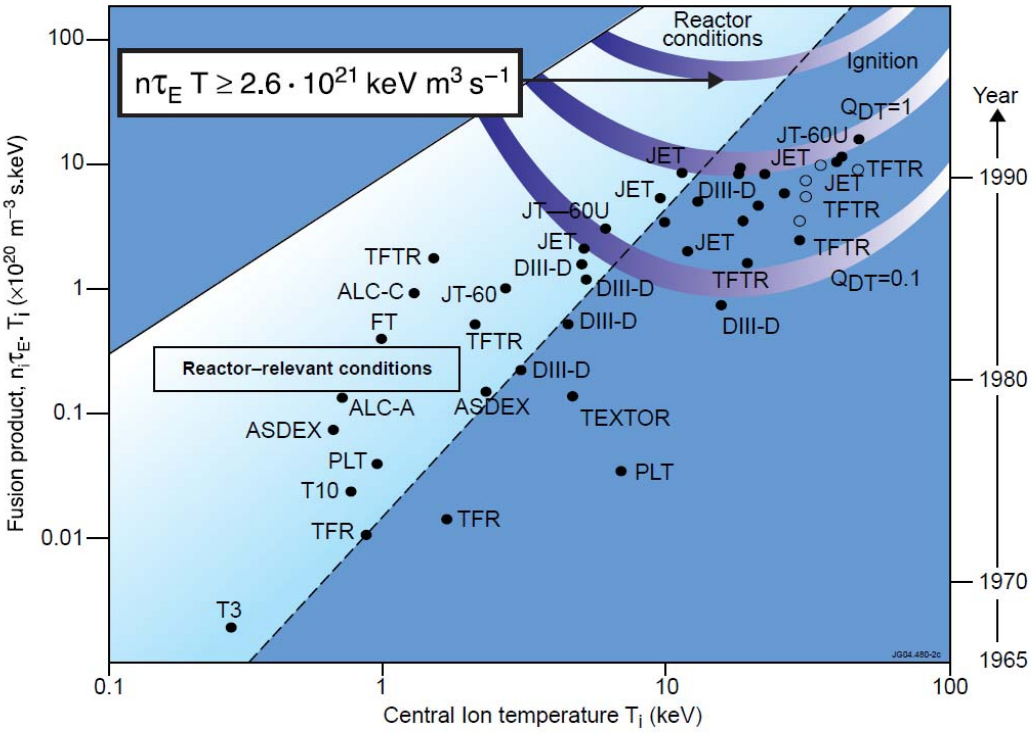
Ez a kritérium rávilágít arra a követelményre, hogy ha fúziós reakcióval akarunk energiát termelni, akkor megfelelő energia sűrűséget kell megfelelő ideig összetartani. Ha mágnesesen összetartott tipikus plazma paramétereket veszünk alapul, akkor a $T \sim 1\text{-}2*10^8 K$, $\tau_E \sim 1s$, sűrűség $n \sim 2\text{-}3 * 10^{20}$ részecske/m^3, ami $\sim 10^{-6}$ kg/m3 sűrűségnek felel meg. Vegyük észre, hogy ez az ITER méretű kb. 1000 m^3-es berendezésnél nagyságrendileg 1 gramm üzemanyagot jelent.

A berendezések működése szempontjából releváns paraméter még az energiasokszorozási tényező:

$$Q = P_f / P_v. \tag{12}$$

A fentiek szerint a „Breakeven" határ Q=1, a gyújtás esetén $Q=\infty$. A 2. ábra a fenti hármas szorzat és a központi plazmahőmérséklet koordinátarendszerében mutatja az eddigi

jelentősebb mágneses fúziós berendezések elhelyezkedését. Mint látható a mai legnagyobb berendezések a QDT=1 vonal közelében vannak, ami azt jelenti, hogy deutérium-trícium üzem esetén Q=1 értéket érnének el. Sugárvédelmi okokból viszont a legtöbb esetben a kísérleteket csak tiszta deutérium plazmában végzik, de a deutérium-trícium keverék hasonló viselkedését külön kísérletekben ellenőrizték[9].



2. ábra: Az eddig épült jelentősebb kísérleti fúziós berendezések hármas szorzat szerinti ábrázolása

1.5 Mágneses összetartás

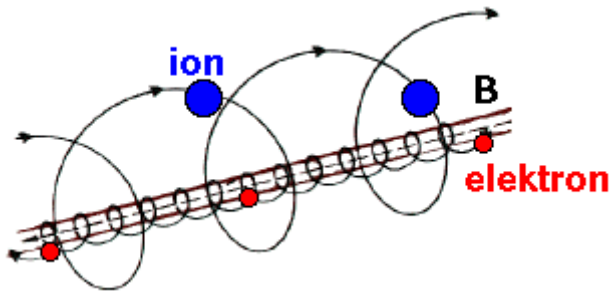
Ahogy az előzőekben láttuk, ahhoz hogy praktikusan alkalmazható fúziós energiát tudjunk előállítani, a fúziós hármas szorzat értékét kell bizonyos szint fölé emelni. A természetes fúziós reaktoroknál, tehát a csillagokban ezt az összetartást a gravitáció végzi el, miközben a magas hőmérséklet elérését a gravitációs összehúzódás energiája biztosítja. Ez földi körülmények között természetesen nem megoldható. Itt alapvetően két különböző koncepció alakult ki.

Tehetetlenségi összetartás: Ebben a megközelítésben a sűrűséget növeljük egy kritikus szint fölé, majd a közeget szabadon hagyjuk tágulni. Mivel a gázgömb tágulásának a hangsebesség ad korlátot, adott méret esetén megfelelően nagy sűrűséggel kielégíthető a Lawson kritérium. A méret praktikus megfontolások miatt nem lehet néhány milliméternél nagyobb, ennek megfelelően a szükséges sűrűség a szilárdtest sűrűség kb. 1000 szerese. Ezt kísérletileg nagyenergiájú lézerek fúziós üzemanyag-kapszulára való fókuszálásával érik el. Ilyen irányú kísérletek folynak az Egyesült Államokban NIF (National Ignition Facility) és Franciaországban a LMJ (Laser Megajoule) néven.

Mágneses összetartás: Ebben a megközelítésben inkább az összetartási idő növelése a cél. Mint láttuk a fúziós üzemanyag plazma állapotú kell, hogy legyen. A plazma elektromosan töltött részecskéi kölcsönhatnak a mágneses térrel, a terek és plazmában folyó áramok megfelelő kontrolljával elérhető a plazma mágneses csapdába zárása. Az értekezés további részében csak ilyen elven működő berendezések kerülnek tárgyalásra.

A mágneses összetartás alapja könnyen megérthető a töltött részecskék mágneses térben való mozgásának leírásából. A mágneses térben a töltött részecskékre a Lorenz erő hat és a részecskék az erővonalak mentén ciklotronfrekvenciával Larmor mozgást végeznek, amint az a 3. ábrán látszik. A forgásirány természetesen töltésfüggő, így az ionok és az elektronok ellentétes irányban forognak. A Larmor pálya a mágneses tértől, a részecske tömegétől és töltésétől függ. A kísérleti berendezések tipikusan Tesla nagyságrendű mágneses tereket hoznak létre. Ebben 1 keV energián az elektronnak *0.1mm* a protonnak *5mm* a Larmor sugara, és a fúzióból származó alfa részecske Larmor sugara *30 cm*.

Ez, a normál gáz minden irányban egyformán mozgó atomjaihoz képest lényegesen különböző viselkedés, a mágneses tér erővonalaira merőlegesen megakadályozza a részecskék szabad áramlását. Külső hatás nélkül, első közelítésben, a részecske követi a mágneses erővonalat. Egy jól megtervezett erővonal rendszerrel úgy zárhatjuk be a plazmát, hogy ne érintkezzen szilárd felületekkel. Itt kell megjegyezni, hogy az alfa fűtés feltétele, hogy a fúzióban keletkező nagy energiájú hélium magot is a rendszerben kell tartani, míg az ütközések által leadja az energiáját, így fűtve a plazmát. Ez a rendszer méretére egy alsó korlátot ad.



3. ábra: Töltött részecskék mozgása mágneses térben.

A plazmák viselkedése lényegesen bonyolultabb, mint azt a fenti egyrészecske kép sugallja. A plazmában az elektron és az ion gáz egymással ez elektromos tereken keresztül kölcsönható gázként jelenik meg. A plazmában folyó áramok maguk is mágneses mezőt indukálnak, amik visszahatnak az eredeti áramokra. Ezt a nagyon bonyolult rendszert különböző közelítésekkel vizsgálhatjuk, MHD, kétfolyadék MHD, kinetikus egyenlet és ezek különböző változatai.

Az alábbiakban a dolgozat megértéséhez szükséges néhány plazmafizikai fogalommal foglalkozunk, majd rátérünk a berendezések felépítésének ismertetésére.

Debye árnyékolás, kvázineutralitás.

Ha plazmába egy elektrosztatikusan töltött testet teszünk, az magához vonzza az ellentétes, és taszítja az azonos töltéseket. Zéró hőmérsékleten a töltéselmozdulás addig tart, míg a plazma tökéletesen le nem árnyékolja a töltést. Véges hőmérsékleten az árnyékolás a részecskék termikus mozgása miatt nem lehet tökéletes, de a plazma jelenlétében az elektrosztatikus potenciál:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r}\exp(-r/\lambda_D), \qquad \lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 kT_e}{n_e q_e^{\,2}}\right)^{1/2} \tag{13}$$

szerint csökken a q töltéstől mért r távolság függvényében. T_e az elektrongáz hőmérséklete, n_e a sűrűsége, q_e pedig az elektron töltése. A λ_D mennyiség a Debye hossz, ennél nagyobb távolságokon a plazma semleges. Fúziós plazmákban λ_D sokkal kisebb a rendszer méreténél, ezért a plazma semlegesnek tekinthető.

Driftmozgás

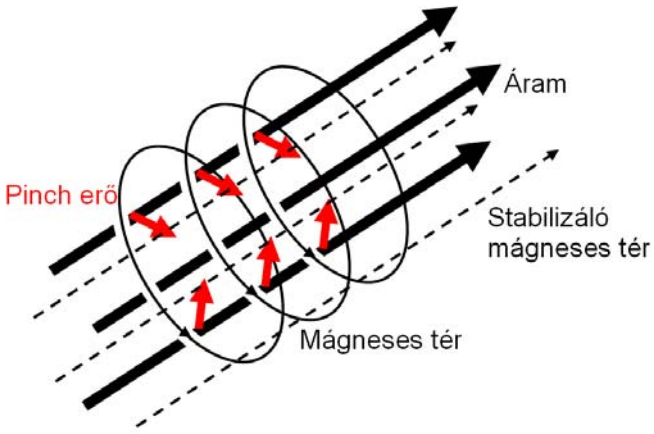
A töltött részecskék fentebb leírt, egyszerű Larmor mozgása szigorúan csak homogén mágneses terekben és akkor érvényes, ha az elektromos térnek nincs a mágneses térre merőleges komponense. Könnyen megmutatható[10], hogy a mágneses tér görbülete és inhomogenitása valamint az időben állandó elektromos tér a Larmor pálya középpontjának lassú, állandó sebességű sodródásához, az úgynevezett drift mozgáshoz vezet:

$$\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{B^2} - \frac{m\mathrm{v}_\perp^2}{2qB}\frac{\nabla|\mathbf{B}|\times\mathbf{B}}{B^2} + \frac{m\mathrm{v}_\parallel^2}{qR^2}\frac{\mathbf{R}\times\mathbf{B}}{B^2}, \tag{14}$$

ahol **R** a mágneses tér görbületi sugarának vektora. Az első tagot **ExB** driftnek, a másodikat grad-B driftnek, míg a harmadikat görbületi driftnek szokás nevezni. Fontos megjegyezni, hogy az **ExB** drift nem függ a részecske töltésétől, tehát az egész plazmát egyformán mozgatja, míg a másik két driftsebesség töltésfüggő irányú.

Pinch effektus és áram által hajtott instabilitások

Ha egy plazmaoszlopban áram folyik az oszlop hossztengelye mentén, ez olyan mágneses teret indukál, amely a plazma oszlopot összeszorítja. Ez a jelenség a plazmafizikától függetlenül ismert volt, 1904-ben fedezték fel folyékony fémek vizsgálata közben. Egy árammal átjárt vezetőben a ***J*** áram ***B*** mágneses teret indukál, amely az eredeti áramra hatva egy ***JxB*** radiális irányú erőt eredményez. Ha a plazma oszlopban a gáznyomással egyensúlyt tart a mágneses nyomás a rendszer egyensúlyban van. Ezt a jelenséget nevezik Pinch effektusnak. Azonban rögtön látható, hogy a konfiguráció erős instabilitási problémákkal küzd. Ha egy helyen egy kicsit elvékonyodik az oszlop, a nagyobb áramsűrűség miatt nagyobb lesz a mágneses tér és ezzel nő az erő, amely tovább vékonyítja az oszlopot. Ez a pinch instabilitás. A másik tipikus instabilitás a hurokinstabilitás, ekkor a plazmaoszlop egy kis kihajlása erősödik pozitív visszacsatolással. A fenti két folyamat folytatható magasabb rendek felé, amikor a plazma szélén kettő, három, stb. borda jelenik meg. Ezeket az instabilitásokat általánosan n-ed rendű hurokinstabilitásnak nevezik és tipikus képviselői az áramsűrűség inhomogenitása által hajtott instabilitásoknak. Ezek az instabilitások egy kellően erős hosszanti mágneses térrel stabilizálhatóak. A pinch effektus és változatai alapján a fúziós kutatások kezdetén különböző lineáris berendezéseket építettek (z-pinch, theta pinch)[11], melyek azonban a plazmaoszlop végének lezáratlansága miatt nem tudtak megfelelő összetartást biztosítani.



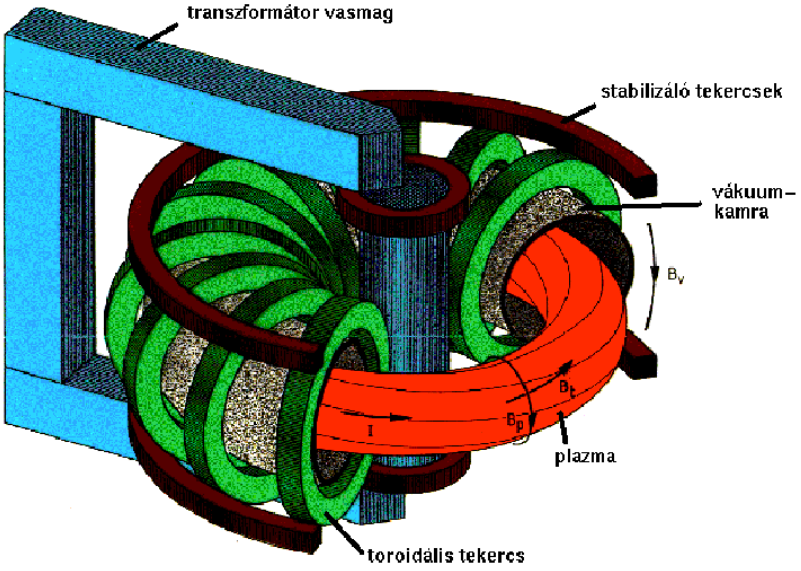
4. ábra: Pinch hatás

Toroidális berendezések, a tokamak

A lineáris berendezésekről kiderült, hogy fúziós energiatermelésre a végeken fellépő nagy veszteségek miatt nem lesznek alkalmasak. Az az ötlet merült fel, hogy körbefutó erővonalakat lehetne létrehozni egy tóruszban, így vágva át a Gordiuszi csomót. A tóruszban azonban nem lehet homogén mágneses teret létrehozni, a tér erőssége a középpontból kifelé haladva 1/R szerint csökken, ahol R a tórusz középpontjától mért távolság. A (14) egyenletben foglaltak szerint a tóruszban lévő inhomogén tér grad B driften keresztül töltésszétválást eredményez. A kialakuló függőleges elektromos tér és a toroidális mágneses tér ExB driften keresztül az egész plazmát a téren kívülre, a vákuumkamra falának vezeti. A függőleges elektromos tér kialakulása megakadályozható, ha a mágneses erővonalakat megcsavarjuk a mágneses tengely mentén. Ennek az alapötletnek a megvalósítása két módszerrel történhet. A sztellarátor típusú berendezésben a csavarodó erővonalakat külső tekercsek alkalmazásával vagy a moduláris sztellarátorok esetén a tekercsek alakjának optimalizációjával érik el. A másik lehetőség, ha a plazmában folyó árammal hozzuk létre a helikális teret. Ez a tokamak koncepció[8], amelyet a Szovjetunióban dolgoztak ki[9]. A tokamak neve is innen ered, ami egy betűszó: Toroidalnaja Kamera (toroidális kamra) és Magnyítnaja Katuska (mágneses tekercs) szavak kezdőbetűi alkotják. A tokamakban az áramot egy transzformátorral hozzák létre, aminek a szekundér köre maga a plazmagyűrű. A módszer óriási előnye az egyszerűsége, de látható, hogy csak impulzus üzemmódban használható, mert a központi szolenoidban csak véges ideig lehet növelni az áramot. Az 5. ábrán a tokamak berendezés sematikus ábrája látható. A mai berendezésekben külső áramhajtási módszerekkel is kísérleteznek, ami lehetővé tenné a plazmaáram fenntartását

akkor is, ha a központi szolenoid már elérte a maximális áramot. Ilyen módszer a mikrohullámok alkalmazása, illetve a plazma maga is hozzájárulhat az áramhajtáshoz, az ún. „bootstrap” áramon keresztül.

A tokamakban lévő plazmagyűrű helyzetét folyamatos kontrol alatt kell tartani, amit vezérlő, stabilizáló tekercsekkel oldanak meg. A plazma jó vezető anyag, de a benne folyó óriási áram az ellenállásán keresztül fűti, ezt hívjuk Ohmikus fűtésnek. Ennek a fűtésnek a hatásfoka csökken a magas hőmérsékleten, így a fúzióhoz szükséges hőmérséklet (100 millió ºC) eléréshez külső fűtések alkalmazása szükséges.



5. ábra: A tokamak sematikus ábrája

Mágneses felületek

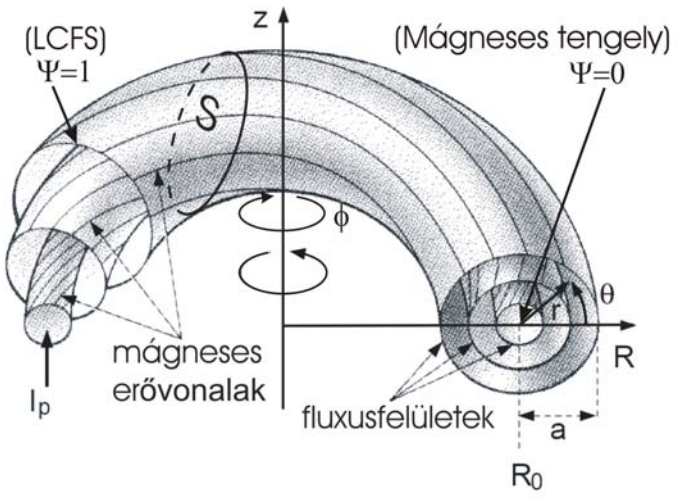
Ahogy láttuk, a mágneses összetartás esetén a kinetikus nyomással a pinch erő tart egyensúlyt. Ezt statikus és ideális, végtelen vezetőképességű plazmára vonatkozóan a következő MHD erőegyenlettel írhatjuk le. ($\partial_t = 0$)

$$\nabla \mathrm{p} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad \rightarrow \quad \nabla \mathrm{p} \cdot \mathbf{j} = \nabla \mathrm{p} \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{15}$$

ahol $p = nk_B T$ a plazma kinetikus nyomása, $\mathbf{j}$ az áramsűrűség. Látható, hogy mind az áram, mind a mágneses tér merőleges a nyomásgradiensre.

Az egyensúlyi MHD számítások egy toroidális fúziós berendezés plazmájára olyan geometriát adnak, amelyben egymásba ágyazott tórusz alakú felületekre illeszkednek az áramvonalak és a mágneses erővonalak. A konstans nyomású felületeket fluxusfelületeknek hívjuk, mivel

megmutatható, hogy minden ilyen felületen fekvő zárt hurkon azonos mágneses fluxus halad át. A továbbiakban gyakran használjuk a toroidális és poloidális kifejezéseket, ezeket a 6. ábrán látható Φ és θ által mutatott irányoknak megfelelően.



6. ábra: Toroidális berendezés mágneses geometriája vázlatosan; I_p – plazmaáram, (R, Z, ϕ) – hengerkoordináták (radiális, axiális, szög), (Φ, φ ,θ) –elemi toroidális koordináták (radiális, toroidális, poloidális), *a* – kissugár, R_0 – nagysugár , LCFS – utolsó zárt fluxusfelület

Szinte minden mágneses erővonal ergodikusan kitölt egy fluxusfelületet, ami azt jelenti, hogy az erővonalat követve, annak döféspontjai egy állandó Φ szögnél elhelyezkedő síkon egy zárt görbét rajzolnak ki. A mágneses összetartásnál láttuk, hogy a mágneses erővonalak irányában a részecske- és hőtranszport nagyságrendekkel nagyobb, mint arra merőlegesen. Az erővonal menti gyors transzport a különböző paraméterek gyors kiegyenlítődéséhez vezet a teljes fluxusfelületen. Ezért az energiaösszetartási időskálán már a plazma hőmérséklete és sűrűsége egy fluxusfelületen állandónak tekinthető. Az utolsó zárt fluxusfelülethez tartozó kissugár értékét jelöljük a-val, és a R_0/r értéke az „aspect ratio”, azaz viszonyszám. Normál tokamakoknál ~3 körüli érték, szférikus tokamakoknál közelít 1-hez.

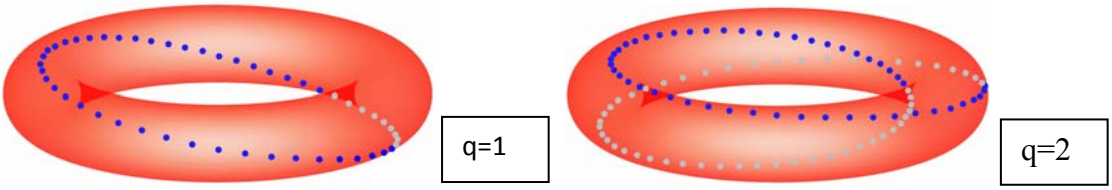
Biztonsági tényező

A tokamakfizikában nagyon fontos fogalomnak bizonyult a biztonsági tényező. Ez a mennyiség szemléletesen azt írja le, hogy egy erővonalat követve mennyit változik a toroidális koordináta φ, a poloidális koordináta egy adott megváltozása alatt θ. A 7. ábra a q=1 és a q=2 példán szemlélteti a biztonsági tényezőt. Ha az erővonal zárt, a q egy racionális szám, a felületet racionális felületnek hívjuk. A plazma instabilitások és a külső zavarok

rezonáns hatása miatt ezeknek a felületeknek kiemelt szerepük van. A biztonsági tényező radiális változását az alábbi képlettel közelíthetjük:

$$q(r) \approx \frac{rB_{\varphi}}{R_0 B_{\theta}} \tag{16}$$

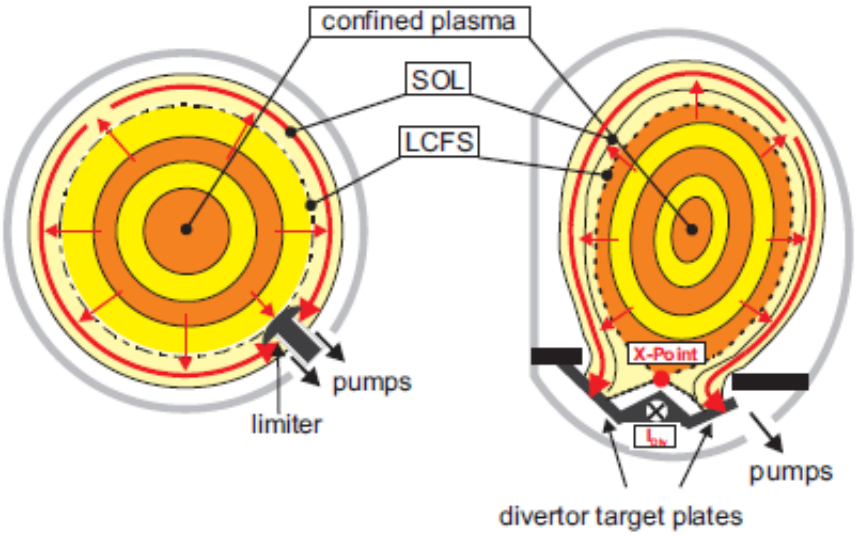
A biztonsági tényező elnevezés onnan származik, hogy a tokamak konfiguráció csak q(a)>2 esetén stabil.



7. ábra: Biztonsági tényező szemléltetése

Plazma határoló elemek

A plazma valahol mindenképp érintkezik, kölcsönhat a kamrafal valamely részével. Ahogy láttuk korábban a plazma két részre osztható, zárt felületekkel jellemezhető összetartott részre és nyílt erővonalakkal jellemezhető határrétegre. Ahhoz, hogy megfelelő plazmaösszetartást érjünk el, feltétlenül kontrollálnunk kell a fal és a plazma közötti kölcsönhatást, illetve a falról visszaáramló semleges atomok számát kell minimalizálni. Erre két különböző eszközt fejlesztettek ki, a divertort és a limitert. A limiter egyszerűen a plazma szélébe helyezett szilárd felület. A divertor egy olyan limiter rendszer, ahol a külső, erre a célra kialakított tekercsekkel előállított mágneses térrel vezetjük rá a plazmát a plazma felülettől eltávolított, a kamra egy általunk kontrollált térfogatába. Ez a tér egy szeparátrixot hoz létre a plazma szélén, ami elválasztja az összetartott régiót és a nyílt erővonalakkal jellemezhető részt. A 8. ábrán látható a két típus sematikus ábrája.



8. ábra: A limiter (bal) és a divertor (jobb) elvi ábrája.

A nyílt erővonalak a limiteren és a divertoron végződnek, így ezekre szabadon áramlanak a plazma részecskék. Ez esetenként óriási hőterhelést jelent a szilárd határoló elemeknek. A szeparátrixon kívül lévő plazmát határréteg, vagy "scrape off layer" (SOL) plazmának nevezik. Ez a belső réteghez képest hideg és ritka. A határréteg plazmában exponenciálisan esik le a sűrűség és a hőmérséklet a kissugár függvényében. A divertor és gyakran a limiter is aktív vákuumszívással rendelkezik, hogy a becsapódó részecskék semlegesítve ne kerülhessenek vissza a plazmába.

A plazma fűtése

A fúziós reakció eléréséhez a plazmát 10 keV hőmérsékletig kell felfűteni. A tokamak működéséhez szükséges áram fűti a plazmát az áram indulásakor 0.1-1 keV hőmérsékletig, de a plazma ellenállása csökken a hőmérséklettel, $\eta \sim T_e^{-3/2}$. Így kiegészítő fűtéseket kell alkalmazni, még akkor is, ha a jövőbeli reaktorokban a keletkező alfa részecskék veszik át a domináns fűtés szerepét. A kiegészítő fűtések két különböző elven működnek, vagy nagyenergiájú semleges atomokat juttatnak be a plazmába, vagy elektromágneses hullámokkal fűtik.

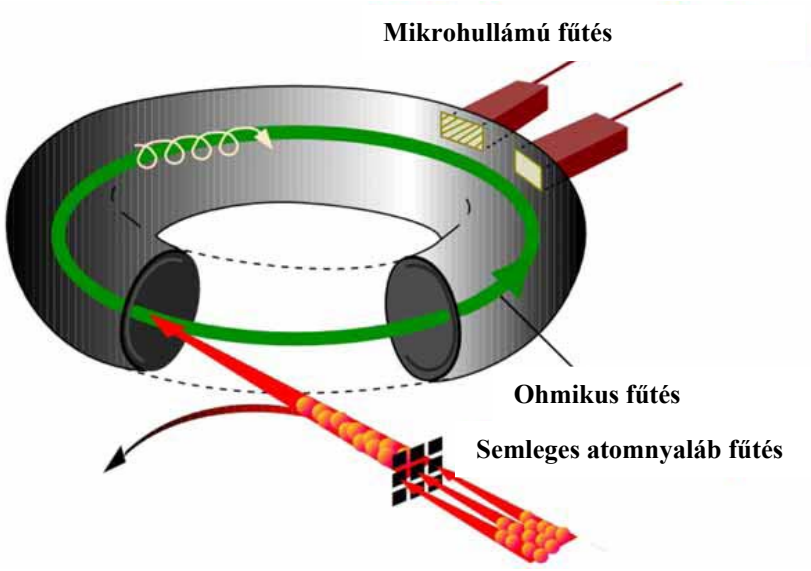
Semleges atomnyalábok

A semleges atomnyaláb fűtés a jelenlegi leghatékonyabb fűtés. A dolgozatban fontos szerepet kap ez a technika, ezért a második fejezetben részletesen tárgyalom a működését.

Elektromágneses hullámok

Ennek a fűtési formának a lényege, hogy olyan elektromágneses hullámot juttatnak a plazmába, ami akadálytalanul halad egy rétegig, ahol rezonancia lép fel egy részecske típus ciklotron mozgásával, és a hullám energiájának legalább egy része termikus mozgási energiává alakul. Az elnyelődés helye és mértéke függ a hullám frekvenciától, a mágneses tértől, plazma sűrűségtől, polarizációtól. Két típusa gyakori, az ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) az elektron ciklotron mozgáson alapul. Leggyakrabban kétszeres elektron ciklotron frekvenciával sugároznak, ami szabadon terjed a rezonancia felületig $2f_C=f_{hullám}$, ahol nagy része elnyelődik. A tipikus frekvencia 50-170 GHz, a miliméteres hullámhossz tartományba esik. A fűtés előnye, hogy radiálisan lokalizálni lehet a fűtési teljesítményt, amivel kifinomult plazma vezérlési eljárások valósíthatók meg. A hátránya, hogy az elektronokat fűti, és az elektron ion termikus csatolás meglehetősen gyenge. A fúzióhoz az ionok hőmérsékletének kell 10 keV felett lenni.

Az ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) az ECRH-hoz hasonló elven működik, de az ionokat fűti. Technikailag nehezebb kivitelezni a csatolást a plazmához, és működésekor nagymennyiségű szennyező is a plazmába juthat, a generált nagy elektromos terek miatt. A problémák ellenére MW-os teljesítményű ICRH rendszerek is vannak.



9 ábra: Plazma fűtések sematikus rajza

A fűtések használatával a legfontosabb kísérleti eredmény az összetartás degradáció (confinement degradation) jelenség felismerése volt. A fent leírt energiaösszetartási időre és

tetszőleges fűtési módokra is azt találták, hogy a fűtési teljesítmény négyzetgyökével fordított arányban csökken: $\tau_E \sim P^{-½}$. Ez nem a magasabb hőmérséklet miatti sugárzás hatása, hanem a fűtések hatására valamilyen módon az effektív hővezetési együttható nőtt meg. Ez nem csak érthetetlen volt, de a fúziós erőmű megvalósíthatóságát is kétségbe vonta. A magyarázathoz vizsgáljuk meg a különböző transzport folyamatokat.

1.6 Turbulencia, anomális transzport

Klasszikus és neoklasszikus transzport

Mint láttuk homogén mágneses térben a részecskék az erővonalak mentén mozognak. Ha figyelembe vesszük a részecskék közti ütközéseket, akkor a Larmor pálya középpontja egy-egy ütközésben véletlenszerűen egy Larmor sugárnyival elugrik az erővonalról. Ez éppen egy diffúziós folyamatra vezet, tehát a részecske ütközések egy mágneses téren keresztül zajló diffúziót okoznak. Ezt nevezik klasszikus transzportnak[12]. Egy toroidális plazmában az erővonalak mentén zajló nagyon gyors részecskemozgás a plazma paramétereket kiegyenlíti, így a klasszikus transzport lényegében egydimenzióssá válik, a mágneses felületekre merőlegesen hat.

A részecskék drift mozgásának figyelembevétele módosítja a klasszikus transzport képet. Neoklasszikus transzport[12] alatt klasszikus transzport és a toroidális geometria által létre hozott diffúziók összességét értjük. Az eredmény egy bonyolultabb paraméterfüggésű, de még mindig egydimenziós diffúzió jellegű folyamat.

Anomális transzport

A kísérletek kezdete óta ismert, hogy a mágneses térre merőleges diffúziós együttható sem nagyságrendileg, sem tendenciában nem írja le helyesen a méréseket[8][103]. A kísérleti eredményeket Bohm foglalta össze:

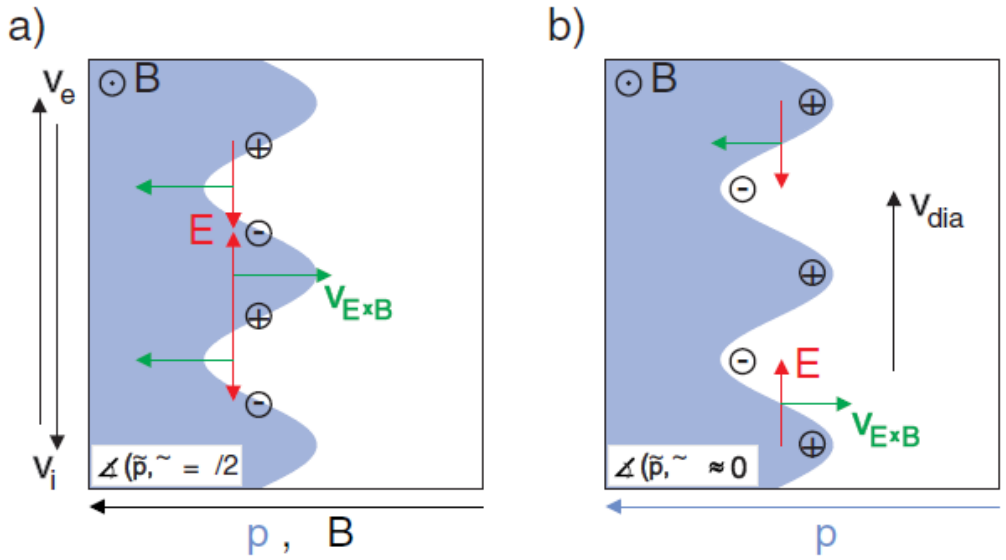
$$D_B = \frac{1}{16}\frac{kT_e}{eB} \tag{17}$$

A Bohm diffúzió meglepően jól leírja sok különböző méretű kísérleti berendezésben tapasztaltakat. Érdekes tulajdonsága, hogy nem tartalmaz sűrűségfüggést. A Bohm diffúzió még mindig lokális plazmaparaméterek által meghatározott diffúziós együtthatót feltételez, tehát nem használható a fűtési teljesítménytől függő hődiffúziós folyamat leírására. A neoklasszikus transzporttól eltérő transzportfolyamatokat összefoglaló néven anomális

transzportnak nevezzük. A jelenséget mai tudásunk szerint a plazma mikroturbulenciája okozza.

Kicserélődési instabilitás, Drifthullám

Az általánosan elfogadott elméletek szerint a plazma mikrourbulencia kialakulásáért, két alap instabilitási mechanizmus felelős, az egyik a drifthullámok a másik a görbület által hajtott kicserélődési instabilitás. Mindkét instabilitást a plazmaparaméterek gradiense hajtja, ami szabadenergia forrásként szolgál a kialakuló instabilitásokhoz. A két instabilitási mechanizmus sematikus ábrája található a 10. ábrán.



10. ábra: Kicserélődési instabilitás (balra) és drift hullám (jobbra) vázlata.

Mivel itt csak az alap folyamatokat szeretném szemléltetni, az egyszerűség kedvéért kétdimenziós hasáb geometriában, a mágneses térre merőleges síkon ábrázolom a jelenségeket. Kezdeti feltételként a plazma egy felületéhez adjunk hozzá egy szinuszos perturbációt. A kicserélődési instabilitás[13], amit a 10. (a) ábrán találunk, a folyadékok áramlásánál megismert klasszikus Rayleigh-Taylor instabilitás plazmabeli analógiája, ahol a mágneses mező görbülete játssza az analógia szerinti gravitációs mező szerepét. A drifteknél láttuk, hogy a görbületi és ∇B driftek, töltésszétválást eredményeznek. ($\boldsymbol{v}_e$ és $\boldsymbol{v}_i$ az elektronok illetve ionok drift sebességének iránya az ábrán) Ennek eredményeként a mágneses térre merőleges **E** elektromos tér keletkezik. Az ennek hatására ható **ExB** drift erősíti az őt létrehozó perturbációt és lineárisan instabil lesz, ha ∇B azonos irányú a plazma nyomás

gradiensével. Ez az ún. rossz görbületi régió, amit az ábrán is látunk. A tokamakoknál, ahol mint láttuk B~1/R, ez a tórusz külső oldala, amit „Low Field Side-nak", LFS-nek neveznek.
A valós tokamak geometriában a helyzet jóval bonyolultabb, mert a csavarodó erővonalak összekapcsolják a jó és a rossz görbületű részeket, és így stabilizálhatják a perturbációt. Nagy nyomásgradiensek esetén a gerjesztés felülmúlhatja a belső oldal stabilizáló hatását és a külső oldalon lokális instabilitások fejlődhetnek ki. Ezeket hívják ballooning módusnak.
A görbületi drift által hajtott módusoktól eltérően a drifthullámok[13] csak három dimenzióban értelmezhetők, és az erővonal menti dinamika lényeges paramétere a stabilitásának. A 10. (b) ábrán homogén mágneses mezőt veszünk, és az erővonal menti elektron dinamikát adiabatikusnak feltételezzük. Az előbb látotthoz hasonlóan egy szinuszos perturbációt adunk a plazma egy felületéhez, de feltételezzük, hogy az erővonalak mentén haladva ez véges hosszúságú. Az elektronok az erővonalak mentén szabadon mozognak és ennek eredményeképpen a nagyobb sűrűségű tartományból a kisebb sűrűségűbe netto elektron áram keletkezik. Ez töltésszétválást okoz és a kialakuló potenciálkülönbség által hajtott áram ellensúlyozza a sűrűségkülönbség miatti áramot. A sűrűségperturbáció, tehát potenciálperturbációt okoz, ezt Boltzmann relációnak hívjuk: $n_e=n_0\exp(e\varphi_{pl}/k_BT_e)$. A kialakuló elektromos tér azonban most a hullámhegyek tetején és alján 0, így nem okoz további növekedést csak a hullámvektor mentén mozgatja a perturbációt. Ezt hívjuk drift hullámnak. Ebben az egyszerűsített képben a kezdeti perturbáció lineárisan stabil, a sűrűség és potenciál közötti 0 fázis miatt. Bármi megváltoztatja ezt a fázist a hullám vagy csillapodik, vagy instabil lesz. Több folyamat is ismert, amely a drift hullámok instabilitásához vezet. Mivel eredetileg minden releváns tokamak körülmény esetén instabilnak gondolták, néha univerzális instabilitásként is hivatkoznak rá. Ennek megfelelően a drift hullámokat a fúziós plazmák központi tartományában az anomális transzportot okozó legfontosabb instabilitásnak tartják.

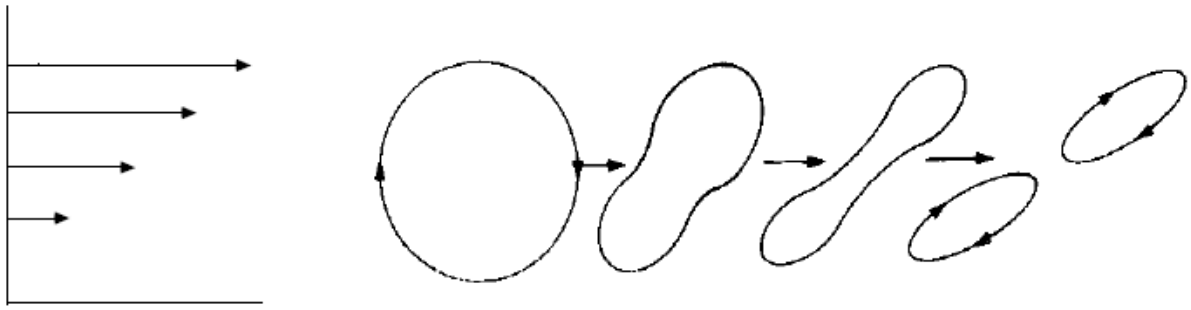
Kifejlődött turbulencia

Az előző pontban a turbulencia kialakulásáért leginkább felelősnek tartott instabilitások után nézzünk globálisan az időben állandósult állapotra. A fent említett instabilitások által keltett módusokat radiálisan és poloidálisan néhány cm hullámhossz jellemzi, toroidálisan akár több méterre elnyúltak. A drift hullám módusok lineárisan növekedő szakaszát természetesen egy nemlineáris szakasz követi, és ezek a struktúrák bonyolult véletlenszerű kapcsolatba lépnek egymással. Amit végül a kísérletekben látunk az a kifejlődött turbulencia. A turbulens közeg

leírható egymással kapcsolatban álló, különböző tér- és időskálán létező örvények statisztikus sokaságaként. A Kolmogorov-model[14] szerint a rendszerbe nagy skálahosszon betáplált energia a rövid hullámhosszú struktúrák fele csorog, míg molekuláris hőmozgássá disszipálódik. Ez a folyamat a direkt energiakaszkád. A kétdimenziós turbulencia esetén létezhetnek olyan folyamatok is, ahol az energia kis skálákról a nagyobb skálák fele áramlik, ez az inverz energia kaszkád. A fúziós fizikában nagyon fontos szerepet kapnak ezek a folyamatok, mint a következő pontban látni fogjuk.

Zonális áramlások

Az előzőekben látott teljesen kifejlődött turbulencia állapotában lévő plazmában tételezzünk fel egy lokális nyírt áramlás jelenlétét. A nyírt áramlás alatt helyfüggő áramlási sebességet értünk. A nyírt áramlás a kialakuló örvények különböző részeit különböző sebességgel ragadja magával. A folyamat elején csak deformálja, végül szétvágja az eredeti örvényeket. A 11. ábrán ez a folyamat követhető.

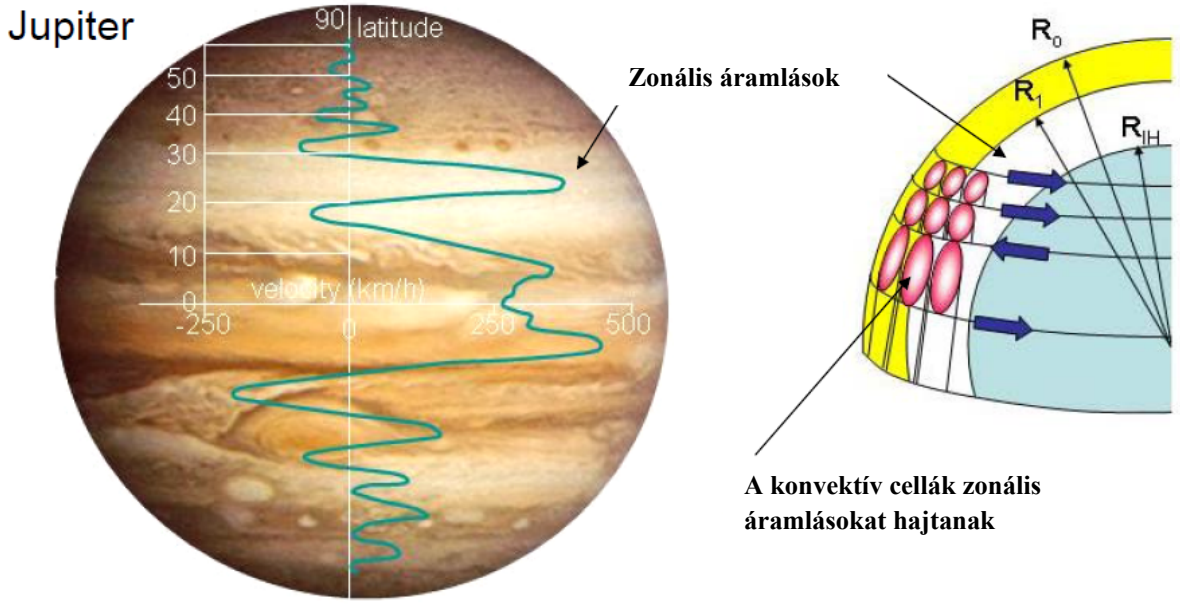


11. ábra: Állandó nyírt áramlás hatása turbulens örvényekre.

A folyamat eredményeképpen az áramlásra merőleges korrelációs hossz lecsökken, a struktúrák áramlásra merőleges hullámszáma megnő. Azt is látni kell, hogy ha az örvények felelősek a részecske- és hőtranszportért, akkor egy ilyen hatás csökkenti az effektív diffúzió mértékét.

Numerikus szimulációkban és kísérletekben az a meglepő eredmény született, hogy adott körülmények között a turbulencia spontán módon képes nyírt áramlásokat létrehozni. Ezeknek az áramlásoknak a poloidális korrelációs hossza sokkal nagyobb, mint a létrehozó drifthullám turbulencia cm-es skálája. Az ilyen poloidálisan kiterjedt potenciálstruktúrákhoz kapcsolódó radiálisan nyírt áramlásokat nevezzük zonális áramlásoknak (Zonal Flow, ZF)[15][16]. A zonális áramlások a természetben más körülmények között is előfordulnak, például a 12. ábra a Jupiter öveit alkotó zonális áramlásokat mutatja be. A teljes bolygó méretű áramlásokat a

lokális konvektív cellák hajtják. Ahogy az ábrán szemléletesen látszik a nyírt áramlás merőleges a turbulenciát (konvektív cella) hajtó gradiensre



12 ábra: A Jupiter öveit kialakító zonális áramlások [104].

A tokamakban keltett zonális áramlások visszahatnak az őket generáló drifthullám struktúrákra, egyrészt a fent látott módon szétnyírják azokat, másrészről a energiájukat csökkentik azáltal, hogy ezen mikrofluktuációk rovására épülnek fel, de végeredményben csillapítják a turbulenciát.

A fentebb leírt mechanizmusból egy önszabályozó rendszer képe bontakozik ki. A fúziós plazmafizika egyik legkutatottabb területe a turbulencia—zonális áramlás önszabályozó rendszer. Itt a kísérletekben némi lemaradás tapasztalható, hiszen a ZF struktúrákat több évtizede megjósolta az elmélet, de csak a legutóbbi időkben sikerült kísérletileg is kimutatni. Az elmélet is sok nyitott kérdéssel adós, mint például a zonális áramlások csillapítási mechanizmusai.

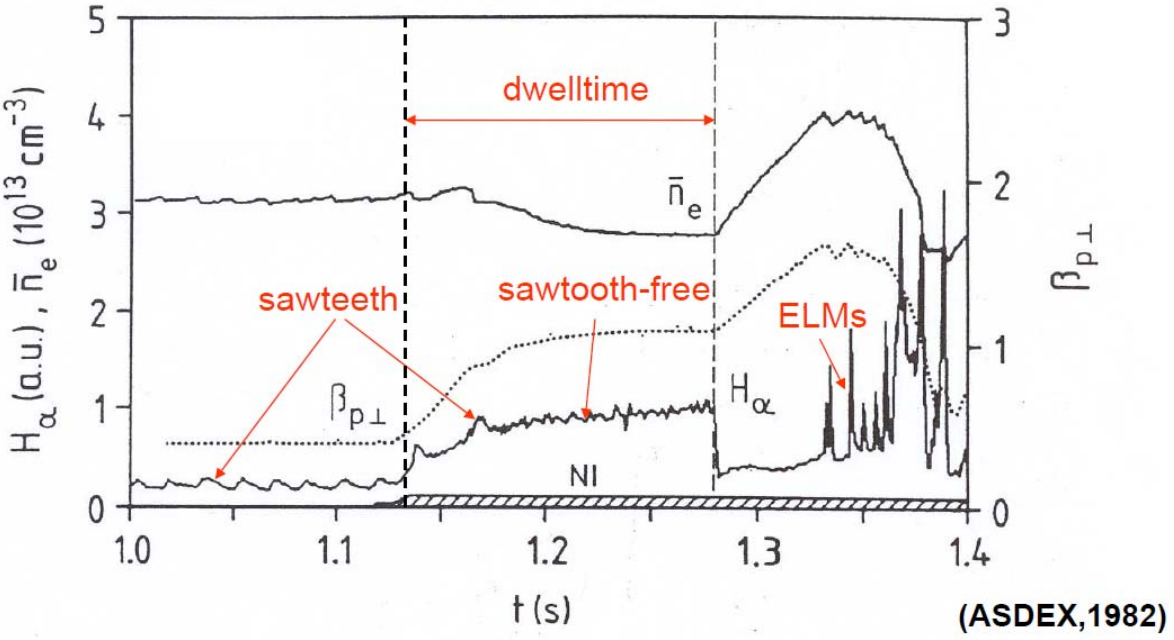
A fentiekben időben állandó nyírt áramlásokat láttunk, de van a zonális áramlásoknak időben periodikus ága is, ezek a GAM-ok (Geodesic Acoustic Mode)[15]. A GAM olyan perturbáció, ahol az m=n=0 elektrosztatikus potenciál toroidális hatások miatt lineárisan csatolódik egy m=1, n=0 sűrűség perturbációhoz. A GAM frekvenciája elméletből megadható

$$\omega^2 \cong 2\frac{C_s^2}{R^2}\left(1+\frac{1}{2q^2}\right), \qquad (18)$$

ahol C_S a hangsebesség és q a biztonsági tényező. Kísérletileg intenzíven kutatott terület a GAM-ok fizikája és kölcsönhatása a drifthullám turbulenciával[17]. A zonális áramlások különös jelentőségét éppen a turbulencia szabályozásában betöltött szerepük adja. A nyírt áramlások által létrehozott transzport gátak a jobb részecske- és energiaösszetartás következtében kisebb és olcsóbb fúziós reaktorokat jelenthetnek.

1.7 H-mód

Az 1982-es fontos év a fúziós kutatások történetében, talán nem túlzás a második születési évnek is nevezni. F. Wagner és munkatársai 1982-ben a németországi Garchingban az ASDEX tokamakon végzett kísérleteik folyamán a plazma energiaösszetartásának ugrásszerű növekedését figyelték meg[18], amelyet a fűtési teljesítmény változtatásával értek el. A plazma magasabb energiaösszetartású állapotát H-módnak (High confinement mode, H-mode), a korábban ismert állapotot pedig L-módnak (Low confinement mode, L-mode) nevezték el, magát a jelenséget pedig L-H átmenetnek (Low to High confinement mode transition). Azt a meglepő eredményt kapták, hogy a plazma spontán ugrik az egyik állapotból a másikba, az energiaösszetartás pedig egy kb. 2-es faktorral javul. A két állapot között nem tudtak üzemmódot találni. Természetesen intenzív kutatások indultak az akkori tokamakokban az eredmény megismétlésére, okainak tisztázására. A divertoros berendezéseknél nagyjából azonos paramétertartományban meg is találták ezt az üzemmódot.



13. ábra: Az L-H átmenet kísérleti bizonyítéka az eredeti cikkből [18]

Az L-H átmenet oka a plazma szélén kialakuló transzportgát (Edge transport barrier, ETB)[19][20], amit a fent megismert nyírt áramlások kialakulásával lehet magyarázni. A transzportgát kialakulása nagy lokális gradiensek megjelenésével jár együtt, meredek sűrűség és hőmérséklet profil jellemzi. Szemléletesen olyan, mintha L-módra jellemző profil egy lépcsőről indulna, ezt a lépcsőt a dolgozatban az angol elnevezése után a magyar szokásoknak megfelelően pedesztálnak fogom hívni. A pedesztál radiális kiterjedése ~cm skálájú.

A 13. ábra alapján a H-mód főbb jellegzetességeit állapíthatjuk meg:

- az átmenet idejét a H_α sugárzás csökkenése jelzi, mivel csökken a plazma-fal kölcsönhatás intenzitása,
- spontán és jól megkülönböztethető állapotváltozás jön létre a plazma szélén,
- az energia- és a részecskeösszetartás egyszerre javul,
- új instabilitás jelenik meg a H-módban az ELM-ek formájában, melyek legjobban a H_α sugárzásban megjelenő éles tüskékkel jellemezhetők.

1.8 Edge Localised Mode (ELM)

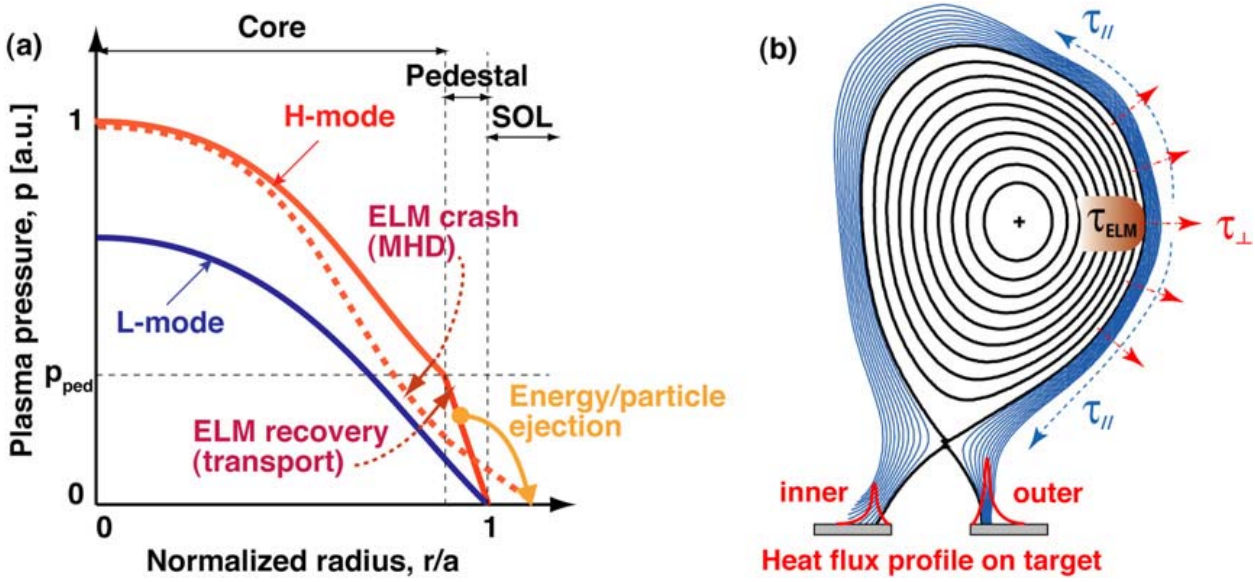
A meredek szélprofil kialakulásával egy új, addig ismeretlen periodikusan fellépő instabilitás is megjelent, amit ELM-nek (Edge Localised Mode)[21] nevezetek el. Az ELM periódikusan megjelenő MHD instabilitás, a jelenlegi elméletek szerint csatolt áram- és nyomásgradiens által hajtott (peeling-ballooning) módus[22][23][24]. Az ELM-ek megjelenésével összeomlik a meredek szélprofil, és nagy részecske- és hőfluxus áramlik a plazma határoló elemekre, és leginkább a divertor téglákra. Az ELM megjelenése egyszerre hasznos és veszélyes. Hasznos mert a transzport gát olyan hatékony, hogy mögötte felgyűlhetnek a szennyező elemek, vagy később egy reaktorban a keletkező hélium magok, amiktől meg kell tisztítani a plazmát. Illetve veszélyes, mert az ELM összeomlás nagyon gyors, a másodperc ezredrésze alatt akár a teljes tárolt energia 20%-a is elveszhet. Ez a nagy berendezéseknél óriási hőterhelést jelent a divertor elemeknek. Az ELM-ek számítások szerint már az ITER-ben is meghaladhatják a 10 MW/m^2 értéket, ami néhány óriás ELM után a divertort használhatatlanná teszi[25]. Az ELM-eket típusokba csoportosították jellemzőik szerint[21]. A különböző típusok gyakoriság és

szállított energia értékében jelentősen szórnak. Itt az összes típust nem tárgyalom, csak az I-es típus jellemzőit ismertetem, mert az 5. fejezet kísérleti megfigyelésében ez a típus szerepel.

Az I-es típusú ELM-ek ismétlődési gyakorisága alacsonyabb (<100 Hz) a többi típusnál, az általuk szállított energia mennyisége pedig magasabb. Az I-es típusú ELM-ek $P \sim 1.5\text{-}2P_{LH}$ fűtési teljesítménynél jelennek meg, gyakoriságuk *P* emelésével nő[26]. A mérések szerint az összeomlás a LFS oldalon következik be először. A hagyományos besorolás szerint nem tartozik hozzá mágneses prekurzor rezgés, de több kísérletben, illetve más diagnosztikával pl. hőmérséklet mérésben észleltek prekurzorokat[26].

Az ELM összeomlás során filamentumok jelennek meg a szélplazmában. Filemantumok alatt a mágneses erővonalakat követő elnyújtott struktúrákat értünk, amik radiális kiterjedése 5-10 cm berendezéstől függően, az I-es típusú ELM-nél a toroidális móduszáma 10-15. A radiális terjedési sebessége a MAST-on 800 m/s[28]. Terjedése közben gyorsul radiálisan és lassul toroidálisan.

Az I-es típusú ELM-ekkel együtt járó H-mód rendkívül robosztus és stacionárius, benne a szennyező-koncentráció és a sűrűség is állandó értéket vesz fel. Mindez az ELM-eknek köszönhető, amelyek a plazma üzemanyagával együtt a szennyezőket is eltávolítják. Az ITER működését is erre üzemmódra tervezték[29].



14. ábra: L-mód és H-mód profilok ELM-ek vázlatos jellemzése[26]

1.9 Plazma diagnosztikák

Egy vákuumkamrában elhelyezkedő keV hőmérsékletű fúziós plazma paramétereinek mérése önmagában is nagy kihívás és speciális eszközök kifejlesztését teszi szükségessé[30]. Emellett a jelenlegi nagyobb berendezéseknél és főleg a jövő reaktor méretű eszközeinél nem feledkezhetünk meg a fúziós neutronok és az általuk keltett jelentős gamma sugárzás zavaró és károsító hatásairól sem. A terjedelmi korlátok miatt csak felsorolásszerűen áttekintjük az alapvető diagnosztikákat, ezek közül is elsősorban azokat, amelyek mérési eredményeit a későbbi fejezetekben használjuk.

Mágneses alapdiagnosztikák. A plazma köré helyezett hurkok és a plazmát körülölelő Rogowski tekercsek a plazmaáram által keltett mágneses tér különböző felületekre vett integráljait mérik. A mért feszültségek időbeli integráljából a plazmaáram, annak helyzete és alakja határozható meg. Ilyen módon mérik általában a plazma helyzetét a vákuumkamrában és ennek segítségével szabályozzák a poloidális teret, amely a plazma helyben tartásáért felelős.

Mirnov tekercsek. Kis keresztmetszetű több menetes szolenoid tekercs, amelyet a tekercs tengelyének irányába eső mágneses térkomponens időbeli változásának mérésére használnak. A rajtuk mérhető feszültség arányos a mágneses tér időderiváltjával. Ezeket a tekercseket általában csoportokban (10-50 szonda) telerepítik a vákuumkamra belsejében és a mágneses tér időben kváziperiodikus fluktuációinak mérésére használják. A különböző tekercsek között mért relatív fázisokból a perturbáció toroidális és poloidális módusszámait lehet kiszámítani. A szonda helyén a mágneses tér változásához a plazma különböző helyein történő áramváltozás járul hozzá, ezért a mérés nem tekinthető lokálisnak.

Interferometria. A módszer lényege, hogy a plazmán áthaladó lézer vagy mikrohullámú nyaláb egy referencia nyalábhoz képest fáziseltolódást szenved, ami a nyaláb mentén integrált sűrűséggel arányos. Egy valós mérésben több húron mérnek, és ebből állítják vissza Ábel inverzióval a plazma sűrűség eloszlását. Sok berendezésen a plazma közepén átmenő húron mért vonalintegrált sűrűség jelet használják a plazmasűrűség szabályzására.

Thomson szórás: Nagy intenzitású (1-10 J) lézer impulzust átbocsátva a plazmán a nyalábra közel merőleges irányokból mérik az elektronokon Thomson szórással szóródott fényt. A mért fény intenzitása arányos a lokális elektronsűrűséggel, míg a mért spektrum Doppler kiszélesedéséből a helyi elektronhőmérsékletre következtethetünk. Lokális mérés, melyben a

lokalizációt a lézer nyaláb és a megfigyelési irányok keresztezése adja. A lézer impulzusok előállításának gyakorisága adja a mérési frekvenciát, ez általában 10-20 Hz, de létezik több lézerrel magvalósított rendszer is ahol a lézerek megfelelő időzítésével magasabb frekvencia érhető el. Egy újabb, a JET-nél megépített és az ITER-re is tervezett változata a LIDAR. Itt a nyaláb és a megfigyelés egy tengelyen helyezkedik el és a visszafelé szórt fotonokat figyelik meg. Olyan rövid fényimpulzust indítanak (0.3 nanoszekundum), hogy a különböző helyről szóródott fotonok időben elkülönülnek, tehát a visszaszórt fény intenzitásának és spektrális kiszélesedésének időbeli változása adja a sűrűség és elektronhőmérséklet térbeli eloszlását.

Langmuir szonda. Egy kis felületű áramvezetőt juttatunk a plazma szélébe. A szondára kapcsolt feszültség függvényében mérve az áramot a lokális plazma sűrűséget, hőmérsékletet és elektromos potenciált mérhetjük vele[31]. Az U-I karakterisztika meghatározott pontján üzemeltetve valamilyen lokális plazmaparaméter gyors időbeli változását lehet mérni. Száz volt nagyságrendű negatív feszültséget kapcsolva rá a kamrához (vagy egy környező másik szondához) képest a szonda az úgynevezett ion-telítési áramot méri, amely arányos az elektronsűrűségnek és az elektronhőmérséklet gyökének a szorzatával. Feltéve, hogy a hőmérséklet fluktuációk nem túl nagyok a plazma sűrűségfluktuációjának mérése lehetséges. Ha csak feszültséget mérünk a szondán (I=0), akkor közelítőleg a helyi plazma potenciált kapjuk meg, ismét feltéve, hogy az elektronhőmérséklet fluktuációk nem túl nagyok. így mérhetünk elektromos tereket a plazmában, amely rendkívül fontos a különböző folyamatok által keltett ExB áramlások mérésére. Ez egy tipikusan nagyfrekvenciás mérés, és a szondákat gyakran sorban vagy mátrixban alkalmazzák. A felhasználási tartománya rendkívül korlátos, mert a plazma nagyobb sűrűségű és hőmérsékletű tartományában károsodik a szonda. Kisebb berendezéseken alapdiagnosztika, nagyobb berendezések esetén mozgatható szondákat építenek, ahol egy mechanikai szerkezet nagysebességgel a plazma szélébe juttatja a szondát, majd visszarántja, mielőtt elégne. A plazmára való hatását mindig vizsgálni kell, itt a nem perturbatív mérési tulajdonság gyakran sérül.

Látható tartományú megfigyelés (VIS). A plazma belső magas hőmérsékletű tartományai röntgen tartományban sugároznak, míg a külső és hidegebb tartományok láthatóban. A látható tartományban végzett mérések fontos eleme a divertor lemezeken mérhető hidrogén Balmer alfa sugárzásának nagyfrekvenciás mérése. Ez a plazmából a lemezeken semlegesítődő plazma mennyiségével lesz arányos, tehát a plazma és a fal (divertor) kölcsönhatás

erősségének a mérésére szolgál. A detektorok tipikusan interferencia szűrőkkel ellátott fotódiódák.

A látható tartományban nagyfelbontású (> 0.5 megapixel) gyors kamerákat is használnak. Ezeknek a célja kettős, általános áttekintést adnak a plazma helyéről, mozgásáról és viselkedéséről. Egy kisebb területre fókuszálva a szélplazma változásait tudjuk nyomon követni. Az ELM-ek vizsgálatában nagy szerepet játszanak a különböző nézetű a plazma szélére és a divertor lemezekre fókuszált gyors kamerák[28]. Az RMKI-ban az EDICAM[32] projekt keretében saját kamerafejlesztés is indult.

Reflektometria. A plazma alapvető tulajdonsága, hogy az $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e}$ plazmafrekvenciánál alacsonyabb frekvenciájú transzverzális elektromágneses hullám nem terjed benne. A plazmafrekvencia tipikusan a 10 GHz nagyságrendben van. Ha ilyen mikrohullámú sugárzást bocsátunk a plazmába, a növekvő sűrűségben elérhet egy pontot (levágási sűrűség), ahol a mikrohullám frekvenciája megegyezik a lokális plazmafrekvenciával, és a $N = \sqrt{1 - (\omega/\omega_p)^2}$ törésmutató nullává válik. A hullám itt visszaverődik, és ezt megfelelő antennával detektálva, és önmagával interferáltatva a fázisváltozásból az állandó sűrűségű felület időbeli mozgása számolható. Az alap módszernek sok megvalósítása létezik. A frekvencia gyors és folytonos változtatatásával sűrűség profilt lehet mérni. Ha a frekvenciát nem változatjuk, akkor plazma sűrűség fluktuáció egyik legérzékenyebb mérőeszközét kapjuk, amely azonban nem egy adott helyen méri a sűrűség változását, hanem egy adott sűrűségű plazma felület mozgását detektálja. A helyzetet tovább bonyolítja, hogy a plazmában a mikrohullám hullámhosszának nagyságrendjébe eső turbulens struktúrák is vannak, amelyek interferenciát okoznak a visszavert hullámon.

Nehézion-nyaláb szonda (HIBP). Nagy tömegszámú (Cs, Ti), nagy energiájú (~MeV) ion nyalábot lőnek a plazmába. A nyaláb pálya mentén a plazma részecskékkel történő ütközések következtében másodlagos ionizáció következik be. Ezeket a kétszeresen ionizálódott részecskéket egy energia-analizátorba vezetve a plazma potenciálra kapunk egy érzékeny mérést azon a helyen ahol az ionizáció megtörtént. E mellett a mért szekundér ionáramból az elektronsűrűséget lehet visszaszámolni a nyaláb modellezésével. A nagyenergiájú gyorsító miatt rendkívül drága, és nagyobb berendezéseken különösen nehéz megvalósítani. A

magplazma potenciál mérésén keresztül a radiális elektromos tér egyetlen direkt megfigyelési lehetősége, ezért különösen nagy jelentőségű.

Elektron ciklotron rezonancia emisszió (ECE): Larmor pályán mozgó elektronok a ciklotron frekvencián és felharmonikusain sugárzást bocsátanak ki. Ugyan a sugárzás intenzitása arányos a plazma sűrűséggel, azonban kellően sűrű plazma esetén a kibocsátott sugárzás újra elnyelődik a plazmában egészen addig, míg a toroidális mágneses tér 1/R függése miatt a rezonancia meg nem szűnik. Ebben a magassűrűségű határesetben a plazma felületi sugárzóként működik és az intenzitás csak az elektronhőmérséklet függvénye. A mágneses tér fentebb említett változása miatt a mikrohullámú sugárzás spektruma az elektronhőmérséklet térbeli eloszlását adja. A plazma szélén a plazma nem kellően sűrű, ezért itt a hőmérséklet és a sűrűség keverékével arányos a sugárzás.

Röntgen kamera (SXR): A plazma magas hőmérséklete miatt a lágy röntgen (soft X-ray) tartományban sugároz legerősebben, elsősorban fékezési, másodsorban rekombinációs és vonalas sugárzással. A fékezési sugárzás maga is a hőmérséklet és a sűrűség függvénye $I \propto \int n_e^2(r)\sqrt{T_e(r)}dl$, ezért kvantitatív plazmaparaméter mérésre a sugárzás tanulmányozása csak korlátozottan alkalmas. Ezzel szemben a sugárzási intenzitás térbeli eloszlásának mérése fontos információkat szolgáltat a magplazma alakjáról, az ebben kialakuló perturbációkról. Sokféle mérési elrendezésben használják, pl. kamera obscura elrendezéssel és detektorsorral húrra integrált intenzitást mérhetünk, ugyanis a plazma ebben a hullámhossztartományban átlátszó a saját sugárzására. A detektor előtti fólia áteresztési karakterisztikája adja meg, hogy az adott kamera milyen spektrális tartományon mér. Tomográfia segítségével a vonalintegrált jelekből a kétdimenziós eloszlás visszaállítható, ha egy poloidális síkon több sokcsatornás kamerát helyezünk el. Röntgen tomográfia mellett a bolométer tomográfia is használatos, itt a látóirányba eső teljes sugárzást mérik a kamera detektorai.

Atomnyaláb kísérletek. Ez egy diagnosztikai család összefoglaló neve. A közös bennük hogy semleges atomnyalábot jutattunk a plazmába. Azt az esetet, amikor a nyalábrészecskék egy adott gerjesztési nívóhoz tartozó fénykibocsátásának intenzitását mérjük nyaláb emissziós spektroszkópiának (NyES) hívjuk. Ennek a módszernek a részletes bemutatása a **2.** fejezetben történik.

Motional Stark Effekt diagnosztika (MSE). A NyES-nek egy speciális változata az MSE, amely a Stark-effektus jelenségére alapul. Ezt a mérést nagy energiájú (~100 keV)

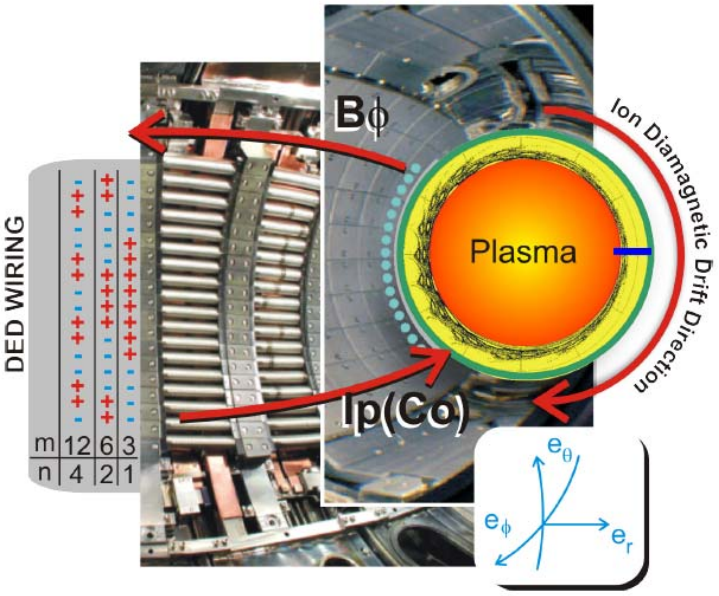
fűtőnyalábokon szokták végezni. Az elektromos tér, ami a vonal felhasadását okozza, nem a plazmán belüli elektromos tér. Elektrodinamikából tudjuk, hogy az **E** és **B** terek vonatkoztatási rendszer függőek. A **v** sebességű nyaláb atomjai egy **v**x**B** elektromos teret érzékelnek, amely Start effektussal felhasítja a vonalakat. A felhasadt színkép mérésével és analízisével a mágneses tér lokális irányát lehet meghatározni.

Charge eXchange Recombination Spectroscopy diagnosztika (CXRS). A nyaláb atomjai töltés kicserélődési kölcsönhatás révén átadhatják az elektronjukat egy plazmában lévő ionnak. Ez utóbbi lehet Deutérium, de magasabb rendszámú szennyező, például szén is. Ilyenkor az adott ion rögtön gerjesztett állapotba kerül és spontán legerjesztődéssel egy adott hullámhosszú fotont bocsát ki. Ezt a vonalat spektroszkóppal mérve a vonal eltolódásából és kiszélesedéséből a plazma különböző ionjainak áramlására, és hőmérsékletére kaphatunk információt.

Minden mérési módszernek megvannak a maga alkalmazási korlátai (pl. idő és/vagy térbeli felbontás, lokalizáltság), ezért a plazma egy pillanatbeli állapotának mérésére és időbeli fejlődésének leírására csak a diagnosztikai módszerek együttes alkalmazásával van reményünk. Itt meg kell említenünk, hogy egyre több diagnosztika szolgáltat valós idejű, információt, ami megnöveli a kisülés közbeni beavatkozás lehetőségeit. A kísérleti technológia fejlődésével robbanásszerűen nő a begyűjtött adatok mennyisége. A mai berendezéseken tipikusan Gbyte/s adatmennyiség keletkezik. A jövőben a helyzetet tovább súlyosbítja, hogy a mai kisülések jelenlegi tipikusan 5-10 mp lövéshossza helyett a közeljövő egyes berendezései kvázi folytonos, ~30 perc üzemben lesznek képesek működni.

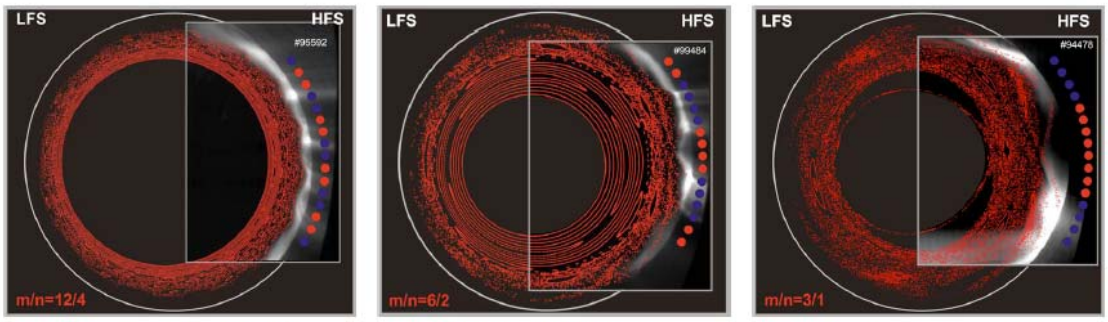
1.10 A dolgozatban előforduló tokamak berendezések

A dolgozatban három berendezésre készült diagnosztikát és ezzel végzett méréseket mutatok be. Ezek mind tokamak rendszerűek, azonban más-más kategóriájúak.



15. ábra: A TEXTOR tokamak DED tekercseinek elhelyezkedése, és a tekercsek polaritása különböző működési módokban

A TEXTOR tokamak egy közepes méretű kerek plazma-keresztmetszetű limiteres tokamak berendezés, R=1.75m, a=0.45m kis- illetve nagysugárral. Az Ohmikus fűtés mellett két semleges atomnyaláb injektor, ECRH és ICHR áll rendelkezésre. A TEXTOR tokamak specialitása, hogy a tórusz belső falára egy a 15. ábrán látott bonyolult tekercsrendszert szereltek fel, amellyel a plazma szélén mágneses szigeteket lehet kelteni. Ezek átlapolása ergodikus zónákat hoz létre, melyet a tekercsekben folyó áram szinuszos modulációjával forgatni is lehet. Ezt hívják dinamikus ergodikus divertornak (DED). A tekercsekben különböző irányú áramot folyatva a poloidális m és toroidális n módusszám m/n=12/4, 6/2 vagy 3/1 értékre állítható be. A 16. ábrán az ergodikus zóna látható különböző DED módok működésekor. Ezek mindegyike a plazma széli q=3 felületen hozza létre a mágneses szigeteket, azonban a struktúra behatolásai mélysége m növelésével csökken. A koncepció lényege, hogy a plazma szélének határolását egy divertorhoz hasonló mágneses struktúrával oldják meg, amellyel a plazma szélének elszívása szabályozható és a kiáramló plazma nagyobb területre osztható el. Ez a megoldás ugyan nem versenyképes a hagyományos divertorokkal, azonban az elmúlt években valamelyest felértékelődött, mivel az ELM instabilitásokat hasonló perturbáló tekercsekkel próbálják szabályozni.

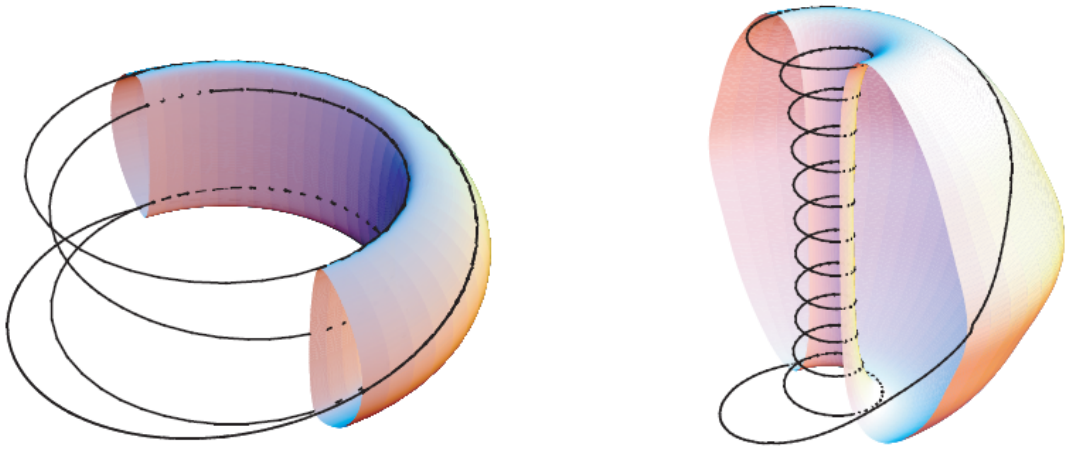


(a) m/n=12/4 @ 11 kA (b) m/n=6/2 @ 7.5 kA (c) m/n=3/1 @ 3.75 kA

16. ábra A kialakuló ergodikus zóna a plazma szélén a DED különböző működési módjaiban.

A TEXTOR tokamakon egy kiváló refelktometria és Langmuir szonda diagnosztika van amely lehetőséget adott méréseink összehasonlítására és korrelációs mérésekre.

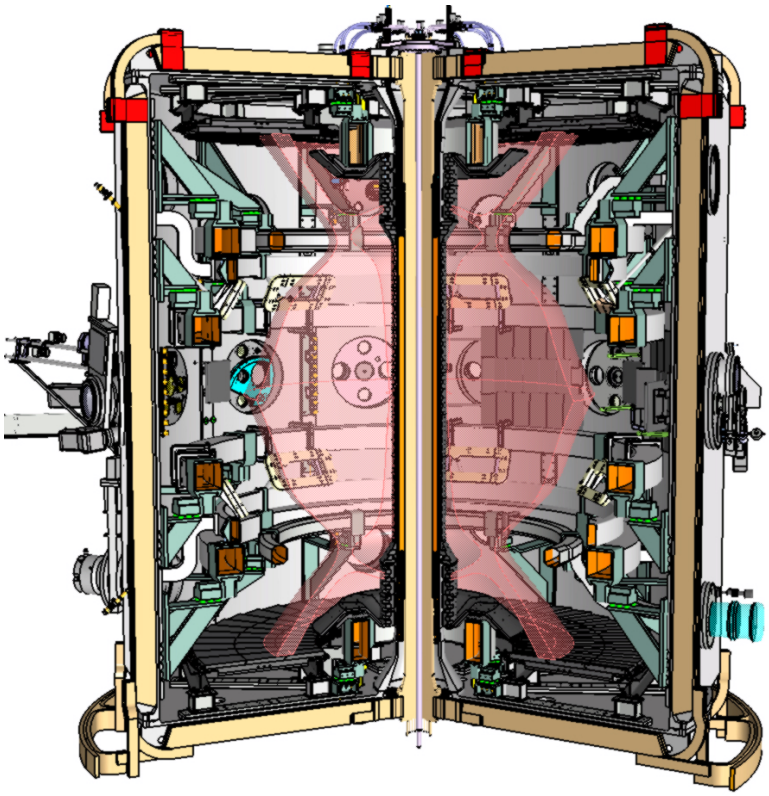
A MAST tokamak egy úgynevezett szférikus tokamak. Ennek lényege, hogy a plazma kissugarának és nagysugarának arányát csökkenteni próbálják a lehető legkisebb értékig. mivel elméleti számítások szerint adott mágneses térnél a plazma így magasabb nyomásig stabil



17. ábra: Erővonalak a normal (q=4) és a szférikus tokamakban (q=12).

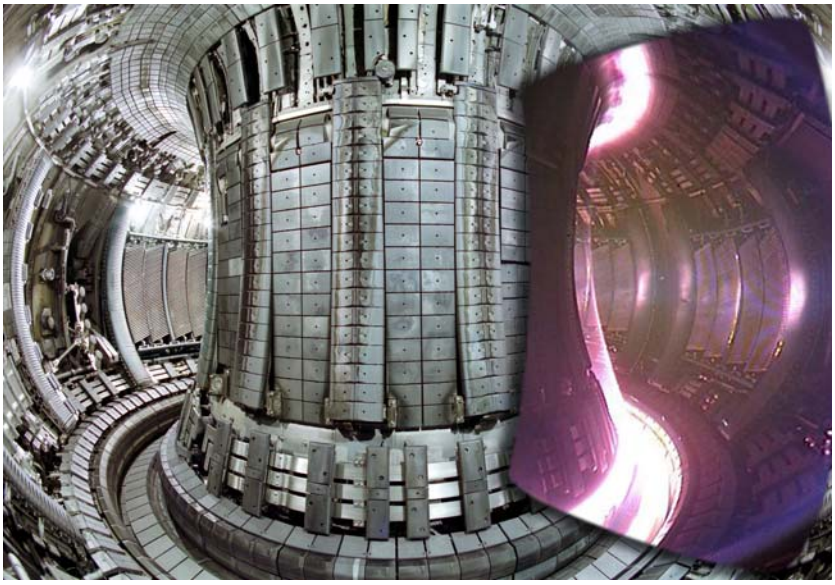
A 17. ábrán egy normál tokamakban lévő q=4 és egy szférikus tokamakban futó q=12 mágneses erővonal képe látható. A MAST 0.6 Teslás tere majd egy nagyságrenddel kisebb, mint a JET 3.5, miközben a plazmaáramok összehasonlíthatóak.

A MAST vákuumkamra nem tórusz alakú, hanem egy nagy henger, melynek tengelyében egy vékony oszlop áll. Ebben folynak a négyszögletes toroidális tekercsek áramai, valamit ebben foglal helyet a központi szolenoid is. Ennek az elrendezésnek a sajátossága, hogy a poloidális tekercsek mind a vákuumkamrában helyezkednek el, és igen jó diagnosztikai lehetőségek nyílnak. A berendezés le-fel szimmetrikusan épül fel, ennek megfelelően lehet benne csak felső, csak alsó (SND: single null divertor), vagy felső és alsó divertor (DND: Double Null Divertor) konfigurációt létrehozni. A plazma fűtésére az Ohmikus mellett, két semleges atomnyaláb áll rendelkezésre. A MAST-on a kiváló beláthatóság nagyszámú kamera mérést tesz lehetővé, melyekkel igen lényeges eredmények születtek az ELM instabilitás vizsgálatában.



18. ábra: A MAST tokamak rajza: vákuumkamra, tekercsek és középen a plazma

A JET tokamak a világ legnagyobb tokamak kísérlete[33], egy 3 m nagysugarú tórusz. A plazma D keresztmetszetű egy alsó divertorral. A berendezés tríciummal is tud üzemelni, azonban erre utoljára 1997-ben került sor. A JET-en a semleges atomnyalábok adják a domináns kiegészítő fűtést, több mint 20 MW teljesítménnyel, melyet kiegészít ICRH is. A JET tokamakon mérete és sugárvédelmi okok miatt nagyon körülményes a kísérleti munka, és a plazmához sem jó a hozzáférés, azonban az ott elért eredmények kiemelkedő fontosságúak az ITER szempontjából. Az ITER a JET-hez nagyon hasonló, de lineáris mérete majdnem pontosan kétszeres lesz.



19. ábra: A JET kamra belseje egy belemontírozott plazma video képpel.

Az ITER-re való felkészülés jegyében zajlik a JET kísérleti programja. Az első falat a 2010-es évben cserélik le a ITER-re tervezett Be téglákra. A teljes szerelést a JET-en belül lévő robotkarokkal végzik. Jelenleg tárgyalás alatt áll, hogy az élettartama végén az utolsó kampányban ismét trícium kampány legyen, mert az ITER működésének első évtizedében a nagy sugárzás miatt ezt nem tervezik.

2 Nyalábemissziós spektroszkópia

2.1 A nyalábemissziós diagnosztikák típusai

Az előző fejezetben említett nyalábemissziós spektroszkópia (NyES) kísérleti módszert szeretném részletesen bemutatni ebben a fejezetben. Ahogy a módszer neve is utal rá, semleges atomnyalábot juttatunk a plazmába, és vizsgáljuk a nyalábot alkotó atomok által kibocsátott karakterisztikus hullámhosszú sugárzást. Ebből a mért fényből következtetünk a lokális plazma paraméterekre, illetve azoknak gyors időbeli változásaira, azaz fluktuációira. A semleges atomnyalábot nem téríti el a berendezésben lévő mágneses tér, így az atomnyaláb energiájától függően a plazma belső tartományaiból is információt szolgáltathat. Hátrányuk, hogy a nyaláb atomjai előbb- utóbb ionizálódnak a forró plazmában, ezért mérési tartományuk korlátos.

A semleges nyaláb diagnosztikákat többféleképpen osztályozhatjuk. Az osztályozás történhet például a felhasznált nyaláb atom szerint, (hidrogén, hélium, lítium, nátrium, stb.), mérés időbeli lefutása szerint (folytonos, periodikus, egyszeri) vagy plazmára gyakorolt hatása szerint (perturbatív, nem perturbatív). A legcélszerűbb mégis a nyaláb energia szerinti szétválasztás, mert ez, mint látni fogjuk a felhasználási területen kívül a kísérlet kiértékeléséhez szükséges fizikai modelleket is meghatározza.

- Termikus nyaláb: E << 1eV
- Lézer blow-off: impulzus nyaláb: ~10 eV
- Gyorsított nyaláb: E = 10-150 keV

Az értekezésben bemutatott mérések, módszerek és fejlesztések a gyorsított nyaláb diagnosztikákhoz készültek. Ennek a módszernek a részletes bemutatása előtt, röviden ismertetem a másik két technikát is.

Termikus nyaláb kísérletek

Ennél a módszernél egy gyors nyitású szeleppel nagy nyomású, de kis mennyiségű gázt engednek a plazma szélébe egy fúvókán keresztül. A módszer másik változatában szobahőmérsékleten szilárd anyagok (Nátrium, Lítium) esetén egy kályhában állítják elő

a szükséges gáznyomást[34]. Ilyenkor természetesen nem nagynyomású nyalábot kapunk, de a módszer hasonló a gáznyalábokhoz.

A fúvóka alakja és a gáz nyomása meghatározza a kialakuló nyaláb alakját és plazmába behatolási képességét. A leggyakrabban felhasznált gáz a hidrogén (deutérium) és a hélium. A módszerről elmondható, hogy a behatolási mélysége csekély, a nyaláb atomjai már a határréteg plazmában ionizálódnak, és kisebb berendezések esetében is maximum néhány centimétert juthatnak beljebb az utolsó zárt fluxusfelületen. A módszer egy másik hátránya, hogy nagy sűrűségű hideg gázt juttat egy viszonylag kis térrészbe, így lokálisan befolyásolja a mérni kívánt plazma paramétereket. Impulzusokban üzemeltetik periódikusan vagy plazma kisülésenként egyszer. A módszer előnyei közé tartozik a viszonylag egyszerű megvalósíthatóság mellett, a nagyszámú nyaláb atom miatt mérhető nagy fényesség. Ez a gyors méréseknél a jó jel/zaj viszony eléréséhez kritikus fontosságú. A módszer két különböző alkalmazását mutatom be az alábbiakban

Az első alkalmazás a TEXTOR tokamakon felépített szuperszonikus hélium nyaláb[35]. Ebben a mérésben a hélium gerjesztési vonalait mérik, a λ_1=668, λ_2=728 nm szingulet és a λ_3=706 nm triplet vonalat. A nyaláb lassú behatolása miatt az adott gerjesztésekhez tartozó populáció sűrűségek a lokális plazma paramétereknek megfelelő időben állandó értékre állnak be[35][36]. Bár a nyaláb egyre fogy az ionizáció miatt, a vonalak egymáshoz képesti intenzitásaránya csak a lokális plazma hőmérséklettől és sűrűségtől függ. Az atomfizikai modell vizsgálata után kiderül, hogy a két szingulet vonal aránya nem érzékeny a hőmérsékletváltozásra, így sűrűséget lehet vele mérni, ugyanakkor a λ_1/λ_3 nem érzékeny a sűrűség változásra és a hőmérséklet profilt lehet vele visszaállítani[36]. Nagyfrekvenciás detektor rendszert alkalmazva a sűrűség és hőmérséklet fluktuációk is vizsgálhatóak, és ezek egymáshoz képesti viszonya is, azonban ez az eddig megvalósított rendszerekben zaj-korlátokba ütközött.

Az utóbbi időben egyre népszerűbb és elterjedtebb a termikus nyalábok másik alkalmazása a Gas Puff Imaging (GPI)[37], azaz a szétterülő nyaláb képének nagyfelbontású, de gyors (<100 kHz) mérése. Ez gyakorlatilag lokálisan kivilágítja a plazma szélét, a fényintenzitás többé-kevésbé a helyi elektronsűrűséggel van kapcsolatban. Ilyen rendszert építettek az utóbbi években a NSTX[38], Alcator C-Mod[37] berendezéseken az Egyesült Államokban, és ez RFX berendezésen Európában.

A nagy idő és térbeli felbontással nagyon látványos eredményeket értek el a szél turbulencia vizsgálatában illetve az L-H átmenet vizsgálatában.

Lézer blow-off

Egy üveglemezre megfelelő anyagot (Al, C, Li) párolnak és ezt a lemezt a vákuumkamrába helyezik bevonattal a plazma irányában. Egy nagyságrendileg 1J energiájú néhány milliméterre fókuszált lézer impulzussal megvilágítják a lemezt hátulról, így a rajta lévő réteget alkotó atomok a felületről ablálódnak. A rekombinálódó plazmából egy, a termikus nyalábóknál nagyobb energiájú gáz felhő éri el a plazma szélét. A módszer megvalósításából adódik, hogy nagyobb berendezéseken nem alkalmazható, mert a lepárologtatott nyaláb nem érné el a szeparátrixot. Ezzel a módszerrel a plazma szélének sűrűségét[39] és annak fluktuációját[40] is lehet mérni, azonban a nyaláb csak rövid impulzusokban működik, így folytonos mérésre nem alkalmas. Ma leginkább arra használatos, hogy magasabb rendszámú szennyező atomokat juttatnak a plazmába, amelyek vonalas sugárzását mérve a plazmaszennyező transzportjának mértékéről tudunk információt nyerni[41].

Gyorsított atomnyaláb kísérletek.

A gyorsított nyaláb diagnosztikákban közös, hogy elektron sűrűség mérésre és, vagy annak gyors lokális változásainak mérésére fejlesztették ki.

Alapvetően három fő részből állnak: Egy ionforrásból, egy gyorsító és egy semlegesítő fokozatból. A különböző méretű és anyagú nyalábok természetesen nagyon különböző technikai megvalósítást igényelnek. Tekintettel a jelentős technikai különbségekre külön ismertetem az alkáli atom nyaláb diagnosztikát és a nagy energiájú fűtőnyaláb előállításának a módszerét

2.2 A gyorsított alkáli atomnyaláb diagnosztika

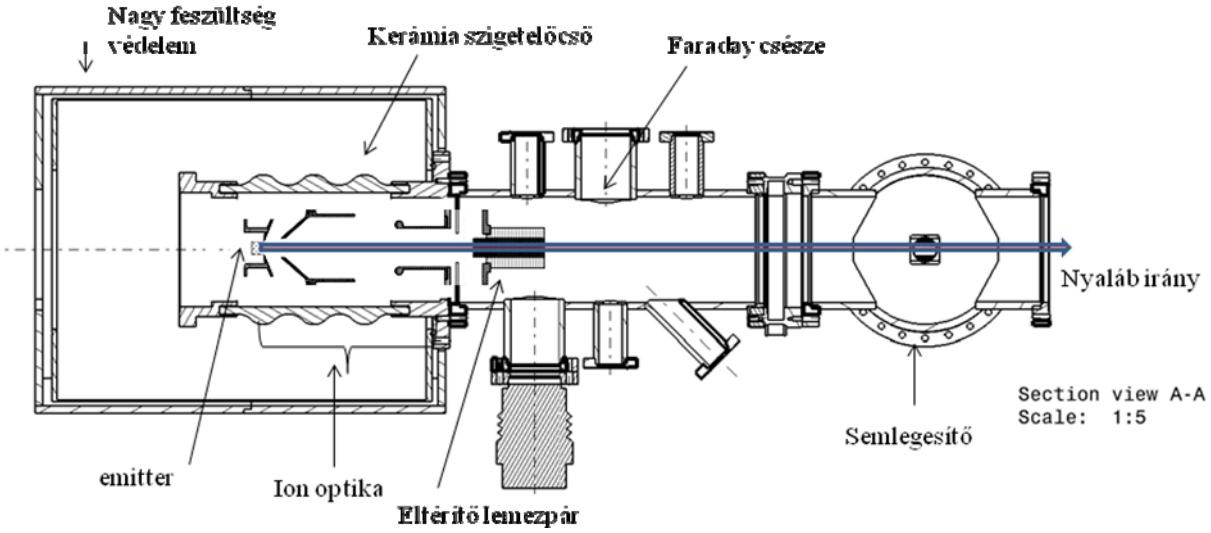
Az alkáli atomok elektron-gerjesztési és ionizációs ráta együtthatóinak az a tulajdonsága, hogy a 10-100 eV elektronhőmérséklet tartományban csak nagyon kevéssé függnek a hőmérséklettől[42]. Mivel ilyen viszonyok uralkodnak a plazma szélén, ezért alkáli nyalábokkal az elektronhőmérséklet körülbelüli ismerete mellett a plazma sűrűségéről kaphatunk információt.

Ez a diagnosztika típus elterjedt az európai nagyberendezéseken, és viszonylag hosszú múltra tekint vissza. Jelenleg is működik a JET[44][45], az ASDEX-Upgrade[46][47], a TEXTOR[48] tokamakokon, és volt a már leállított Wendelstein 7-AS sztellarátoron[49] is. Tervezik vagy építés alatt áll a prágai COMPASS[50] és greifswaldi W7-X berendezésre is. Európán kívül a DIII-D, LHD és JT-60 kísérleteknél épített nyalábokat kell megemlíteni. Európában a magyar fúziós csoport kiemelkedő szerepet tölt be ennek a típusú diagnosztikának a fejlesztésében, üzemeltetésében és eredményeinek hasznosításában. A COMPASS-on épülő, és a TEXTOR-on működő nyalábért teljes egészében a magyar csoport felelős. A TEXTOR-on és JET-en végzett fejlesztések egy része és ezekből származó eredmények a **3**., **4**., **5.** fejezetekben találhatóak.

Az alkáli atomnyaláb diagnosztikákban túlnyomó többségben lítium forrást használnak, ritkábban nátriumot. A következőkben lítium nyaláb kísérletekkel foglalkozom, de állításaim szinte kivétel nélkül helytállóak a nátriummal működő nyalábra is. Ahol az eltérés szignifikáns, külön jelzem.

A lítium nyaláb a diagnosztikák felsorolásában a szélplazma diagnosztikák között szerepel, bár egy kis berendezésben pl. COMPASS alacsony sűrűségnél a magplazma vizsgálatát is lehetővé teszi[50]. A JET kivételével, ahol a plazmakisülés perc nagyságrendű, a többi berendezésen a teljes lövés alatt aktív lehet. Tipikus működési tartomány a 20-100 keV energiájú és ~1mA áramú nyaláb. Ebből is látszik, hogy a perturbatív hatása elhanyagolható, a fűtési teljesítménye <100W, a bejuttatott szennyezők mennyisége jelentéktelen.

A COMPASS-ra tervezett és épülő lítium nyaláb sematikus ábrája látható a 20. ábrán, ami jól szemlélteti ezeknek a berendezéseknek minden tulajdonságát. Mivel közvetlenül csatlakozik a tokamak vákuumedényre, a teljes nyalábedény is vákuum alatt van (~10^{-7} mbar) Az ionforrás alapja egy porózus volfrám szivacs, amibe magas hőmérsékleten (>1300 C°) lítium tartalmú kerámiát olvasztanak[52]. Erről a felületről lehet elektromos térrel lítium ionokat kihúzni. Ezt a szilárdtest ionforrást nevezik emitternek.



20. ábra: A COMPASS nyaláb keresztmetszeti rajza

Az emittert az ionoptika kiindulópontjába helyezzük. Az ionoptika két fokozatból áll, a kihúzó fokozatból és a gyorsító fokozatból. Az ionforrás körüli Pierce elektród és a kihúzó fokozat közé kapcsolt néhány kV feszültség emeli ki az ionokat az ionforrásból, míg a kihúzó és a földpotenciálon levő cső közé kapcsolt 30-100 kV gyorsítja őket a végső sebességre. A két elektródára adott feszültség megfelelő beállításával lehet elérni, hogy a nyaláb fókuszált legyen a plazmában. A diagnosztikai nyalábnál keskeny nyalábra törekszünk, hogy a térbeli lokalizáció optimális legyen. Ez a gyakorlatban 1-1,5 cm nyaláb szélességet jelent. Itt meg kell említeni, hogy mivel a nyaláb ionokból áll, azok tértöltése szétnyomni igyekszik a nyalábot. A nyalábtervezést ezért számítógépes modellezéssel kell optimalizálni, hogy ezeket a hatásokat is kiküszöböljük[51][52].

Az ionnyaláb egy eltérítő lemezpár között fut át, amire külső feszültséget tudunk kapcsolni. Ez a feszültség függvényében a feszültség nagyságának és irányának megfelelően eltéríti az ionnyalábot. Ennek a hasznáról és működéséről a harmadik fejezetben lesz szó részletesen.

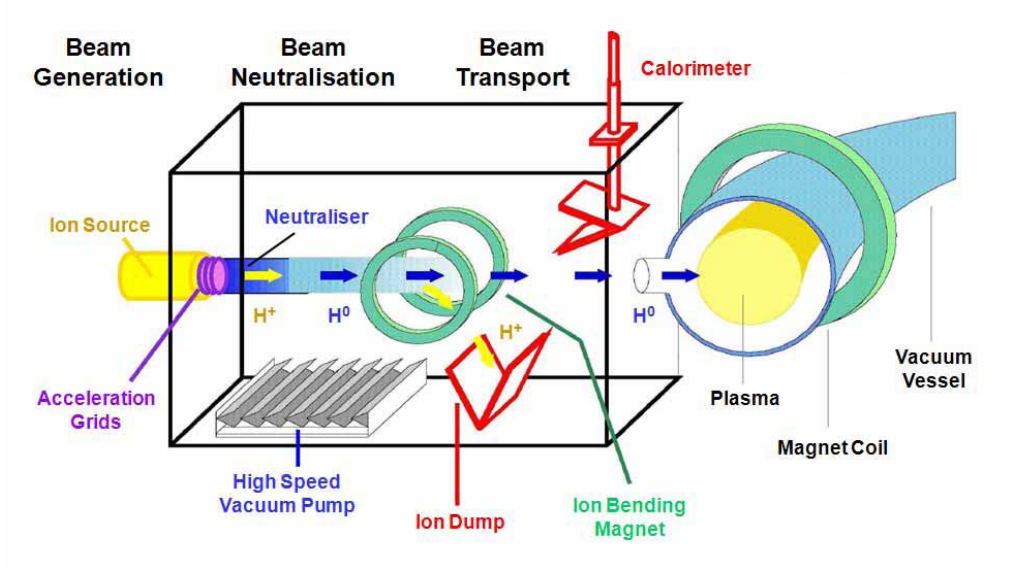
A nyaláb ezután a semlegesítő kamrába jut. Itt a környező vákuumhoz képest nagynyomású alkáli fémgőz van, leggyakrabban nátrium. A nyaláb atomjai töltéskicserélődési reakcióval semlegesítődnek a gőz nyomásától és a nyaláb energiától is függő arányban. A töltéscsere reakció sajátossága, hogy az ionok sebességét nem változtatja meg, csak töltésüket veszítik el el egy elektron felvétellel, a TEXTOR nyaláb esetében tipikus üzemi körülmények között 80-90 százalékban. A tokamak működés közben a nem semlegesítődött ionokat a berendezés mágneses tere eltéríti, és azok így nem érik el a plazmát. A semlegesítőre az idők folyamán

sokféle mechanikai kialakítás született, a legegyszerűbb és a legszélesebb körben alkalmazott megoldásban egy kályhában forró nátrium telített gőzét engedik ki egy szeleppel. A nyalábra szokás a semlegesítő után egy elektromágnest szerelni, hogy teszt üzemben szét tudjuk választani a semleges és ion nyalábot. A Faraday csésze egy olyan diagnosztikai eszköz, amivel az ion nyalábáramot lehet mérni teszt üzemben. Ha a semlegesítő után van beszerelve, a mágnessel együtt a semlegesítés hatásfokának a mérésére is alkalmas.

A nyaláb kibocsátott fényét megfigyelő rendszert úgy kell megtervezni, hogy lehetőleg a nyaláb teljes ionizálódásáig az egész fényprofil, de legalábbis a nyalábintenzitás jelentős csökkenéséig látsszon a plazmában. Ezt a plazma sűrűség visszaállításához alkalmazott numerikus módszerek[53][54] miatt szükséges. Egy valós kísérletben ez 10-30 cm megfigyelési tartományt jelent plazma sűrűségtől és nyaláb energiától függően. Az optikák tervezését a maximális fénymennyiség begyűjtésére kell optimalizálni. Ennek a magyarázatát a **3**. fejezetben találjuk.

2.3 A gyorsított hidrogén atomnyaláb diagnosztika

Történetileg ez a diagnosztika fűtőnyalábokon végzett méréseket jelentette először és ma is ez a leggyakoribb alkalmazása. A plazma fűtéséről és annak szerepéről már volt szó az 1.5 fejezetben. Az ott említettek miatt minden közepes és nagy berendezésen építettek fűtő atomnyalábot. Ezeken a nyalábokon, bár elsődlegesen nem diagnosztikai céljuk van, szinte mindig megjelenik valamilyen nyaláb diagnosztika. A 1.10 fejezetben említett berendezések mindegyikén van CXRS mérés és a TEXTOR kivételével MSE mérés is. A NyES mérések korántsem ennyire elterjedtek, aminek elsősorban technikai okai vannak. Ezek a nyalábok a diagnosztikai nyalábokénál lényegesen szélesebbek (15-30 cm), és a plazmába való behatolásuk is jelentősen nagyobb. A pontos visszaállításhoz fluxus felületek menti megfigyelés lenne az optimális a teljes nyaláb mentén, ami nem vagy csak nagy nehézségek mellett teljesíthető. Lokális sűrűség fluktuációmérésre azonban ideális lehet, ha sikerül a nyalábon a mágneses tér irányában átnézni, ugyanis ebben az irányban a plazmaparaméterek csak nagyon lassan változnak. Mielőtt a mérési lehetőségekre rátérnék, nézzük meg ennek a nyalábtípusnak a felépítését, ami a 21. ábrán található



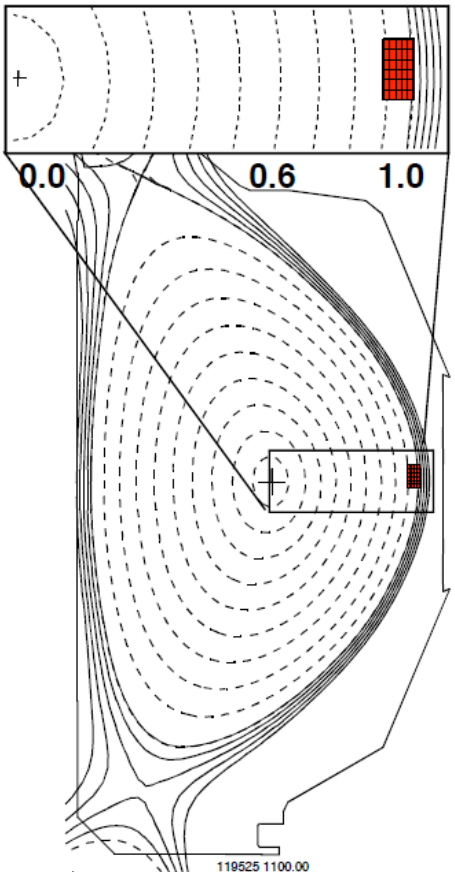
21. ábra: A fűtőnyaláb sematikus rajza [56]

Az ionforrás itt egy alacsonyhőmérsékletű plazmaforrás, ami berendezéstől függően 1-40 A nagyságrendbe eső nyalábáramot képes szolgáltatni. A nyalábot a plazmaforrásból való kihúzáskor és gyorsításkor a kihúzó és gyorsító rács segítségével sok kisebb átmérőjű alnyalábra osztják. Ezeknek a rácsoknak a mérete határozza meg a végső nyalábméretet is. A gyorsításkor tipikusan 60-130 keV energiára gyorsítják az ionokat. Itt kell megemlíteni, hogy használnak H, D és He nyalábokat, és van olyan lehetőség is, amikor héliumot lehet adagolni D nyalábhoz[55] .

A következő fokozat a hidrogén nyalábban is a semlegesítő. A semlegesítési folyamat itt is a töltés kicserélődési reakció, de itt a semlegesítő gáz a hidrogén. A semlegesítés hatásfoka itt is a nyalábenergia függvénye, ami a pozitív töltésű ionokra erősen csökken az energia növelésével[56]. (100 keV/amu ~60%, 200keV/amu ~20%). Ez az oka annak, hogy az ITER-nél, ahol 33MW NBI fűtést terveznek 1 MeV-es nyalábokkal, csak a negatív ionokra épülő fűtőnyaláb jöhet szóba. Ezeknek tesztelése és fejlesztése elkezdődött, de megvalósításuk még a következő évek egyik legsürgetőbb feladatai közé tartozik.

A nem semlegesített ionokat eltérítő mágneses térrel az ionnyelőbe (beam dump), egy speciálisan kialakított a nyaláb energiáját elnyelni képes felületre vezetik. Itt természetesen nagy teljesítményű vákuum elszívás is helyet kap. A plazma határoló fal védelemét a semleges nyalábpálya mentén a tokamak ellenkező oldalán is meg kell oldani, mert egy gyors plazma összeomlás után a teljes semleges nyalábfűtés gyengítetlenül éri a falat.

A pozitív ionforrás sajátossága, hogy nem csak atomok ionizálódnak a plazmaforrásban, hanem molekuláris hidrogén vagy deutérium is. A deutérium esetében ez a következő ionokat jelenti: D_+, D_{+2} és D_{+3}. A molekuláris ionok ugyanakkora energiára gyorsulnak, mint a D_+ ion, csak a nagyobb tömegük miatt értelemszerűen kisebb lesz a sebességük. A semlegesítőben az ionizált molekulák szétszakadnak és az ezekből származó ionok is semlegesítődnek. Így a plazmába jutó semleges nyalábnak három energia komponense van. A nyaláb atomok által kibocsátott karakterisztikus sugárzás a nézőpont helyétől és az atom sebességétől függő mértékű Doppler eltolódást szenved. Így láthatóvá válik a 3 energia komponens és azok egymáshoz viszonyított intenzitása.



22. ábra: A DIII-D tokamakon működő 2D NyES megfigyelés helye

Ahogy láttuk a fűtőnyalábok széles, nagy energiájú és nagy behatoló képességű nyalábok. A bevezetőben tárgyalt mikroturbulencia karakterisztikus hullámhossza ~1-2cm nagyságú. A turbulencia mérés elvi lehetőségét az adja meg, hogy ezek az örvények a mágneses tér mentén elnyúlt struktúrák (1.5 fejezet). Ha a megfigyelési irányunk a nyaláb keresztmetszetében a lokális mágneses térrel párhuzamos, akkor a térbeli felbontásunkat nem a nyaláb keresztmetszete adja, hanem az adott detektor fénygyűjtő térfogata és a mágneses erővonal ezen való átfedése. Ennek meghatározása nem triviális feladat, és különböző plazma konfigurációkra is lényegesen változhat. Így egy rögzített optika és detektor térbeli felbontása is változhat. Mint azt a következő fejezetben látjuk az adatok helyes interpretációjához elengedhetetlenül szükséges a térbeli felbontás helyes meghatározása. Amit vesztünk a réven, nyerjük a vámon, tartja a mondás, ami igaz a széles nyaláb esetére is. Igaz, hogy speciális nézőpont szükséges és a térbeli felbontás meghatározása bonyolult, de cserébe a széles nyalábon 2 dimenzióban, poloidális-radiális síkban tudunk mérni. A 22. ábra a DIII-D tokamakon telepített[57], az eddigi legjobb eredményeket[58] adó fluktuációs NyES diagnosztika egyik detektor mátrixának a plazmára

képezett helyét mutatja. Európában a MAST tokamakon általunk épített 2D rendszer lesz az első, ami remélhetőleg hasonló minőségű eredményeket szolgáltat majd 2010 végétől. Ezt a rendszert a 13.4 fejezetben részletesen ismertetem.

2.4 Atomfizikai alapok, nyalábmodellezés

A NyES diagnosztika méréseiből származó jelek direkt alkalmazására csak speciális esetekben van lehetőség. Legtöbbször még a kvalitatív eredmények meghatározáshoz is gondos adatfeldolgozási módszerek kellenek, a kvantitatív eredményekhez pedig a nyaláb plazma kölcsönhatás pontos leírása szükséges. A plazma, amivel a nyaláb kölcsönhatásba kerül 10^{19}-10^{20} m^{-3} sűrűségű, és 10-2000 eV hőmérsékletű kvázineutrális rendszer. Ideális esetben csak az általunk bejuttatott hidrogén izotópok alkotják a plazmát, de a valóságban többféle nagyobb rendszámú elem, különböző ionizáltsági fokú ionja megtalálhatóak benne, amiket összefoglaló néven szennyezőknek hívunk.

A gyorsított nyaláb kölcsönhatását a plazmával az ütközési-sugárzási modell írja le. A nyaláb atomjai a plazmával nem kerülnek még lokális termodinamikai egyensúlyba sem, így a különböző elemi gerjesztési és ionizációs folyamatokat külön-külön kell számítanunk, hogy a nyaláb térbeli és időbeli fejlődését leírjuk. Ezen modell keretében az atomoknak a különböző nívóihoz tartozó populációit tartjuk számon, melyek között ütközéses fel- és legerjesztések és spontán emissziós legerjesztődések dinamikus egyensúlyban vannak. Először vegyük az elemi folyamatokat

- Ütközéses gerjesztés
- Ütközéses legerjesztés
- Spontán átmenet
- Ütközéses ionizáció
- Töltés kicserélődéses kölcsönhatás

Minden egyes folyamathoz rendelhető egy, a folyamat gyakoriságát jellemző ún. rátaegyüttható (R [m^3/s]), melynek definíciója:

$$R \equiv \iiint_{\mathbb{R}^3} d^3\mathbf{v}\,\sigma(|\mathbf{v}-\mathbf{v}_B|)|\mathbf{v}-\mathbf{v}_B|\,f(\mathbf{v}), \tag{19}$$

ahol **v** a plazmarészecske sebessége, $\mathbf{v}_B$ pedig a nyaláb atomjának sebessége. A plazmarészecske – jó közelítéssel Maxwell – sebességtérbeli eloszlása $f(\mathbf{v})$, amiből következően a rátaegyüttható a plazmarészecske fajtájának hőmérsékletétől, mint paramétertől függ. $\sigma(|v - v_B|)$ a folyamat hatáskeresztmetszete, mely a plazmarészecske és az atom relatív sebességének nagyságától függ.

Természetesen csak véges (m) atomi állapotot veszünk figyelembe a modellezésnél, de tekintettel arra, hogy a magasabb energia nívójú állapotok betöltöttsége csekély, nem követünk el nagy hibát. Az előző állításnál hangsúlyozni kell, hogy az nem általánosságban, hanem a hidrogén és lítium atomnyalábokra igaz. A gyorsított hélium nyaláb pontos modellezésére a hélium metastabil állapotai miatt máig nincs megfelelő eszköz a kezünkben.

A ráta egyenletekkel írhatjuk le az atomi állapotok betöltöttségének időfejlődését, melyet a nyaláb állandó sebességét figyelembe véve mindjárt térbeli függésbe transzformálhatunk:

$$\frac{dn_i}{dx} = \sum_j [n_e(x)\tilde{a}_{ij}(x) + b_{ij}]n_j(x), \quad (i,j = 1 \ldots m) \tag{20}$$

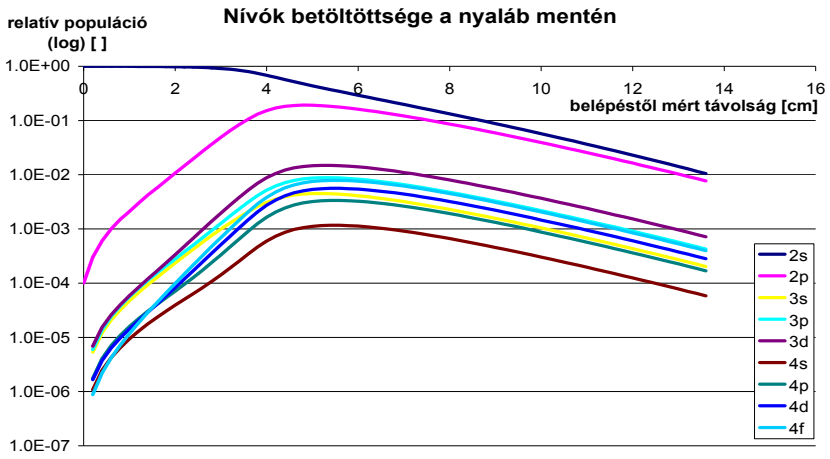
Ahol az n_e az elektron sűrűség, az n_i és n_j az i és j atomi állapotokhoz tartozó betöltöttség, az x a nyaláb menti koordináta. Az elektron, proton és szennyezők ütközései általi atomi átmenetek és elektronvesztési folyamatokat írja le az a_{ij} redukált ráta együttható mátrix. b_{ij} a spontán átmenetekhez tartozó együttható, amely a bomlási időállandóból és a nyalábsebességből számítható: $b_{ij}=\tau_{ij}/v_B$. Az egyszerűsítés kedvéért a szennyező ionok koncentrációját helyettesítsük a leggyakoribb szennyező sűrűségével. Általában a mai berendezésekben a szén a leggyakoribb szennyező elem, mert a divertor és a limiter elemek CFC (carbon fiber composit – szén szálas grafit) anyagból vannak[1]. A leggyakoribb szennyező töltését jellemezzük q(x)-el a nyaláb mentén, ami a $Z_{eff}(x)$ effektív rendszám profilt eredményez. Az effektív rendszám definíciója $Z_{eff} = 1/n_e \sum_I n_I Z^2_I$ [8], Ezzel az a_{ij} redukált ráta együttható mátrix kifejtése a következő

[1] Itt megjegyezzük hogy az ITER-ben a berillium első fal és volfrám divertor téglák lesznek. Ennek megfelelően az ASDEX-Upgrade tokamakot már átépítették és épp most zajlik a JET első fal elemeinek cseréje.

$$\tilde{a}_{ij} = a^{e}{}_{ij} + (1-qf)a^{p}{}_{ij} + fa^{I}{}_{ij} \qquad \text{ahol } f = (Z_{eff} - 1)/[q(q-1)], \tag{21}$$

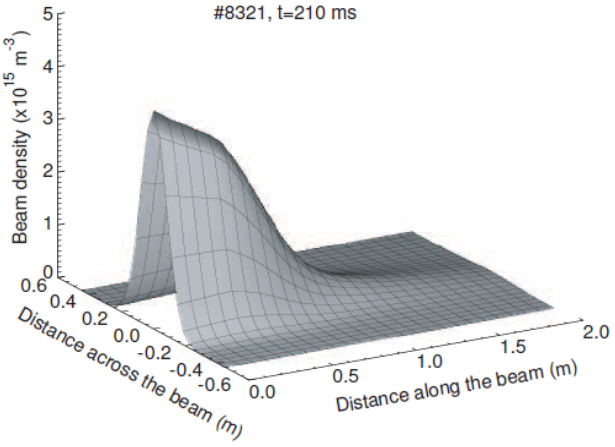
ahol az e felső index az elektronok által keltett folyamatokra, a p a protonos (vagy deuteronos) folyamatokra I pedig a szennyezők által keltett folyamatokra utal. A jelenleg használt atomfizika modellünk[59][60] lítium esetére m=9 a nátrium esetére m=7 atomi állapot időfejlődését követi. Érdemes megjegyezni, hogy az atomi átmenetek számításánál a nyalábmenti koordináta (x) függés nem csak a $Z_{eff}(x)$ és q(x) függés miatt jön be, hanem a rátaegyütthatók hőmérsékletfüggése miatt is. Ennél a számításnál az elektron, ion és a szennyező hőmérsékletet azonosnak vesszük, de ez nem okoz nagy hibát ugyanis az ionok és nyaláb atomok ütközésében a relatív sebességet a nyaláb sebessége dominálja. Az egységnyi nyalábhosszon emittált foton fluxus $n_i I A_{ji} / v_B$, ahol I a nyaláb áram, A_{ij} az átmenethez tartozó Einstein koefficiens.

Direkt problémának hívjuk, ha az adott plazma profilok mentén szeretnénk megkapni adott állapotok betöltöttségét a nyaláb mentén. Ennek számítása méréstervezésnél elengedhetetlen[60], illetve ez képezi az alapját az inverz problémának is. Inverz problémának hívjuk, amikor a mért fényprofil alapján határozzuk meg a kiindulási sűrűség profilt[53]. Ez gyakorlatilag a mérés kiértékelés. Itt kell megjegyezni, hogy a program bemenő adatként használja a más diagnosztikák által mért hőmérséklet és Z_{eff} profilt. Ha ilyen mérések nem állnak rendelkezésre, vagy nem megfelelő időfelbontásban vagy időpontban, akkor interpolációra kényszerülünk. Ilyenkor az eredmény pontosságát is vizsgálni kell. Szerencsére a leggyakrabban használt lítium rátaegyütthatóinak hőmérsékletfüggése csekély, ahogy a fejezet elején említettem. A fenti elméleti megfontolások alapján a BME Nukleáris Technikai Intézetében az elmúlt években kifejlesztették a RENATE[59] nyaláb szimulációs kódot. Ezt a kódot használjuk rutinszerűen az alkáli nyalábok szimulációjára[60] és a jelenleg is fejlesztés alatt álló, visszaállító kód[61] is ez alapján működik. A 23. ábrán látható a különböző nívók betöltöttsége a nyaláb mentén, illetve, hogy a nyaláb intenzitás egy nagyságrendet csökken ~10 centiméteren.



23. ábra: Nívók betöltöttsége 40 keV Li nyaláb esetén

Bár az egyenletekből explicit következik és a fenti szimuláción is jól látszik, mégis érdemes néhány szót ejteni a nyalábgyengülésről. Az ionizálódott nyalábatomokat a toroidális mágneses tér rögvest eltéríti a nyalábból és így azok elvesznek a nyaláb számára. A 24 ábrán egy 60 keV-es fűtőnyaláb sűrűségét látjuk a nyaláb mentén és arra merőlegesen. A hidrogén nyaláb modellezésére nem a RENATE kódot használtam, hanem a MAST tokamaknál kifejlesztett kódot. Jól látszik, hogy a hidrogén nyaláb behatolási mélysége nagyobb, mint a fenti lítium nyalábnak, körülbelül 50 cm.



24. ábra: 60 keV-es fűtőnyaláb ionizációjának szimulációja

Természetesen a fenti eredmények függnek a konkrét plazma paraméterektől, azonban általában is igaz, hogy a hidrogén fűtőnyalábok behatolóképessége lényegesen nagyobb, mint a lítium nyaláboké.

2.5 Adatfeldolgozási technikák

Az értekezésben bemutatott eredmények a fent részletesen tárgyalt NyES diagnosztikák építése és fejlesztése mellett az általuk szolgáltatott adatok kiértékelését is tartalmazzák. A nagy frekvenciával mért, különböző zajokkal erősen terhelt jelekből az általunk kívánt információt megkapni nem mindig magától értetődő. Az adatok helyes értékeléséhez elengedhetetlen ismerni a diagnosztikánk korlátai mellett, a berendezés sajátosságait, ahol mérünk, illetve az általunk használt matematikai módszerek, eszközök teljesítőképességét is. A szakirodalomban és a konferenciákon előforduló közlések nem mindig konzekvensen jelölik az adott mennyiségeket, ezért ebben a szakaszban az általam használt módszerek rövid áttekintése következik. Az értekezés két típusú jelenségre fókuszál, az egyik a gyorsan lezajló nagy amplitúdójú tranziens jelenségek, mint az 1.8 fejezetben megismert ELM-ek. Ezeknek a méréseknek a helyes kiértékeléséhez kevésbé a speciális matematikai módszerek, inkább a széleskörű, különböző diagnosztikákból származó, mérési eredmények felhasználása segít.

A másik típusú jelenség a plazma fluktuációk mérése és kiértékelése, melyek eredendően statisztikus jelenségek. A mérés nyers eredménye, bármely plazma diagnosztikáról is legyen szó, egy diszkrét mérési pontokból álló idősor. Egy ilyen idősornak alapvető tulajdonsága a mintavételezési frekvencia. A fúziós plazmafizikában a fluktuációkat létrehozó mikro-örvények karakterisztikus ideje az 1-10μs tartományba esik, ezért legalább 100 kHz-es (de inkább 1 MHz-es) mintavételezési frekvenciára van szükség. Egy valós mérésben különböző időskálákon különböző események történnek, amik kölcsönhatásban is lehetnek egymással. Ezek szétválasztására megfelelő szűrési eljárások alkalmazásával külön figyelmet kell fordítani. A fizikailag természetesen folytonos jelekből az analóg-digitál konverterek állítanak elő diszkrét jeleket. Mielőtt rátérünk a módszerekre érdemes felidézni, milyen a folyamatra jellemző statisztikus adatokat akarunk kinyerni a mérési eredményből. Például néhány tipikus mennyiség:

- Az adott plazma paraméterének fluktuációs amplitúdója és relatív fluktuációs amplitúdója.
- A struktúrák karakterisztikus élethossza (korrelációs ideje)
- A különböző helyen mért fluktuációk korrelációi.
- Milyen a jelenség teljesítményspektruma, van-e valamilyen jellemző frekvencia

A fenti kérdésekre a statisztikus jelfeldolgozás módszereivel kaphatunk válaszokat. A következőkben azokkal az expliciten meglehetősen ritkán jelzett feltételekkel élünk, hogy a vizsgált jelünk ergodikus és stacionárius. Egy valós plazma kísérlet természetesen nem felel meg egyik ideális feltételnek sem. Az ergodicitás itt egyszerűsítve azt a feltételt fogalmazza meg, hogy a sztochasztikus folyamatot jellemző statisztikus sokaság helyett, a sokaságot egy időbeli adatsorral jellemezhetjük. Tehát a sokaság átlag egyenlő az időátlaggal. A plazma időfejlődésében rengeteg esemény játszódik egyszerre: különböző plazma vezérlő és manipuláló eszközök (tekercsek, fűtések) be-és kikapcsolása, aktív vezérlés. A globális plazma paraméterek és a beavatkozó eszközök azonos állapota sem garantálja, hogy mindig ugyanazzal a plazmaállapottal van dolguk, hiszen bifurkációk, állapotátmenetek és tranziensek jelenlétével is számolni kell. A valódi kísérleti munka során tehát mindig szem előtt kell tartanunk, hogy statisztikus mennyiségek számításakor az időben változó plazmaállapotok gondot okozhatnak.

Momentumok

Egy idősort legegyszerűbben a momentumaival tudunk jellemezni, mint például az átlag, szórás és magasabb rendű momentumok. Legyen egy

$$x_n = x(t_0 + n\Delta t) \tag{22}$$

Idősorunk, ahol t_0 mérés kezdőpontja, Δt a mintavételi idő. A mérésekben ekvidisztans mintavételezést tételezünk fel.

Átlagérték

Az időbeli átlagérték definíciója:

$$\overline{x} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} x_n \tag{23}$$

A fent megfogalmazott feltételekkel ez az érték adja a várható értéket is. A plazmafluktuáció méréseknél tipikusan a változásokat vizsgáljuk csak, ezért célszerű a mért jelből egy 0 várható értékű jelet generálni. $s_n = x_n - \overline{x}$ A továbbiakban az ezt a 0 közepű jelsort vizsgáljuk

Vezessük be az amplitúdó eloszlásfüggvényt:

$$P(s) = \frac{N_s}{NW} \tag{24}$$

Ahol N_S az s érték körüli W szélességű szimmetrikus intervallumba eső s_n értékek száma. Az így előállított P(s) az eredeti sztochasztikus folyamat valószínűségi sűrűség függvényének egy becslése. A P(s) függvény a W intervallum tetszőleges választása miatt nem egyértelmű, véges amplitúdófelbontású digitalizált mérésnél W-t úgy kell megválasztani, hogy a számábrázolás felbontásának egész számú többszöröse legyen.

A következő értékeket szokás az eloszlásfüggvény momentumainak nevezni:

Szórás

A szórás definíciója:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{n=1}^{N} s^2{}_n} \tag{25}$$

Az átlagtól való átlagos eltérést írja le. A σ^2-et nevezik varianciának.

Fontos és a dolgozatban gyakran hivatkozott mennyiség a relatív szórás:

$$r = \sigma / \overline{x}\,. \tag{26}$$

Ez jellemzi a fluktuációk relatív nagyságát, idő és térbeli változása fontos információt tartalmaz.

Ferdeség (skewness)

$$sk = \frac{1/N \sum_{n=1}^{N} s^3{}_n}{\sigma^3} \tag{27}$$

Azt jellemzi, mennyire nem szimmetrikus az eloszlás, a szimmetrikus (például normális) eloszlás ferdesége 0.

Lapultság (kurtosis)

$$k = \frac{1/N \sum_{n=1}^{N} s^4_n}{\sigma^4} \tag{28}$$

A név a normális eloszláshoz képesti „lapultságra” vagy „csúcsosságra” utal. A normális eloszlás így definiált lapultsága 3. Némely szerzők ezt az értéket kivonják a lapultság fenti definíciójából, ezért 0 érték felel meg a normális eloszlásnak.

Digitális szűrés, trend levonás

A valós méréseknél tipikus, hogy a vizsgált jelben a vizsgálni kívánt jelenségen, eseményen kívül szisztematikus, nem a vizsgálat tárgyát képező, lassabb időskálán változó jel is megjelenik. Például gyakran előfordul, hogy a tokamak plazma sűrűségét szabályzó gázszelepek nyitása-csukása miatt a plazma sűrűsége kicsit változik. Ezt a jelet a további feldolgozás előtt igyekszünk eltávolítani a nyers jelről. Erre nehéz általános receptet adni. Ezért az általam a mérések kiértékelésénél használt módszereket említem itt meg.

Trend levonás

Ha a vizsgált időszakasznál jóval hosszabb távú változás adódik a mérési jelhez, ami nem képezi a vizsgálat tárgyát, akkor ezt a hosszú távú *trendet* le kell vonnunk. A módszer lényege, hogy a mérési pontokra a legkisebb négyzet illesztés módszerével egy n-ed rendű polinomot illesztünk. Természetesen, mint minden adattranszformációs eljárásnál, itt is ellenőrizni kell az eredményt. Ha bonyolult a trend viselkedése, vagy magas n fokot választunk, olyan struktúrákat hozhatunk a jeleinkbe, amik nem a mérésből származnak. A trendlevonás, lassan és egyenletesen változó háttér esetén ad jó megoldást.

Simítás

Ha a jel nagyfrekvenciás, gyorsan változó részét szeretnénk eldobni, a legegyszerűbb a megoldás a simítás. Itt az adott mérési pont értékét helyettesítjük a környező w szélességű intervallum átlagértékével. Ez a mérési pontok számát nem csökkenti, de a mérési intervallum elején és végén nem ad értékeket.

Digitális szűrés

Előfordulhat, hogy fizikai megfontolásokból a spektrum csak egy bizonyos részét, sávját szeretnénk vizsgálni. Erre lehet példa, ha mérési jeleinken ismert frekvenciájú, akár külső forrásból eredő zaj ül. A digitális szűrők alkalmazásának elméletéről, fajtáiról [62] ad ismereteket. Az általam használt IDL programozási nyelv rendelkezik alapeszközökkel digitális szűrésre, ezeket használtam a feldolgozás során.

Ha két különböző diagnosztika jelét kell összehasonlítani, célszerű lehet őket azonos időbázisra hozni. Ha a nagyobb mintavételezési idejű jel időbázisát csökkentjük, decimáljuk, akkor az aliasing jelenség elkerülésére a jelet először aluláteresztő szűrővel le kell szűrnünk a lassabb jel mintavételezéséhez tartozó Nyquist frekvenciáig. Az aliasing jelenségre a mérés digitalizálásánál is figyelni kell.

Teljesítményspektrumok

A jelfeldolgozási módszerek közül bizonyára a teljesítmény spektrum és a keresztspektrum a legelterjedtebb módszer. Ezt a népszerűséget az eredményének a szemléletes, könnyen érthető fizikai jelentése adja. A számításának és használatának kiterjedt magyarul is hozzáférhető irodalma van, ezért csak a legalapvetőbb képletek és tulajdonságok szerepelnek itt emlékeztető gyanánt.

$$F_i(\omega) = \frac{1}{T}\int_0^T s_i(t) e^{i\omega t}\, dt, \qquad P_{ij}(\omega) = F_i F_j^{*}. \tag{29}$$

A P keresztspektrum az F Fourier transzformáltak szorzatából keletkezik úgy, hogy a második tényezőt komplex konjugáljuk. Ha i=j, akkor teljesítményspektrumról (vagy autospektrumról) beszélünk, amely valós jelek esetén valós és omegában szimmetrikus mennyiség. A keresztspektrum már nem valós, hanem rendelkezik képzetes résszel is. A keresztspektrum abszolút értékét kereszt-teljesítményspektrumnak, fázisát kereszt-fázisspektrumnak nevezzük.

A keresztspektrumokat célszerű úgy számolni, hogy a teljes jelet kisebb szakaszokra bontjuk és az egyes szakaszokon számolt komplex keresztspektrumokat átlagoljuk. Ekkor azokon a frekvenciákon, ahol nincs fáziskapcsolat, a két jel között kiátlagolódik a teljesítmény, és elég sok M intervallum esetén a teljesítmény értéke $1/\sqrt{M}$ -ed részére csökken. A

keresztspektrumban tehát azok a frekvenciák maradnak meg, amelyek a két jelben fix fázisban jelennek meg[62].

Szokás még használni a koherenciaspektrum fogalmát is, amely a normált keresztspektrum:

$$\gamma(\omega) = \frac{P_{ij}}{\sqrt{P_{ii}P_{jj}}}. \tag{30}$$

Korrelációs függvény

A mérési eredményeink kiértékelésekor az egyik legcélravezetőbb és leggyakrabban használt eszköz a korrelációs függvények alkalmazása. A mérési jeleink zajjal terheltek, ezeket a zajforrásokat a 13.1 fejezetben részletesen is elemzem. Ha a mérni kívánt jelenség amplitúdója a zajszint alatt van, akkor annak direkt megfigyelésére nincs lehetőségünk. Statisztikus megközelítéssel azonban betekinthetünk a zajszint alatti események világába is. Itt a kulcs az, hogy hosszabb időintervallum eseményeit átlagoljuk ki, melyben a zajok hatása lecsökken, de a szisztematikus változások megmaradnak.

Tekintsünk két a fentiek szerint stacionér és 0 várható értékű $s_1(t)$, $s_2(t)$ jelet. A kovariancia függvény definíciója:

$$C_{ij}(\tau) = \langle s_i(t)s_j(t+\tau)\rangle = \frac{1}{T}\int_0^T s_i(t)s_j(t+\tau)dt\,, \tag{31}$$

ahol T a mérési időintervallum hossza, i,j=1,2. A függvény elnevezése:

- i=j esetben autokovariancia-függvény
- i≠j esetben keresztkovariancia-függvény

Mivel a méréseink időben diszkrét pontokban adottak, a definíciót megadjuk diszkrét jelekre is:

$$C_{ij}(k\Delta t) = \frac{1}{N-k}\sum_{n=1}^{N-k} s^{i}{}_{n} s^{j}{}_{n+k}\ , \qquad k=0,1,2,\ldots..,m \tag{32}$$

$$C_{ij}(k\Delta t) = \frac{1}{N-|k|}\sum_{n=1}^{N-|k|} s^{i}{}_{n} s^{j}{}_{n-k}\ , \qquad k=0,-1,-2,\ldots..,-m \tag{33}$$

Ahol a Δt a mintavételezési idő, a $\tau=k\Delta t$ az időeltolás, m pedig a maximális időeltolások száma.

A kovariancia függvényeket felhasználhatjuk a fluktuációs amplitúdó számítására is, ugyanis a definíció miatt a $\tau=0$ értéknél felvett autokovariancia éppen a varianciával egyezik meg.

A korrelációs függvényeket úgy kapjuk, ha kovariancia függvényeket normáljuk:

$$C_{ij}(k\Delta t) = \frac{\frac{1}{N-k}\sum_{n=1}^{N-k} s^{i}{}_{n} s^{j}{}_{n+k}}{\sqrt{\frac{1}{N-k}\sum_{n=1}^{N-k}\left(s^{i}{}_{n}\right)^2 \frac{1}{N-k}\sum_{n=1}^{N-k}\left(s^{j}{}_{n+k}\right)^2}} \tag{34}$$

A fenti definíció garantálja, hogy $-1 \le C_{ij} \le 1$. Kihasználva, hogy stacioner jelenséget tételezünk fel, a nevezőben a gyökjel alatti két mennyiség helyettesíthető az autokovariancia függvények $\tau=0$ helyen felvett értékével.

$$C^{N}{}_{ij}(\tau) = \frac{C_{ij}(\tau)}{\sqrt{C_{ii}(0)C_{jj}(0)}} \tag{35}$$

Ez már szigorúan véve nem garantálja, hogy $-1 \le C_{ij} \le 1$, azonban numerikusan sokkal kedvezőbb. A kovariancia függvényekhez hasonlóan a $C^{N}{}_{ij}$ elnevezése:

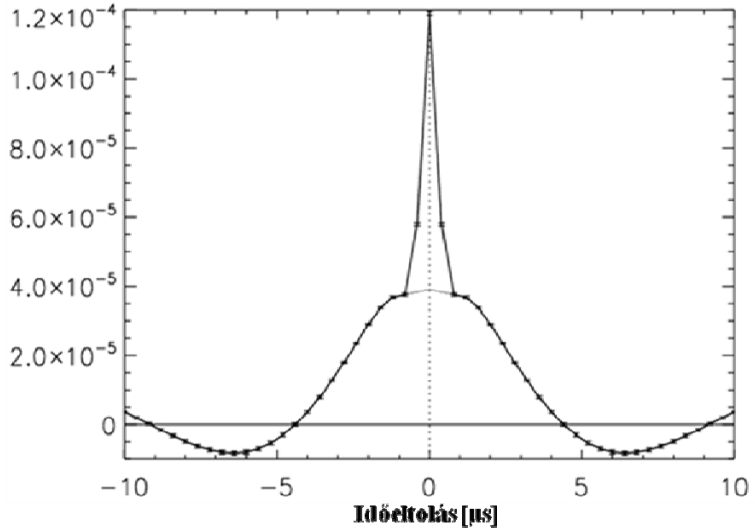
- i=j esetben autokorrelácó-függvény
- i≠j esetben keresztkorreláció-függvény

A korrelációs függvényeket nem a fenti elvi definíció segítségével számítjuk ki, hanem Fourier transzformáció segítségével. Erre az ad lehetőséget, hogy a keresztkorrelációs függvény a keresztspektrum inverz Fourier transzformáltja[62]. A Fourier transzformáltakat gyors Fourier transzformáció (FFT) segítségével számítjuk, ennek műveletigénye $N\log_2(N)$,

amely a mérésekben előforduló sokszor több millió mérési pont esetén nagyságrendekkel gyorsabb, mint a direkt eljárás. Innen látható miért az autokorrelációs függvényt használjuk a korrelációs függvényt normálására, hiszen a Fourier transzformáltakból ez a mennyiség könnyen megkapható.

Zajkorrekció

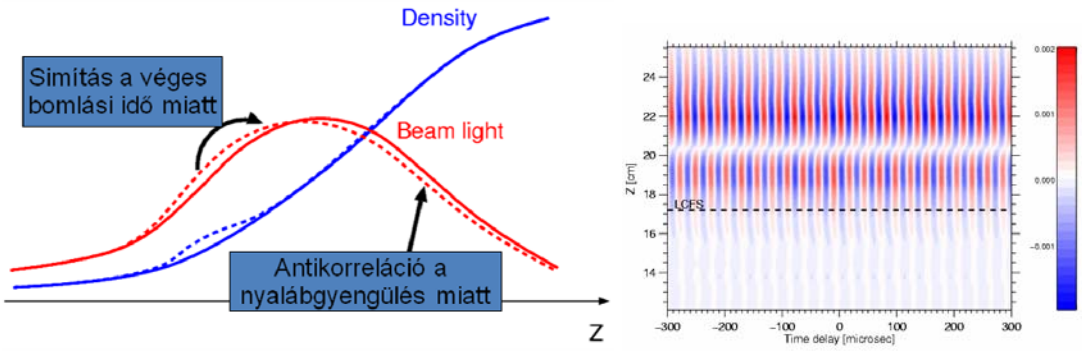
A NyES mérések mindenképpen a véges fotonszámból származó zajjal terheltek, mely hatása az autokorrelációs függvényen is megjelenik. Ha a zaj spektrális szélessége (azaz az erősítőnk sávszélessége) sokkal nagyobb, mint a tényleges fényfluktuációk sávszélessége, akkor az autokorrelációs függvényben a zaj egy éles csúcsot okoz a 0 időeltolás környékén, ahogy azt a 25. ábra mutatja. Erre egy korrekciót alkalmazunk, amely abból áll, hogy a korrelációs értékeket a csúcs tartományában extrapoláljuk a közvetlenül a csúcs melletti tartományból, ahogy az ábra mutatja. Ezt a korrekciót alkalmazva zajra korrigált fluktuációs amplitúdókat is kaphatunk a kovariancia függvény a $\tau=0$ értéknél felvett értékének gyökéből. Megfelelően hosszú jelszakaszt feldolgozva, a zaj amplitúdójánál lényegesen kisebb amplitúdójú fényingadozásokat is meg tudunk határozni. A zajkorrekció másik előnye, hogy a korrigált kovarianciával normált korrelációs függvények torzítatlanul mutatják a jelekben a valódi fluktuációk korrelációjának mértékét, melyet a foton zaj így már nem fog befolyásolni.



25. ábra: Korrekció az autokovariancia függvény zajcsúcsára. A mérés a TEXTOR lítium nyaláb diagnosztika egyik jeléből származik.

Korrelációk az atomnyaláb diagnosztikában

Az atomnyaláb diagnosztikában a fényintenzitást nem csak a helyi gerjesztés (tehát elsősorban a sűrűség), hanem a plazma széle és a mérési pont közötti teljes út határozza meg. Ez két effektusból következik: az atomfizikai folyamatok véges élettartama elkeni a nyaláb futása mentén a hatásokat, másrészt a nyaláb ionizációja csökkenti a nyalábáramot a plazma mélyebb rétegeiben. A plazma szélső rétegében az ionizáció még nem nagyon jelentős, ezért ott csak az első effektus lép fel. Ekkor a nyaláb fényében számolt korrelációs függvények csak kis térbeli kiszélesedést mutatnak és az amplitúdójuk lesz valamelyest kisebb, mint a sűrűségfluktuációk amplitúdója, egyébként a korrelációs tulajdonságok majdnem azonosak lesznek. Ennek megfelelően a plazma szélén a fény fluktuációkat vizsgálhatjuk. A plazma mélyebb rétegeiben, ahol az ionizáció már jelentős nem ilyen egyszerű az értelmezés, ekkor fázisfordulások léphetnek fel a korrelációban az ionizáció miatt. Ezt szemlélteti a 26. ábra. Ilyen esetekben nagyobb gondossággal kell eljárni, a korrelációs függvények korrigálását[63] kell elvégezni. Erre a dolgozat keretében nem tettünk kísérletet.



26. ábra: Atomfizikai hatások a nyaláb fényének korrelációs függvényében. A baloldali ábra a nyaláb menti fény eloszlását és ennek változását mutatja egy kis lokális sűrűségperturbáció hatására. A jobboldali ábra egy a nyaláb mentén azonos fázisban megjelenő periodikus sűrűségfluktuáció korrelációs függvényét mutatja a nyaláb fényében

A fluktuációs adatok feldolgozására egy IDL nyelven írt programcsomagot használtam, ami KFKI RMKI saját fejlesztése. A csomag fejlesztéséhez, adott kísérletekhez illesztéséhez én is hozzájárultam. Az értekezésben található összes korrelációs, kovariancia és teljesítményspektrum ezzel a programcsomaggal készült.

3 Nyalábemissziós spektroszkópia diagnosztika fejlesztések

A disszertáció ezen fejezetében a diagnosztika fejlesztésekkel kapcsolatos eredményeket foglaltam össze, kiemelve a saját eredményeket és fejlesztéseket. A munka bemutatása négy szakaszra tagolódik:

Az első részben a NyES diagnosztikához kapcsolódó nagyfrekvenciás detektor fejlesztések kerülnek tárgyalásra a hozzájuk kapcsolódó szimuláció részletes bemutatásával és a következtetések ismertetésével. Az itt elért eredmények a fúziós diagnosztikákon kívül a kísérleti fizika szélesebb területén is alkalmazhatóak.

A második részben a TEXTOR tokamaknál felépített lítium nyaláb diagnosztika jelenlegi rendszerét, ennek építésében vállalat szerepemet, és az elért eredményeimet mutatom be.

A harmadik szakaszban a MAST tokamakon a vezetésemmel felépített fűtőnyaláb NyES részleteit mutatom be. Itt röviden kitérek a jelenleg is épülő kétdimenziós NyES diagnosztikára, annak felépítésére és jövőbeni mérési lehetőségeire.

A negyedik részben a JET tokamakon működő lítium NyES diagnosztika nagyfrekvenciás gyors rendszerének felépítését mutatom be, megemlítve a próba mérés sikere kapcsán jelenleg tervezett további fejlesztéseket.

A fenti felsorolásból is látható, hogy a kísérleti munka nagy részét külföldi kutatóintézetekben végeztem. Kivételesen szerencsésnek érzem magam azért, mert gyakorlatilag az összes Európában működő nagyberendezést meglátogathattam, és ezek közül ma a legfontosabbnak tartott berendezéseken kísérlet résztvevőként dolgozhattam is. A fenti három berendezésen kívül kísérleti munkát végeztem több más tokamakon, amik nem fértek ennek a dolgozatnak a kereteibe. Ezeket felsorolásszerűen említem csak meg. A kezdetektől tagja vagyok a prágai COMPASS tokamakra lítium NyES diagnosztikát építő csoportnak. Langmuir szondás méréseket végeztem a már leállított prágai CASTOR tokamakon Az ASDEX Upgrade tokamakon installáltam egy 4 csatornás fotoelektron-sokszorozó detektorokból épített NyES rendszert, amellyel méréseket végeztem lítium és nátrium nyalábokkal is.

3.1 Detektor fejlesztés

A TEXTOR tokamakhoz a Forschungszentrum Jülich kutatói építettek az 1990-as években egy gyorsított lítium atomnyalábot, azonban technikai problémák és emberi erőforrás hiánya miatt ennek fejlesztése nem jutott el addig a pontig, amikor méréseket lehetett volna végezni vele. A KFKI RMKI kutatói 2001-ben vették át a nyalábot és budapesti továbbfejlesztése és tesztelése után a diagnosztika újrainstallálásáról döntöttek. Az elsődleges cél a diagnosztika újjáépítésénél a plazma fluktuációk mérésére való optimalizálás volt. Ebben a munkában a detektor, a gyors nyalábvezérlő rendszer és a mérőrendszer felépítése lett az én feladatom. Amint az eddigi részekből már láttuk, a plazmaturbulencia méréshez nagy időfelbontású mérések szükségesek, mi a célt az irodalmi adatok alapján 500 kHz-1MHz-es frekvencia sáv elérésében határoztuk meg. 2004 elején kaptam azt a feladatot, hogy térképezzem fel az elérhető detektor fajtákat, lehetőségeket, és vizsgáljam meg, mi lenne optimális választás erre az esetre. A feladat végül meglehetősen összetettnek bizonyult, és a TEXTOR NyES megfigyelő rendszerének gyors detektorai 2008 januárjában lettek installálva.

Optimális detektornak az adott fényszinthez tartozó maximális jel/zaj arányt (signal to noise ratio,SNR) nyújtó detektort hívom. Ez a kulcsparaméter, ami meghatározza, hogy milyen információkat tudunk kinyerni a mérési adatainkból. Emellett azonban több más tényező is szerepet játszik a megvalósíthatóság kérdésében. Ahhoz, hogy kiválaszthassuk egy adott nagyfrekvenciás mérésre a megépíthető optimális detektort, az alábbi szempontokat kell figyelembe venni:

- Milyen intenzitású a fényforrásunk
- Milyen hullámhossz tartományú a fényforrásunk
- Milyen méretű detektor illeszkedik a lehetséges optikai rendszerbe
- Milyen környezetben használjuk (mágneses tér, hőmérséklet, neutron és gamma sugárzás)
- Egy sokcsatornás rendszer esetén az ár/csatorna tényező

Detektor típusok

Kutatócsoportunkban voltak előzményei a lítium nyalábon végzett fluktuációs méréseknek[63], és akkor fotoelektron-sokszorozó detektorokat (PMT) használtak a

Wendelstein 7-AS sztellarátoron. Az optimális detektor kutatásának indulásakor egy 1992-ben megjelent publikáció[64] adott fogódzót, amiben egy fűtőnyalábhoz épített NyES fluktuációs diagnosztikához kerestek optimális detektort. A vizsgálatban a cikkhez tárgyalthoz hasonlóan a PMT, a fotódióda (PD), és a lavinafotodióda (APD) detektor típusokat hasonlítom össze, figyelembe véve az eltelt majd 20 év technológiai fejlődését a különböző területeken.

CCD kamerákat a lassabb kiolvasási sebesség miatt kizártam a vizsgálatból, azonban a TEXTOR lítium nyaláb diagnosztikába a nyaláb monitorozására és a plazma sűrűségprofilok mérésére beépítettem egy digitális CCD kamerát.

Foton statisztikus zaj (fotonzaj)

Először azt a kérdést kell megvizsgálnunk, mi az a zajforrás ami az elméletileg elérhető maximális SNR-t meghatározza. A NyES mérések esetén a jellemző detektált fotonszám 10^6-10^{12} közé esik kísérlettől és plazma konfigurációtól függően[66][67]. A fotonokat nem számláljuk, hanem a fényintenzitást mérjük legalább néhány száz kHz sávszélességgel. Egy stabil fényforrás által kibocsátott foton emisszió Poisson eloszlást követ, mert az egyes fotonok kibocsátásai pillanatszerű és egymástól független véletlen eseményeknek tekinthetőek. Egy detektor Φ detektált foton fluxus esetén a B sávszélességgel történő mérésben $N= \Phi/2\pi B$ számú fotont gyűjt időegységenként. Ha $N>>1$ az így mért jelünk a normális eloszlást követi, és a jel szórását nevezzük foton statisztikus zajnak, röviden fotonzajnak. $SNR_{phot} = \sqrt{\Phi/2\pi B}$. Az ideális detektor keresésénél azt a detektort keressük, ami az adott feltételek mellett legjobban megközelíti ezt az elméleti határt.

Jól látható, hogy a relatív fotonzaj a fényintenzitás növekedésével csökken. Ez megadja a diagnosztika megfigyelő rendszer tervezésének fő szempontját, azaz a maximális fényintenzitás kinyerését. A maximális etendu-jű optika tervezése a cél, de a geometriai faktorok (maximális beépíthető tükör, vákuum ablak mérete, stb.) korlátozzák a lehetőségeket. A detektorra érkező fotonok maximális hasznosulása, amit a kvantumhatásfokkal (quantum efficiency, QE) mérünk, ugyanilyen fontos paraméter, és a detektor választásnál kulcsszerepet játszik. Bármilyen detektor típust nézünk is, a QE hullámhossz függő. Mivel a NyES kísérletekben monokróm vonalas sugárzást mérünk (Li 2p-2s átmenete 670.8 nm, H Balmer alfa 656.2 nm), így a hullámhossztól való függést csak úgy vesszük figyelembe, hogy az adott hullámhosszhoz tartozó QE-t használjuk.

Fotoelektron-sokszorozó csövek

Ennek a detektor típusnak hosszú hagyománya van NyES mérésekben, és használják ma is az ASDEX Upgrade tokamak alkáli atomnyaláb kísérlet detektoraiként[54]. A PMT nagy belső erősítéssel rendelkezik (10^7-ig), ami kis erősítési zajjal jár együtt, mivel a fotonok által keltett elektron záporok meglehetősen egyformák. Ez a detektor típus viszonylag nagy kimenőáramot ad (μA - mA), így egyszerű erősítő alkalmazása után, vagy akár direktben is digitalizálható jelet biztosít. Ez azt jelenti, hogy a kimenetén mérhető zaj megközelíti az általa detektált fotonok statisztikus zaját. Ennek a detektor típusnak az Achilles sarka a gyenge kvantumhatásfoka. Még a legmodernebb multi-alkáli katódoknak is ~10%-os QE-je az adott hullámhosszon, ami egy 3-szoros faktorú zaj növekedést jelent az elméletileg elérhető zajhoz képest. A működési elvük miatt (elektromos terek használata elektronok gyorsításra) nagyon érzékenyek a külső elektromos és mágneses terekre. A tokamak közeli használatról így nem lehet szó, illetve komoly árnyékolást igényelne. Az árnyékolás használata általában a plazmához közel nem kivitelezhető, mert módosítja a plazma körüli teret is. Optikai szálakkal elvezethető a fény a tokamaktól messzebb, de az optikai szálakba történő be- és kicsatolás fényveszteséggel jár, és az optikai szálak használata jelentős költségnövelő tényező is.

Fotodiódák

Az amerikai kontinensen a fluktuációs méréseknél a fotodióda (PD) detektorok terjedtek el az 1992-es vizsgálat eredményei[64] után. Az azóta leállított TFTR tokamak után a San Diegóban található DIII-D tokamak NyES detektorai is ezt a vonalat képviselik. A fotodióda előnye a szilárdtest detektorokra általában is igaz magas QE, ami 85% körüli a vörös hullámhossztartományban. A működéséből adódóan egy foton egy elektront tud kelteni, így nincs belső erősítése. Ez a NyES mérések esetén nagyon alacsony kimenő áramot jelent (10^{10} foton/sec →1,5 nA). Ehhez a nA mértékű áramhoz nagyon speciális előerősítő és kiolvasó elektronika fejlesztése szükséges. A ma elérhető legmodernebb FET bemenetű erősítőkkel elfogadhatatlanul zajos jelet kapunk szobahőmérsékletű alkalmazás esetén. A zaj csökkentésére az előerősítő fokozatot és az első visszacsatoló ellenállást kriogén hőmérsékletre hűtik. Emellett minimalizálni kellett a detektor felületét, ami csökkenti a kapacitását, ami az elérhető zaj limitet csökkenti. (az okokat részletesen az erősítő zaj modellnél magyarázom meg.) A kriogén hűtés és a kis detektor felület miatt csak az optikai szálakon keresztüli leképezés lehetséges. Ez jelentősen megnöveli a rendszer építési költségét.

A fenti erősítőből származó zajforrások a mért jelszinttől függetlenek. Amíg a fényszint olyan alacsony, hogy ez a zaj a fotonzajnál jóval nagyobb a SNR lineárisan változik a fényszint növekedésével. Amikor fotonzaj túlnő az erősítő zajon, a PPD zaja nagyon közel lesz az elméleti határhoz (a 85% QE csökkenti csak minimálisan). A nagy fényintenzitású alkalmazásoknál tehát, ahol az erősítés zaja már nem játszik szerepet, a fotódióda az ideális detektor típus. A szilárdtest detektorokhoz hasonlóan nem érzékeny a mágneses térre, emellett a mai technológiával nagy detektorsorokat, mátrixokat lehet gyártani (lineáris PPD, CMOS detektorok)

Lavina-fotodiódák

A lavina-fotodiódák (APD) olyan fotodiódák, amikben van belső erősítés, így a fenti két detektortípus előnyös tulajdonságait egyesítik. Az APD működése egyszerűn megérthető, olyan fotodióda, amire záró irányban néhány száz voltot kapcsolnak, és a letörési határ közelében működtetik. A bejövő foton által kiváltott elektron a kiürített rétegben ütközésekkel egy elektron lavinát vált ki, amit a kimeneten mérhetünk. Egy alacsony fényszintű mérésben, ahol a fotodióda mérés esetén az erősítőzaj limitál, ezzel a belső erősítéssel növelhetjük az elérhető SNR-t. Az APD kvantumhatásfoka a vonatkozó hullámhosszon 80-85%, hasonlóan a fotodiódához.

Az erősítés mértéke sajnos lényegesen kisebb, mint amit a PMT-nél láttunk, az általunk használt típusnál maximum ~100. Az APD erősítési folyamatnak e mellett van egy statisztikus jellege is, a keletkező lavina nagyságának eloszlása van. Ez részben a fény behatolási mélységgel van összefüggésben, nem mindig ugyanott vált ki elektront a beeső foton, illetve az ütközések és elektron kiváltási folyamat statisztikus jellegéből következik. Ez többlet zajt[69] (excess noise) eredményez a detektor kimenetén a fotodióda ugyanekkora fényhez tartozó jeléhez képest. Mivel ez a zaj a fotonzajtól statisztikai értelemben nem különböztethető meg, a zaj növekedését az effektív kvantumhatásfok csökkenésével is jellemezhetjük. Ez az általunk használt működési tartományban 30-45% effektív QE-t jelent. A többlet zaj mértéke függ az erősítéstől, így az APD-t nem a maximális erősítésen érdemes használni, hanem azon a határon, amikor az erősítő zaj és a detektor zaj hasonló mértékű. A fentiekből látható, hogy lehet egy olyan fényintenzitás és sávszélesség tartomány, ahol az APD jobban teljesít, mint a PMT vagy a PPD. Ahhoz, hogy ezt el tudjuk dönteni részletes zaj

modellt kell felállítani és elemezni. Mielőtt ezt megtennénk, bemutatom az általunk kifejlesztett erősítőt, amire a zajszámítási modell vonatkozik.

Elektromos áramkör

Az itt bemutatott kapcsolás 1 MHz analóg sávszélességű erősítőt mutat be. Az áramkör első verzióit én terveztem és gyártattam, később csatlakozott a fejlesztésekhez egy elektromérnök kolléga.

A 27. ábrán látható áramkör három funkcionálisan elkülönülő részre osztható.

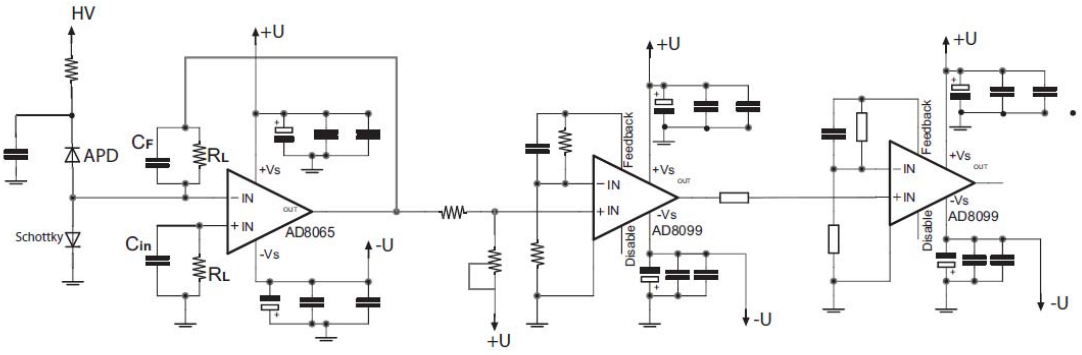
1. APD detektor és védő elemek
2. Áram feszültség konverter (előerősítő)
3. Erősítő fokozat

1 fokozat: Az APD-t egy ellenállás lánc védi a nagy beeső fény intenzitás által okozott károsodástól, azáltal, hogy korlátozza a rajta átfolyó maximális áramot. A mellette lévő kondenzátor az előzőekben említett ellenállás sörét (elektron statisztikus) zaját szünteti meg, így stabil szűrt feszültséget biztosít az APD-nek. Egy gyors Shottky dióda védi az előerősítő bemenetét a túl nagy bemenő feszültségtől.

2. fokozat: Az AD8065[68] FET bemenetű nagy-sávszélességű ultra alacsony zajú műveleti erősítő a kulcskomponense a második fokozatnak (feszültségzaj: $7\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, áramzaj $0.6\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, 145 MHz sávszélesség) Az erősítő kiválasztását hosszú kiválasztási procedúra előzte meg, és több konkurens gyártmányt is teszteltünk. Az alacsony offszet érték is előnye.

3. fokozat: Az erősítő fokozat az alacsony zajú, nagy sávszélességű AD8099[68] chipre (3.8 GHz) épül, amiből 2 fokozat van egymás után. A második fokozat a meghajtó áramkör szerepét tölti be, így a digitalizáló áramkör távolabbra kerülhet. Az újabb áramkörök egy részénél az ADA4899 chipre cseréltük a kedvezőbb offszet tulajdonságok miatt.

Az áramkört SMD (surface mount device) technológiával építettük, hogy a parazita kapacitások értékét a minimalizáljuk és az áramkör méretét csökkentsük.

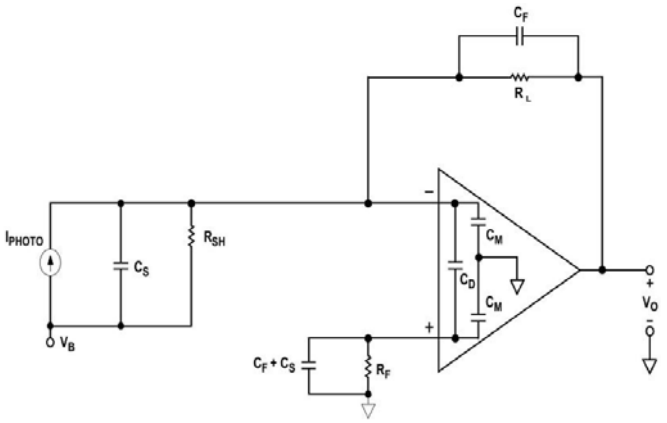


27. ábra: Az APD detektoráramkör kapcsolási rajza.

Zaj modell

Ahhoz, hogy egy komplex hálózat zaját meghatározzuk, először a fő zajforrásokat kell azonosítanunk. Ha a különböző zajforrásokat egymástól függetlennek tételezzük fel, akkor a hálózat zajteljesítménye az egyes források zajteljesítményének összegével közelíthető. Ahhoz, hogy a különböző zajforrások teljesítményének a nagyságrendjét meg tudjuk becsülni, először a jelszintre adunk egy becslést. Ez szükséges ahhoz, hogy a detektor és az erősítő zaj nagyságrendje összehasonlítható legyen. A TEXTOR NyES kísérlethez a RENATE szimuláció által becsült (10^{10}foton/sec/csatorna) fényszintet vettük kiindulásnak, ami az APD detektorból ~60 nA kimenő jelet eredményez.

A fotonzaj ebben az esetben 0.6 nA. Az ehhez bejövő áramhoz és sávszélességhez tartozó előerősítő áramzaj 1 pA, így a további számításokban elhanyagoljuk. Szintén elhanyagolható a harmadik fokozat (az utolsó két erősítő) zaja, ennek megfelelően a zajelemzéshez kiemeltem a teljes kapcsolási rajzból az előerősítő ekvivalens kapcsolási sémáját a 28. ábrán.



28. ábra:Az előerősítő áramkör ekvivalens kapcsolási rajza.

Az APD működésénél említettük, hogy az APD erősítése többlet zajt visz a rendszerbe. A detektorból származó foton és többlet zaj amplitúdót (APD zaj) az erősítő kimeneti feszültségében az alábbi alakban írhatjuk[69]:

$$N_{shot} = \sqrt{2qI_L M^2 FB} \cdot R_L \tag{36}$$

Ahol **q** az elemi töltés, **M** az erősítés, $\mathbf{I_L = N \bullet q \bullet QE}$ az erősítés nélküli detektor áram (M=1 esetben mért detektor áram), amit **N** bejövő fotonszám kelt, **B** a sávszélesség, **F** a többlet zaj faktor (excess noise factor). A többlet zaj faktor, amit a erősítéshez használt lavina hatás kelt, az erősítés függvénye

$$\mathbf{F=M^x} \tag{37}$$

Ahol x az úgynevezett „többlet zaj index", ami hullámhossz és APD típus függő is. Az általunk használt APD típusok esetén (Hamamatsu S8664-20k, S8664-55, S8550) a fent említett hullámhosszon x=0,3, ami egy tipikusnak tekinthető M=50-es erősítés esetén, F=3,2 többlet zaj faktort eredményez.

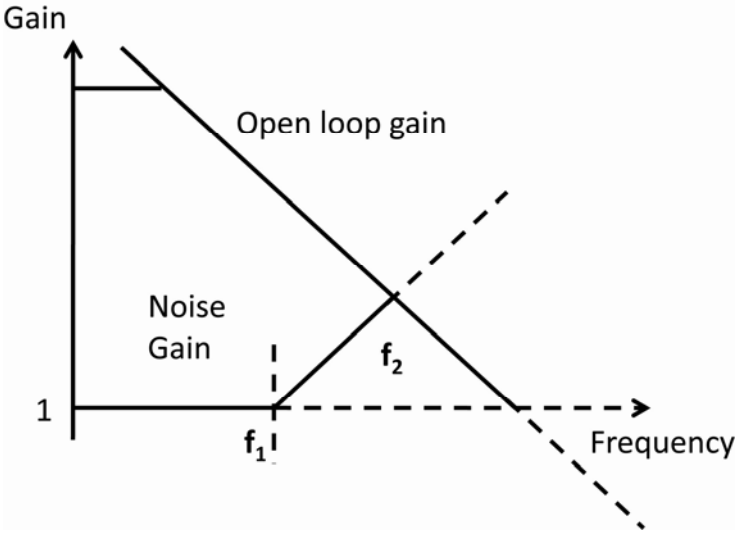
Statisztikus fizikából is tudjuk, hogy az ellenálláson rákapcsolt feszültség nélkül is zaj mérhető az elektronok termikus mozgásának következményeként. Ezt a zajt a szakirodalomban termikus, Johnson vagy Nyquist zajnak nevezik. A dolgozatban a továbbiakban Johnson zajként hivatkozom rá. A kapcsolási rajzon látszik, hogy a detektor áram az $\mathbf{R_L}$ visszacsatoló ellenálláson konvertálódik feszültséggé. Ennek a zaját a **B** sávszélességen a következő képlet adja meg.

$$N_{Jhonson} = \sqrt{2 \cdot 4kTR_L B} \tag{38}$$

a k a Boltzmann állandó, T az abszolút hőmérséklet. A képlet elején található 2-es faktor azért van, mert az erősítő stabilitása miatt a pozitív bementre is ugyanakkora $\mathbf{R_L}$ ellenállást kell kapcsolnunk. Ha a zajforrások közül a Johnson zaj a domináns, akkor látható, hogy a hőmérséklet jelentős csökkentésével, ez a zaj is csökkenthető, folyékony nitrogén hűtést használva egy kettes faktor nyerhető az SNR-ben.

A továbblépéshez a nagy sávszélességű erősítőknek azt a tulajdonságát kell megérteni, hogy a jelerősítés és a zajerősítés egymástól különböző fogalmak, különböző frekvencia szerinti viselkedéssel. A jelerősítésben a visszacsatoló ágban lévő ($\mathbf{R_L, C_F}$) által meghatározott

aluláteresztő RC szűrő adja a frekvencia menetet, ami egységnyi erősítést jelent az $\mathbf{f_2=1/2\pi C_F R_L}$ frekvenciáig. Az előerősítő bemeneti feszültségzajának a kimeneten mért hatását a zajerősítés határozza meg. A 29. ábrán látható a feszültségzaj frekvenciafüggése.



29. ábra: A feszültségzaj frekvencia menete [70]

Az $\mathbf{f_1=1/2\pi C_{in} R_L}$ frekvenciáig az erősítés egységnyi, hiszen alacsony frekvencián a kondenzátorok impedanciája magas és így csak az $\mathbf{R_L}$ ellenállást kell figyelembe venni. Az $\mathbf{f_1}$ és $\mathbf{f_2}$ között az erősítés emelkedik a bemeneti kapacitás impedanciájának változása miatt. $\mathbf{f_2}$-nél beleütközünk az előerősítő sávszélességébe, e felett az RC szűrő levág. Az $\mathbf{f_1}$-ben található $\mathbf{C_{in}}$ értéke a 28. ábrán látható kapcsolási sémából:

$$C_{in} = C_S + C_F + 2C_D + C_M \tag{39}$$

A zajerősítés számításokban az erősítő feszültségzaj hatását a következő számítással veszem figyelembe. Ahogy láttuk 0 Hz és $\mathbf{f_1}$ között az erősítés egységnyi, $\mathbf{f_1}$ és $\mathbf{f_2}$ között log-log skálán lineárisan növekszik $\mathbf{C_{IN}/C_F}$ értékig, innentől a zajerősítés konstans lenne, de az RC szűrő vágja magasabb frekvenciákon. A zaj számítás képletei:

$$N_{voltage} = N_{f1} + N_{f2}, \tag{40}$$

$$N_{f1} = VEN \cdot \sqrt{f_1}, \tag{41}$$

$$N_{f2} = VEN \cdot \sqrt{\frac{C_{in}}{C_f}} \cdot \sqrt{f_2 - f_1}, \tag{42}$$

ahol VEN az erősítő bemeneti zaj amplitúdója.

A fenti zajmodellből látszik, hogy a kísérlet tervezésénél több egymással bonyolult összefüggésben álló paramétert kell figyelembe venni. Az optikai tervek direkt leképezés esetén nagy felületű detektort részesítenek előnyben, de a detektor felületével nő a kapacitása, ami a zajerősítésen keresztül jelentősen növelheti a kimeneten mért zajt. A tipikus detektor méretek 3 és 25 mm2 között változnak, ami ~10 pF és 100 pF közötti kapacitásokat jelent. A $\mathbf{C_F}$ kapacitás értéke nem lehet tetszőlegesen kicsi, mert ez stabilizálja az áramkört. Bár a gyakorlatban mindig vannak szórt kapacitások, de a stabilitáshoz a tapasztalatok szerint ez nem elég. Hogy mekkora $\mathbf{C_F}$ kell, azt az APD mérete és a megvalósított PCB[2] panel tulajdonságai döntik el, ezt csak kísérleti úton lehet meghatározni.

A fenti elméleti megfontolásoknak megfelelően egy szimulációs kódot fejlesztettem ki, ami tetszőleges paraméterű APD kapcsolás SNR-jét és a zaj különböző összetevőit is megadja. Ezt használtam a különböző kísérletek tervezésének optimalizációjához.

Adott fotonszám és sávszélesség igény esetére kell meghatározni az optimális **M, $\mathbf{C_F}$, $\mathbf{R_L}$** paramétereket. Ezt a TEXTOR APD megfigyelő rendszerének példáján mutatom be. Ennél az alkalmazásnál az optikai tervek nagy felületű detektort követeltek, a rendszer részletei a következő 3.2 fejezetben találhatóak. A jel-zaj viszony javítása érdekében az $\mathbf{R_L}$ visszacsatoló ellenállást mindig növelni célszerű, mivel ennek zaja $\sqrt{R_L}$ -el arányosan nő, míg a kimenő jelszint $\mathbf{R_L}$-el arányos. Adott sávszélesség mellett növekvő R_L kisebb C_F kapacitást igényel, amely viszont az erősítő stabilitása miatt nem csökkenthető tetszőlegesen. A TEXTOR mérés esetén a nagy felületű APD nagy detektor kapacitást is jelent, ami az elkészített PCB-vel a kívánt 500 kHz-es sávon legalább 4,7 pF stabilizáló $\mathbf{C_F}$ kapacitást igényelt, ami végül 68kΩ-ban maximalizálja az R_L értékét. Ezt az értéket használtam a szimulációkban, míg az APD erősítés maximumát 100-nak vettem, ami az APD adatlapja szerint biztonságosan elérhető, de már közel van a letörési tartományhoz.

Az 1. táblázatban az első oszlopban megadott másodpercenkénti fotonszámhoz tartozó optimalizált detektor zaj/jel viszonya és a különböző zajforrások amplitúdó értékei szerepelnek. Az értékek mV-ban vannak megadva, és a második és harmadik fokozat összesen 93-as erősítése utáni értéket adják. Az előerősítő feszültség zajára 2,6 mV, az áram

[2] PCB - Printed Curcuit Board, nyomtatott áramkör elterjedt rövidítése

zajára 0,15 mV adódott a fenti paraméterekkel. Az áramkör állandó értéken tartott alkatrész értékei miatt a Johnson zaj és az előerősítő feszültség zaj állandó az összes esetben.

Foton szám	Zaj / Jel	Zaj [mV]	APD zaj	Johnson zaj	APD erősítés
5e7	1.13	4.9	1.3	3.9	100
1e8	0.59	5.1	1.9	3.9	100
1e9	0.087	7.6	5.9	3.9	100
5e9	0.032	12.6	11.7	3.9	90
1e10	0.022	13.3	12.4	3.9	70
5e10	0.009	13.4	12.5	3.9	35

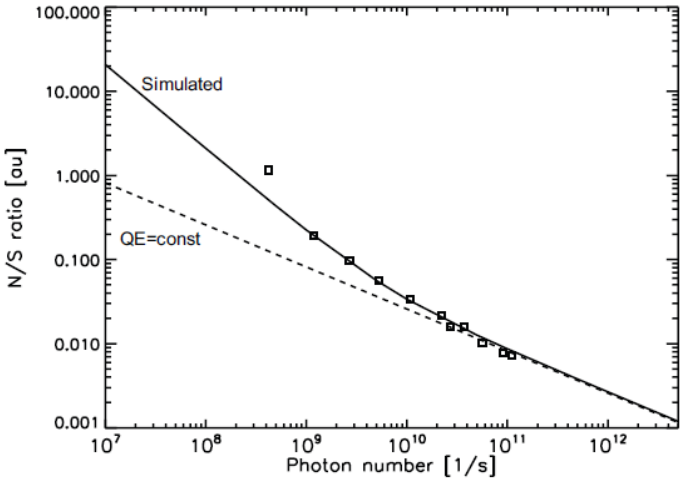
1. táblázat: Az APD erősítő zaj különböző komponensei, az áramkör elemei a TEXTOR méréshez lettek optimalizálva

Meg kell jegyezni, hogy láthatóan az APD erősítésnek van egy optimum értéke. Ha az APD zaj felnő a fotonszám növekedésével a Johnson zajhoz, akkor már nem a maximális erősítés az optimális. A fenti számítások szerint 10^9 foton/sec-nél már a detektor zaj dominál és nem az erősítő zaj. Egy valós NyES mérésben, mint látni fogjuk, különböző csatornák jelentősen különböző mennyiségű fényt gyűjtenek, illetve a plazma paraméterektől függően ez a mérés közben is változhat. Az APD-k erősítését a rájuk kapcsolt feszültség vezérélésével lehet változtatni, a jelenlegi rendszerekben ezt mérés közben nem változtatjuk.

Tesztek, kalibráció

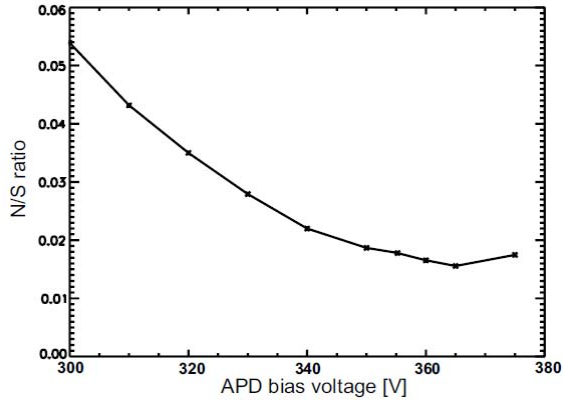
A fent bemutatott zajszámításoknak megfelelően megépítettünk egy 1 MHz sávszélességre optimalizált 8 csatornás detektorrendszert. Ezt a detektort vizsgáltuk be a Nemzeti Mérésügyi Hivatalban egy kalibrált stabilizált lézer segítségével. Az APD-k erősítése adott feszültségen hőmérsékletfüggő, így a mérésekhez hőmérséklet stabilizált detektorházat terveztünk. A mérésben a különböző fényszintekhez tartozó jel/zaj értékeket és az APD-re kapcsolt feszültség változtatásával az APD erősítését, illetve annak zaj függését vizsgáltuk. A lézer energiáját kalibrált intenzitás mérővel a mérés során folyamatosan ellenőriztük, és kalibrált szűrő sorozattal állítottuk elő a kívánt intenzitást.

A mérési eredmények közül csak a legfontosabbakat közlöm.



30. ábra: A teszt detektorrendszer zaj/jel értékei a beeső fényszint függvényében, és a szimuláció által jósolt zaj/jel görbe folytonos vonallal.[70]

A 30. ábrán a beeső fotonszám függvényében a zaj/jel viszonyt (NSR) ábrázoltam. A mérési pontokat négyzetek jelölik, a szimuláció eredményét folytonos vonal. A méréskor az APD erősítését állandó értéken tartottuk, hogy a szimulációval egyszerűbben összevethető legyen. A mért és a szimulált eredmények jó egyezést mutatnak. A legkisebb jelhez tartozó pont jelentősebb eltérése érthető, hisz az adott mérési pontosság kisebb jeleknél nagyobb relatív hibát jelent. A szaggatott vonal egy adott QE-hez tartozó NSR görbét jelöl. Az APD görbe láthatóan két szakaszból áll, amik folytonosan mennek át egymásba. A görbe elején alacsony fotonszámoknál az erősítő zaj dominálja zajt, ezért az a jelszinttől független. Így a NSR lineárisan változik a jelszinttel. A magas fotonszámoknál az APD zaj dominálja zajt, ami állandó APD erősítésnél, mint az a 36. képletből látszik, gyökösen függ a bejövő fotonszámtól. A logaritmikusan ábrázolt NSR ábrán így 2 különböző meredekségű egyenes felel meg a két tartománynak.



31. ábra: Zaj-jel viszony függése az APD-re kapcsolt feszültségtől. [70]

A zaj/jel viszonynak az APD erősítésétől való függését is megvizsgáltuk. Az APD erősítését technikai okok miatt nehéz direkt meghatározni, így az azt előidéző ellenirányú feszültség függvényében ábrázoltam a mérési eredményeket. A mérésben $2{,}7x10^{10}$foton/sec fényintenzitást vizsgáltunk, ami elegendően magas ahhoz, hogy ne a maximális erősítés legyen az optimális. Ezt alátámasztva a 31. ábrán látható, hogy a mérési eredmények megfelelnek az elméleti várakozásoknak. Az APD-k erősítése gyártási különbségek miatt azonos feszültségen is szór egy tartományon belül, így a detektorokra kapcsolt feszültséget ideális esetben egyesével kellene változtatni.

Később példát is látunk rá, itt csak megjegyezzük, hogy a zajerősítés frekvenciafüggése miatt a zaj teljesítmény spektruma alacsony jelszinteknél nem lapos. Ezt numerikus módszerekkel tudjuk korrigálni, ha szükséges.

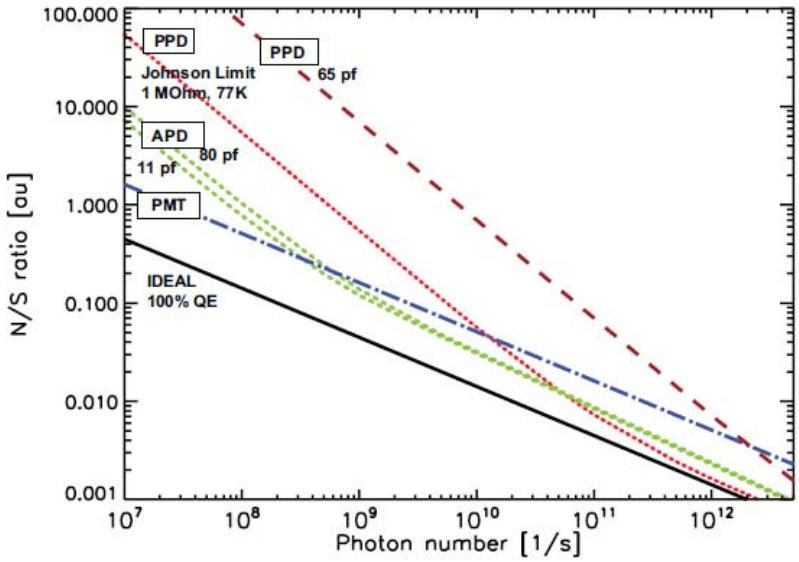
Az abszolút kalibrációnál használt adatgyűjtő és adatkiértékelő programokat magam készítettem. A mérést egy National Instruments 6115 kártyával végeztem, aminek a vezérlő programját C nyelven fejlesztettem. Az adatkiértékelést IDL-ben végeztem a 2.5 fejezet végén említett csomag függvényeinek felhasználásával. A mérési és adatfeldolgozási rutinok integráltak és egy grafikus interfész teszi kényelmessé használatukat.

Optimális detektor

A fenti tesztekkel sikerült bizonyítani, hogy tudjuk modellezni az APD detektort használó áramkör zaj viszonyait, illetve tudtunk építeni olyan kapcsolást, ami megfelel ennek az

elméleti várakozásnak. Visszatérhetünk a fejezet elején feltett eredeti kérdésre, hogy milyen detektort kellene használni adott fényintenzitás és adott sávszélesség esetén.

A fenti szimulációs kódot kiegészítettem olyan modullal, ami PMT-k és PPD-k kezelésére is alkalmas. Ha különböző detektorokat és detektor típusokat szeretnék összehasonlítani, feltétlenül érdemes az elérhető elméleti maximumot is feltüntetni az ábrán. Ez a 100% QE-vel rendelkező, semmilyen egyéb zajjal nem terhelt, csak a véges fotonszámból adódó fotonzajt képviselő, valóságban természetesen nem létező ideális detektor.



32. ábra: Különböző detektor típusok zaj/jel görbéinek összehasonlítása.[70]

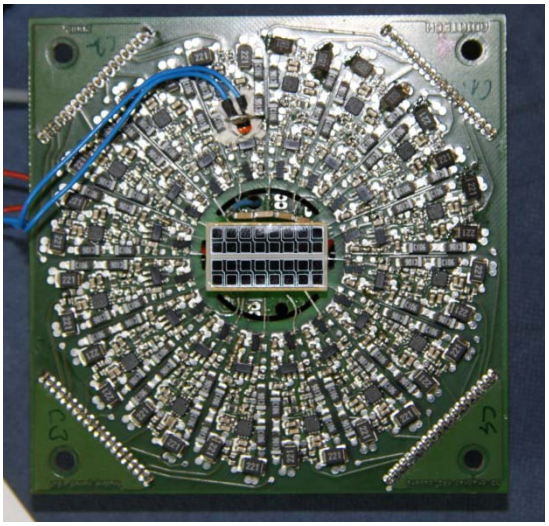
Az összehasonlításban emellett szerepel egy multi-alkáli anódú PMT, ami relatív magas 10% kvantumhatásfokú az adott hullámhosszon. A PMT detektor leírásánál szereplő indokok miatt a kiolvasó és erősítő elektronika zaját elhanyagoljuk. Az összehasonlításban két APD detektort is számításba veszünk, egy kis felületű APD-t (3,14mm^2, 11 pF) és egy nagy felületű APD-t (25mm^2, 80 pF). Az APD zajszámításoknál a kalibrációnál látottal ellentétben mindig az aktuálisan optimális NSR-hez tartozó erősítés szerepel, ami csökkenő erősítést jelent a nagyobb fényintenzitás irányába. A PPD detektor típus szimulációjához az APD detektorhoz kifejlesztett elektronikai zaj modellt használtam. A PPD-t (5,7 mm^2, 65pF) ebben az esetben egy M=1 APD-nek tekintettem a szimulációban. Látható, hogy a PPD kapacitása nagyobb, mint az azonos felületű APD-é. Ezt a jelenséget az APD szélesebb kiürített rétege okozza, amire adott felületnél úgy gondolhatunk, mintha a kondenzátor fegyverzeteit távolítanánk

egymástól a rákapcsolt feszültséggel. Ez egyben azt is jelenti, hogy az APD kapacitása és ezen keresztül az áramkör viselkedése is változik a ráadott feszültséggel. Ezt a hatást számításaink során elhanyagoljuk, mert az erősítés egy kis feszültségtartományban gyorsan változik és itt a kapacitás csak gyengén függ a feszültségtől.

A nagy felületű szobahőmérsékleten működő erősítő nem az optimális a PPD-k esetében. Ha detektor típusokat realisztikusan akarunk összehasonlítani, érdemes egy elméletileg megvalósítható optimális elrendezésből számítható NSR görbét is kiszámítani, ami teljessé teszi a képet. A PPD-k esetében is a legnagyobb visszacsatoló ellenállás használata kívánatos, mert a mérhető jelszint lineárisan függ tőle, a rajta keletkezett Johnson zaj(38), pedig gyökös függést mutat. Így az NSR csökken nagyobb $\mathbf{R_L}$ értékek használatával. A megvalósított áramkörökben, még ha a legmodernebb SMD technikát alkalmazzuk is mindig van parazita kapacitás a vezetékek és alkatrészek között. Legyen R_L= 1 Mohm az elméleti határ az ellenállás értékre, ami 1 MHz sávszélességnél 0,16 pF C_F-et jelent. További optimalizációt jelent, ha ezt az ellenállást kriogén hőmérsékletre hűtjük, mint ahogy az amerikai NyES kísérletekben kriogén hűtést alkalmaznak[67]. Ahogy láttuk az 1. táblázatból, már lényegesen kisebb ellenállás esetén is a Johnson zaj a domináns zaj forrás az erősítőben, így a többi zajt elhanyagoljuk. Ezt az alábbi vizsgálat is megerősíti[64].

A 32. ábrán láthatók a fenti detektor típusok NSR görbéi 1 MHz-es sávszélességre számolva. Ebből az alábbi következtetések vonhatóak le. Alacsony fényszinten a PMT-k még mindig a legjobb megoldást jelentik. APD detektor használata a néhányszor 10^8 foton/sec feletti tartományban már jobb eredményt ad. Van egy legalább 2 nagyságrend széles ablak (~5 10^8 - 5 10^{10}), ahol az APD-k relatív zaja alacsonyabb a PMT-knél és a PPD-k nél is. Nagy felületű PPD-ket pedig csak egész nagy intenzitásoknál érdemes használni (~10^{14}), ami a tipikus NyES alkalmazáson kívül esik. A fejezet elején feltett kérdésre, ami a NyES mérésekre alkalmazandó detektort kereste, tehát egyértelműen az APD a válasz. Ennek a szimulációnak és fejlesztésnek az eredményeként építettük meg a TEXTOR-os, MAST-os, JET-es APD detektorainkat, illetve az AUG-es PMT rendszert, mert ott az alacsonyabb fényszint miatt az volt optimális.

A fotonszám értékek, ahol a különböző detektor típusok közötti váltások vannak, nagyon erősen függnek az előírt sávszélességtől. Általánosságban elmondható, hogy a sávszélesség emelésével szélesebb az a tartomány, ahol az APD ideális. A fúziós NyES diagnosztika ezen fejlesztései kapcsán elért eredmények a kísérleti fizika bármilyen területén alkalmazhatóak, ahol alacsony intenzitású fényforrást nagyfrekvenciával kell mérni.



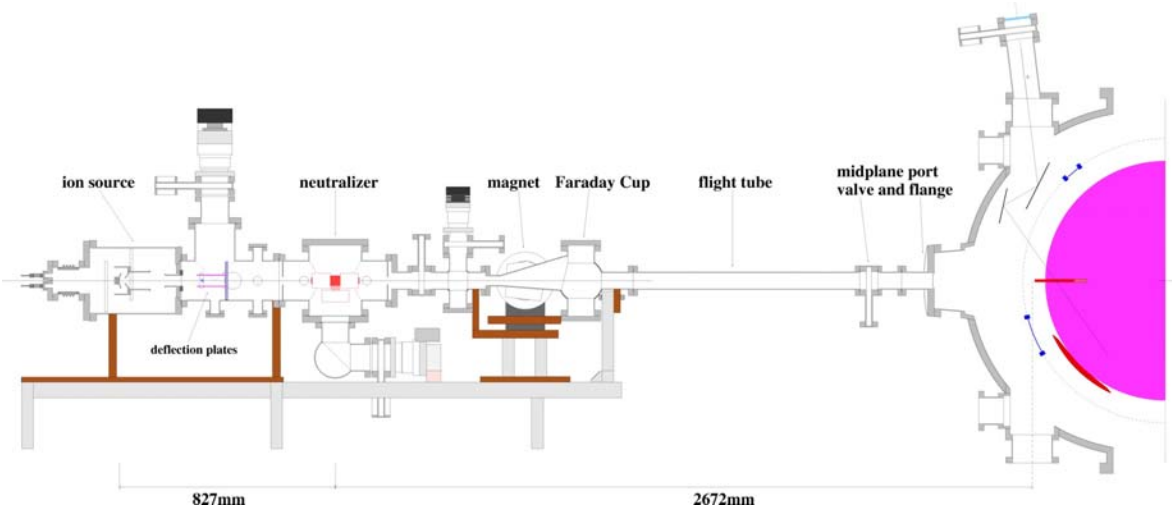
33. ábra: Kétdimenziós APD detektor mátrix nyomtatott áramköri panelen

3.2 A TEXTOR NyES diagnosztika fejlesztése

A felújított lítium atomnyalábot 2004-ben szállították vissza Budapestről Jülichbe a TEXTOR tokamakhoz. Felépítése, működtetése és fejlesztése ezek után teljes egészében magyar csapat felelőssége volt. Én ekkor csatlakoztam a munkához. Az alábbiakban az évek alatt folyamatosan fejlesztett nyaláb diagnosztika jelenlegi lehetőségeit, megfigyelő rendszerét, nyaláb modulációs rendszerét és adatgyűjtő rendszerét mutatom be, kiemelve a saját hozzájárulásomat.

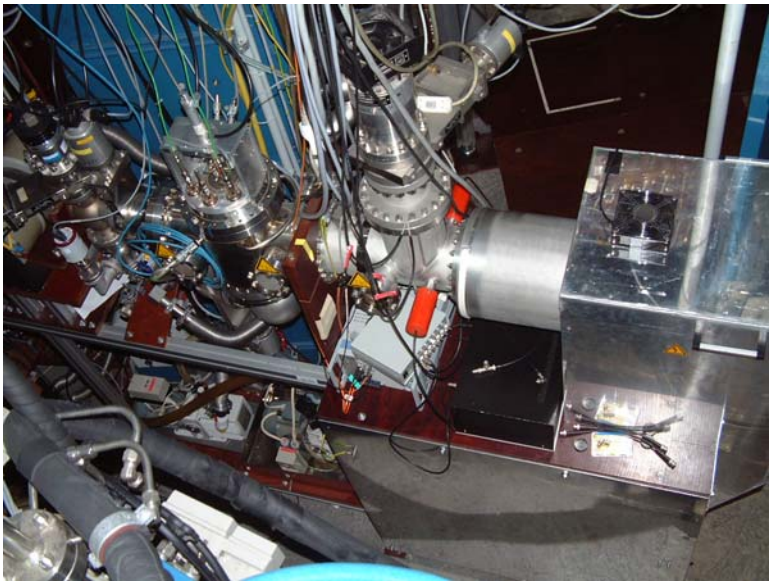
A TEXTOR nyaláb és megfigyelő rendszer

Az alkáli atomnyalábok felépítésével és alapvető működésével megismerkedtünk a 2.2 fejezetben. A 34.és35. ábrán a TEXTOR nyaláb elemei és fényképe láthatóak.



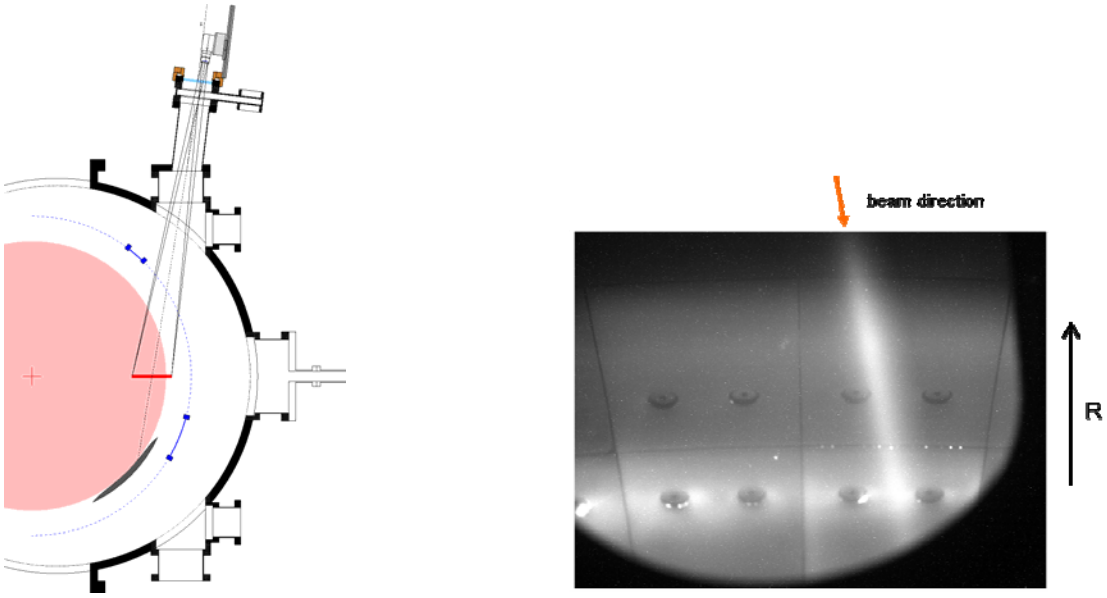
34. ábra: A TEXTOR lítium nyaláb keresztmetszeti rajza [48]

Az ionforrás egy kb. 1,5 cm átmérőjű amerikai HeatWave cég által gyártott emitter, aminek a felületén egy volfrám szivacsba olvasztott emissziós anyag (β-eukriptit) bocsát ki lítium ionokat magas hőmérsékleten elektromos tér hatására. A kilépő ionokat az ionoptika gyorsítja, a jelenlegi elrendezésben a 35 keV maximális nyalábenergiáig. Az ionnyaláb keresztülhalad az eltérítő lemezpár között és a semlegesítő kamrába jut. A TEXTOR-on nátrium gőzt használunk a semlegesítésre, ami a korábban látott töltés kicserélődési kölcsönhatáson keresztül semlegesíti a nyaláb ionjait. A nyaláb egy hosszú repülési csövön keresztül jut a tokamak kamrába, ami természetesen a csatlakozásnál egy vákuum szeleppel lezárható. A mérés teljes tokamak kisülés alatt üzemel, körülbelül 6 másodpercig, maximum 1.2 mA ekvivalens semleges nyalábáram mellett.



35. ábra: A TEXTOR nyaláb felülnézetből. Jobb oldalon látható a gyorsító, balra a semlegesítő.

Az első feladatom a TEXTOR nyaláb ideiglenes megfigyelő rendszerének felépítése volt. Bár 2004 végén a nyaláb diagnosztika elindult, de a végleges turbulenciára optimalizált optika és megfigyelőrendszerről akkor még nem született döntés. Az ideiglenes megfigyelési rendszerhez egy PCO pixelfly tudományos CCD kamerát választottunk. A megfigyeléshez pedig egyszerűen a nyaláb feletti, azonos toroidális síkban lévő megfigyelőportra erősített, egy erre a célra gyártott állványt szereltünk. A mérések kettős célt szolgáltak, elsődleges fontosságú volt, hogy információt adjon a végleges optika tervezéséhez, illetve a nyaláb vizsgálatát is lehetővé tette. Ez a lépés később nagyon hasznosnak bizonyult. A 36. ábrán az ideiglenes megfigyelés mérési elrendezése látszik.

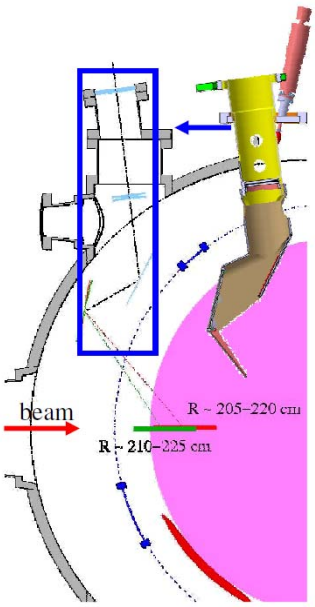


36. ábra: Az ideiglenes megfigyelés mérési elrendezése (balra), és a kamera mérési kép az ideiglenes megfigyelőportról (jobbra) A képen az ALT II limiter téglái jól látszanak.

Az eredményekből az látszott, hogy a direkt megfigyelési irány esetén pontosan az ALT II (Advanced Limiter) tégláira látunk, ami a méréseket jelentősen zavaró mértékű hátteret eredményezett. A 36. ábrán a direkt megfigyeléssel kapott nyaláb kép látható, amin nem csak a téglák láthatóak, hanem az is, hogy a fényességük helyenként a nyaláb fényességét jelentősen meghaladja. Ez az eredmény azt jelentette, hogy a vákuum edénybe egy periszkópot kell tervezni és építeni, ami olyan belső megfigyelési irányt biztosít, hogy a limiter téglák ne zavarják a megfigyelést.

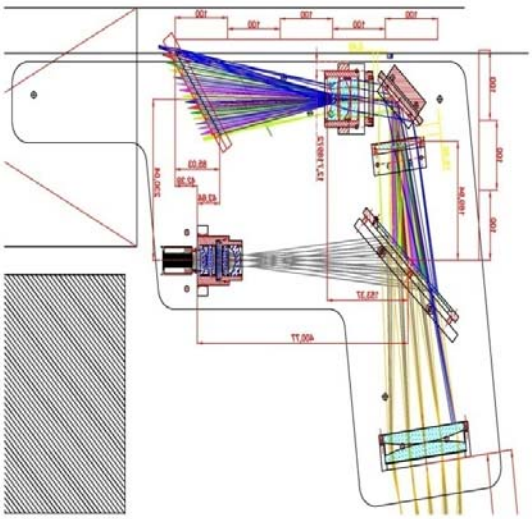
Az ideiglenes megfigyelési rendszer fizikai installációja mellet az én feladatom volt a mérés vezérlő és adatkiértékelő szoftverének a megtervezése és megírása is. A mérés kiértékelés első lépése a fényprofil meghatározása volt, ami direkt bemenet az optika tervezéséhez is. Az optikai tervekhez szükséges behatolás mélységet és nyaláb intenzitást Joseph Schweinzer Simula kódjával[71] modelleztem különböző plazma paraméterekre. (Ekkor még nem kezdődött el a 2.4 fejezetben említett RENATE kód fejlesztése) Az ideiglenes megfigyelés építésekor és működtetésekor rengeteg hasznos tapasztalatot szereztem, amit a végső rendszer kialakításakor hasznosíthattam.

A ma is működő rendszer megtervezése és megépítése egy egész csapat folyamatos együttműködését igénylő munka volt. A vákuum periszkóp és a megfigyelő rendszer mechanikai terveit gépészmérnök kollégák készítették, az optikát fizikus kollégák tervezték és elektromérnöki közreműködés is kellett. .



37. ábra: A Periszkóp és a megfigyelési tartomány [48]

A **37**. ábrán a periszkóp, az optikai elemek és a megfigyelési tartomány látható. Az első tükör két mérési tartomány között állítható, így a plazma különböző konfigurációiban is optimális lehet a megfigyelés. Fontos egy ilyen vákuum térben lévő optikai elemeket tartalmazó rendszernél, hogy meg lehessen védeni a plazmához legközelebb eső elemeket. A tokamak kisülések között gyakran alkalmaznak He glimmkisülést a vákuumkamrában a fal tisztítása végett. Ez bepárolhatja a szabadon lévő tükör felületeket. Egy másik hatás, amitől védeni kell a belső elemeket, a boronizálás, ilyenkor alacsony rendszámú bórt juttatnak a tokamak falára vékony rétegben, hogy eltemessék a nagyobb rendszámú szennyezőket. Egy pneumatikusan működtethető takarólemez alkalmazásával védjük a tükröket a fentiektől.

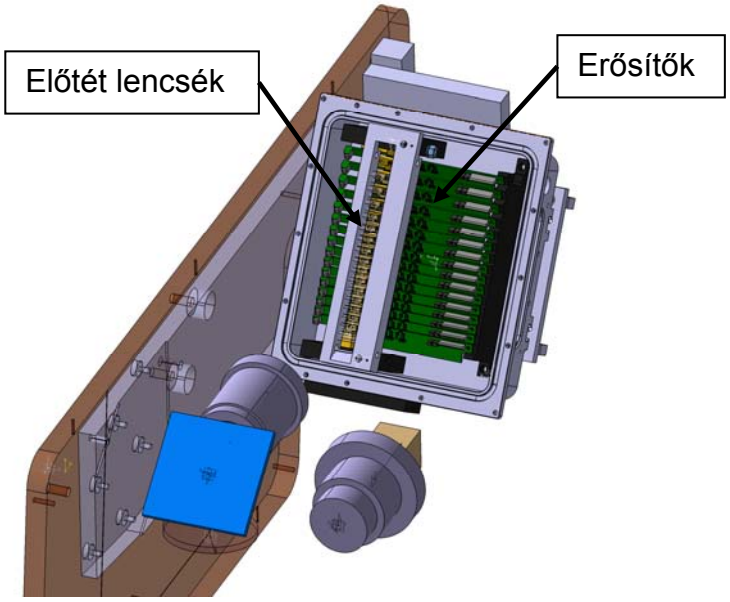


38. ábra: A CCD és APD megfigyelési ág optikai terve

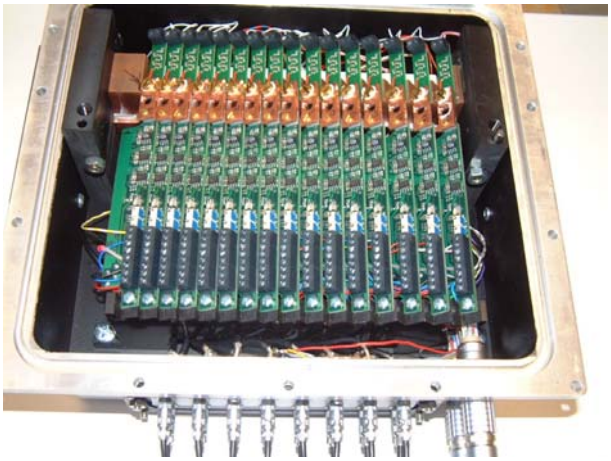
A vákuumtéren kívüli optikai elemek szerepelnek a 38. ábrán. A megfigyelő rendszer két ágból áll. Az ideiglenes méréshez hasonlóan egy PCO pixelfly CCD kamera (VGA) az egyik ág, illetve egy APD detektor sor a gyors méréshez a másik ág. A két ág között egy féligáteresztő tükör helyezkedik le, ami az összegyűjtött fény 80%-át a gyors detektor ágra, 20%-át a CCD ágra juttatja. Mind két detektor ágban interferencia szűrő van, ami a Doppler eltolt 670.8 nm-es Li 2p-2s átmenetre optimalizált. A két párhuzamos megfigyelőrendszernek rengeteg előnye van, illetve különböző célokra alkalmasak.

A CCD kétdimenziós és nagy térbeli felbontású mérés, de viszonylag kis idő felbontással. Ha a szélplazma sűrűségének mérése a cél 10-100 Hz tartományban, akkor a CCD mérés elégséges. Monitorozható vele emellett a nyaláb viselkedése, szélessége. Mivel a CCD pixeleinek érzékenysége homogén az APD-khez képest, használhatjuk kereszt kalibrációra. A gyors mérés értelemszerűen a fluktuációmérésre és a gyors tranziens folyamatok követésére alkalmas. A térbeli felbontása radiálisan korlátozott, illetve nem látszik rajta a nyaláb esetleges toroidális mozgása, vagy szélesedése.

Az én feladatom volt, hogy villamos- és gépészmérnök kollégák segítségével megtervezzem és megépítsem a TEXTOR gyors detektor rendszerét. Az optikai kényszerek nagyban meghatározták ezt a tervezést. A nyalábot radiálisan centiméteres felbontással kívántuk mérni, és a leképezés a gyors detektoroknál 1:1 arányú. A megfigyelési tartomány 16 cm, így 16 csatornás a tervezett mérőrendszer. Az előző fejezet eredményeit felhasználva a Hamamatsu S8664-55 nagy felületű APD detektor mellett döntöttünk, 500 kHz-es analóg sávszélességre optimalizálva. Ennek a négyszögletes kerámia tokozása biztosítja, hogy kényelmesen lehet belőle egy detektor sort építeni. Az APD érzékeny felülete 5*5 mm, míg a tokozás mérete 10,6*9 mm, így 1:1 leképezéskor jelentős fény veszteségünk lenne a nem fényérzékeny felületre eső intenzitás miatt. A helyzet javítható, ha egy a kép helyére installált előtétlencse sorral az összegyűjtött fény nagy részét az érzékeny felületre fókuszáljuk. A módszer további előnye, hogy téglalap alakúra vágott előtét lencséket alkalmazva a nyalábra merőlegesen a mérési tartomány lényegesen nagyobbnak választható, mint a nyaláb menti felbontás. Ezzel a megoldással a TEXTOR gyors megfigyelőrendszer egyes csatornái kb. 3x1 cm-es négyszögletes tartományokban mérnek a plazmában.



39. ábra: CATIA modell a TEXTOR gyors detektor sorról. Az előtét lencse mögött a hőmérséklet stabilizáló rézkeretben az APD detektorok látszanak.



40. ábra: A megépített detektorház beszerelt erősítő panelekkel, előtét lencsék nélkül.

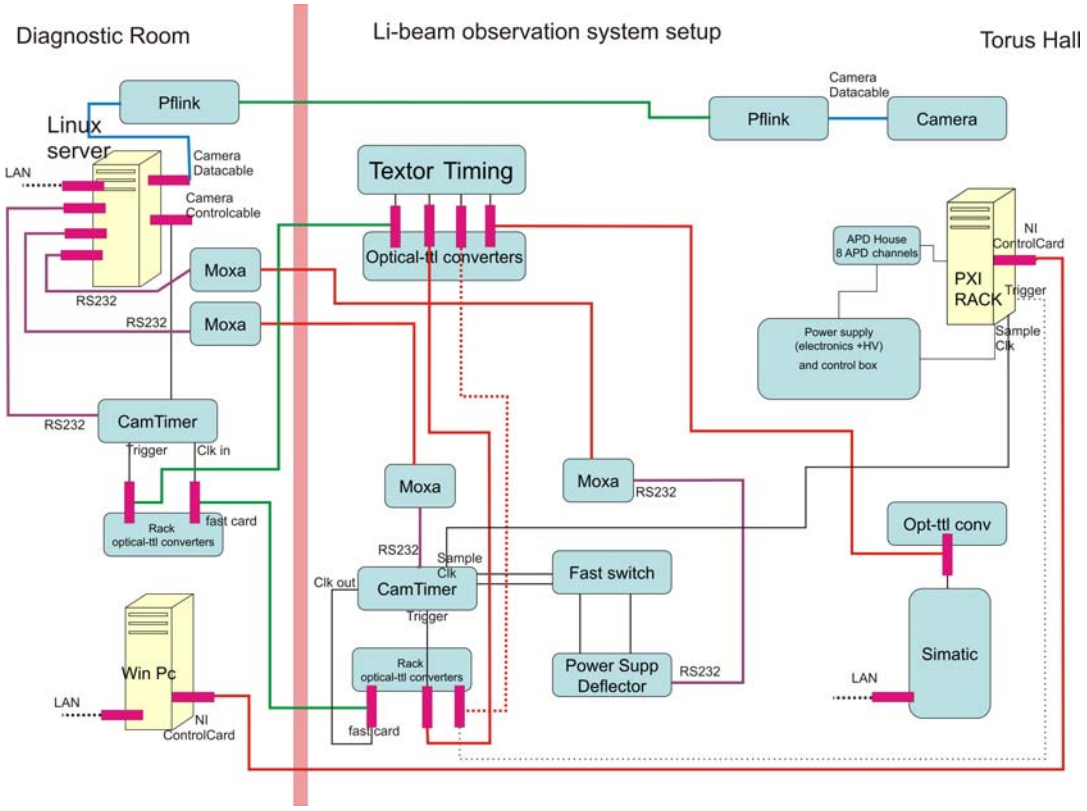
A 39. ábrán látható a detektorsor terve a lényeges mechanikai és optikai elemek sematikus modelljével. A következő 40. ábrán pedig a megépített 16 csatornás APD detektor rendszer látható. Látható, hogy a detektor panelok elhelyezése nem egyenletes. Ez annak a következménye, hogy a nyalábra az optika ferdén néz rá, így a kép is egy ferde vonal mentén keletkezik. A tervezésnél fontos kritérium volt, hogy az APD detektorok hőmérsékletét stabilizálni tudjuk. A detektor házban 2db 20 W-s Peltier elem működik, amelyek áramát az APD-k mellé helyezett hőmérővel szabályozzuk. A Peltier és a detektorok között vörösréz

tömb biztosítja az ideális hőátadást. A ház külső oldalán hűtőbordák vezetik el a keletkező hőt. A 16 APD detektorra közös feszültséget kapcsolunk, így az erősítéseket nem lehet csatornánként állítani. Az APD beszerzéseknél ügyeltünk arra, hogy válogatott, egymáshoz hasonló paraméterű detektorokat használjunk. A detektor házba LED-eket is elhelyeztünk, amik segítségével tesztelhetjük a detektorokat, akkor is, ha a fizikailag nem férünk hozzá a rendszerhez. Egy tokamak melletti mérés építésekor az elektromos földelés kritikus szempont. Ha a földelésben zárt hurok van, ott a változó mágneses tér feszültséget hoz létre. Ez akár több száz volt is lehet, ami tönkre teheti ezt a nagyon érzékeny elektronikát.

A gyors detektorok jelét digitalizálni kell, amihez 2 darab 8 csatornás, 14 bites NI 6133 National Instruments (NI) mérőkártyát használtam. Ez a kártya maximálisan csatornánként 2,5 MHz-es frekvencián képes digitalizálni. A tokamak teremben a nagy mágneses terek és a sugárzás miatt nem ajánlott vezérlő számítógépet működtetni. Az NI-nek van egy ipari megoldása erre a problémára, ami a PC PCI buszának a meghosszabbítása egy optikai szálon. A PCI busz adat sávszélességébe (~120 MB/sec) belefér 16 csatorna 2,5 MHz, 14 bites digitalizálása (80 MB/s), így a mérést maximális digitalizálási frekvenciával végezhetjük. A gyors mérés adatgyűjtő rendszerének tervezése, beszerzése installálása szintén a feladataim közé tartozott.

A tokamakok működtetésekor mindig van egy központi időzítő rendszer, aminek az órájához minden alrendszer szinkronizálja magát, illetve amelyik adott időkben triggereket biztosít az alrendszerek számára. A megfigyelő rendszerben több speciális programozható időzítő egységet használunk a kamera és a nyaláb modulációs rendszer vezérlésére.

A 41. ábrán a megfigyelő rendszer és a nyaláb modulációs rendszer sematikus rajza szerepel. A diagnosztika szoba, ahol a vezérlő és adatgyűjtő PC-k találhatóak, illetve a tokamak terem között életvédelmi és elektromos zajvédelmi okokból csak optikai kapcsolat lehetséges, ami különféle jelek optikai konverzióját teszi szükségessé (RS232, kamera).



41. ábra: A TEXTOR megfigyelő és nyaláb modulációs rendszer sematikus rajza

Nyalábmanipulációs rendszer

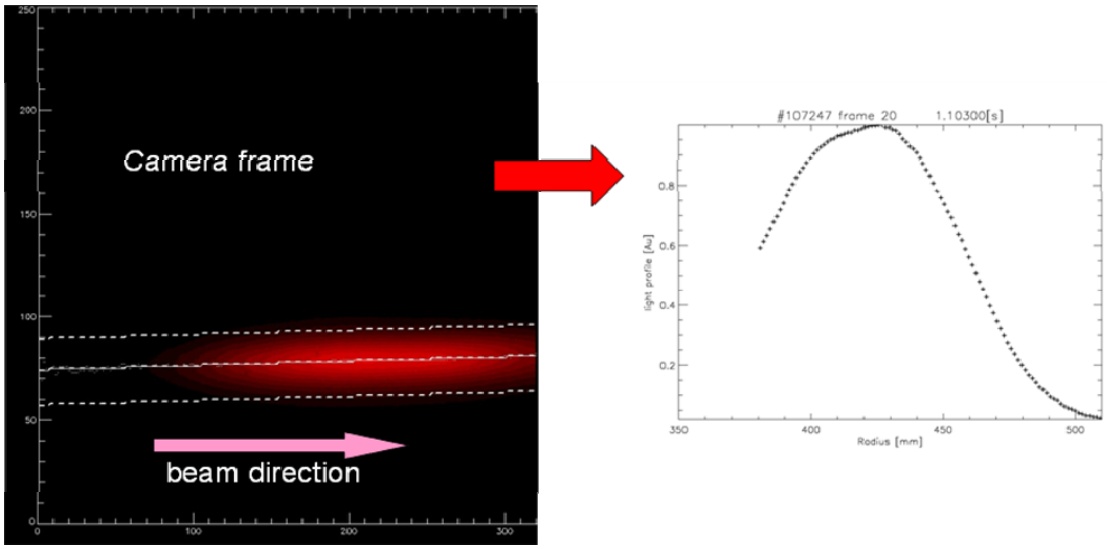
A nyalábmanipulációs rendszer lehetővé teszi a nyaláb mozgatását, szaggatását a plazmában, ennek segítségével különböző mérési sémákat valósíthatunk meg. A nyalábforrás és a semlegesítő között az ion nyaláb átmegy egy lemez pár között, amit eltérítő lemezpárnak hívunk. Ha a két lemez között feszültség van, a kialakuló elektromos tér eltéríti a nyaláb ionokat. Ha a rákapcsolt feszültség értéke elég nagy, az eltérített nyaláb nem éri el a plazmát. A nyalábmodulációs rendszernek ez az egyik alapvető működési módja, amikor a nyalábot megszakítjuk, és a megfigyelő rendszert szinkronizáljuk ehhez a művelethez. Ezt a műveletet angolul „chopping”-nak, magyarul nyalábszaggatásnak nevezzük.

Itt meg kell említeni a nyalábmozgatás és szaggatás technikai hátterét, ami egy speciális gyorskapcsoló egységgel történik. A gyorskapcsoló egységben nagyfeszültségű nagyfrekvenciás kapcsolók találhatóak, amik a szaggatáshoz szükséges ~800V feszültséget, illetve az eltérítéshez szükséges 50-100 V feszültséget maximum 400 kHz-es frekvenciával képesek kapcsolni. A gyors kapcsoló technikai részleteinek ismertetésétől itt eltekintek, de

fejlesztése fontos része volt a diagnosztika sikerének. A felépített rendszer szoftveres vezérléssel képes mind a nyalábszaggatást, mind a mozgatást megvalósítani.

Lassú nyalábszaggatás

Ha a nyalábszaggatás időzítését a kamera kiolvasási idejéhez szinkronizáljuk, akkor olyan mérést végezhetünk, ahol az egyik mért képben megjelenik a nyaláb a következőben csak a plazma háttér van. Ez egy nagyon hasznos módszer, ha a kamera képekből akarunk sűrűségprofilt visszaállítani[72]. A visszaállított sűrűség profil pontosságát elsősorban a mért fényprofil háttérlevonásának a hibája határozza meg[61].

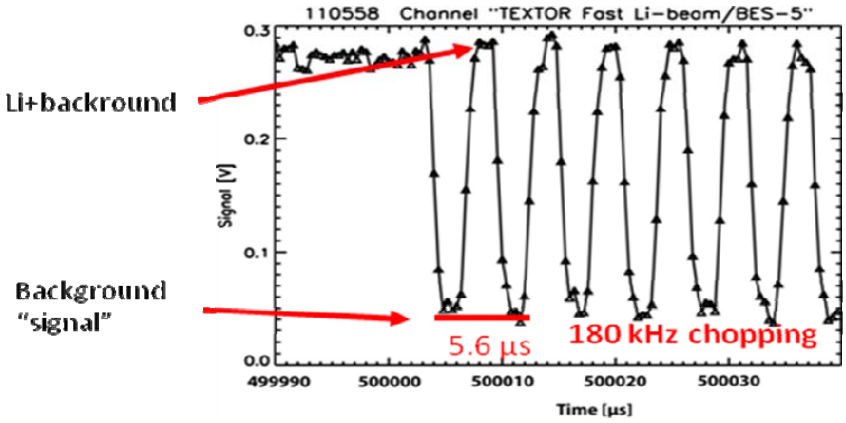


42. ábra: Lassú nyalábszaggatás módszerrel mért kamera kép (bal). A nyaláb középvonala és kiértékelésben figyelembe vett szélességét fehér szaggatott vonalak jelzik. A mért képből előállított fényprofil (jobb) [48]

A 42. ábra egy kamerához szinkronizált háttér levont képet mutat és az abból előállított fényprofilt. A CCD képen a szaggatott vonalak a nyaláb illesztett középvonalát és a kiértékelésben felhasznált szélességét jelölik. A CCD mint minden szilárdtest detektor érzékeny a neutron- és gammasugárzásra, ez a mérés közben fekete vagy fehér pixelek formájában jelentkezik. Ezeket a feldolgozó rutinban kiszűrjük. További bonyodalmat jelent, hogy a CCD tartósan is károsodik a sugárzás miatt, ezért néhány évi működés után cserélni kell.

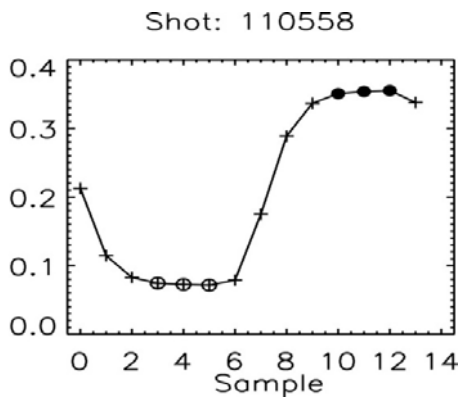
Gyors nyalábszaggatás

A nyalábszaggatás másik módszerében a gyors APD detektor méréshez szinkronizáljuk a szaggatás vezérlését, nevezzük ezt gyors nyalábszaggatásnak. Gyors szaggatásból a CCD természetesen csak annyit érzékel, hogy a nyaláb intenzitás a felére esik, hiszen a mérési időnek a felében a nyaláb nem jut el a plazmába. A gyors detektorok jelén azonban megfigyelhetjük a folyamatot.



43. ábra: A 180 kHz-es gyors nyalábszaggatás megjelenése egy APD detektor jelén [73].

A 43. ábrán a 180 kHz-es gyors nyalábszaggatás kezdeti szakasza látszik egy plazmában mért APD detektor csatornán. Mivel az analóg sávszélesség 500 kHz és 2.5 MHz a mintavételezési frekvencia, így a mért jelben az átkapcsolás nem pillanatszerű. Ezt jobban látjuk, ha 10000 periódust kiátlagolunk, mert így a véletlen zajok kiátlagolódnak.

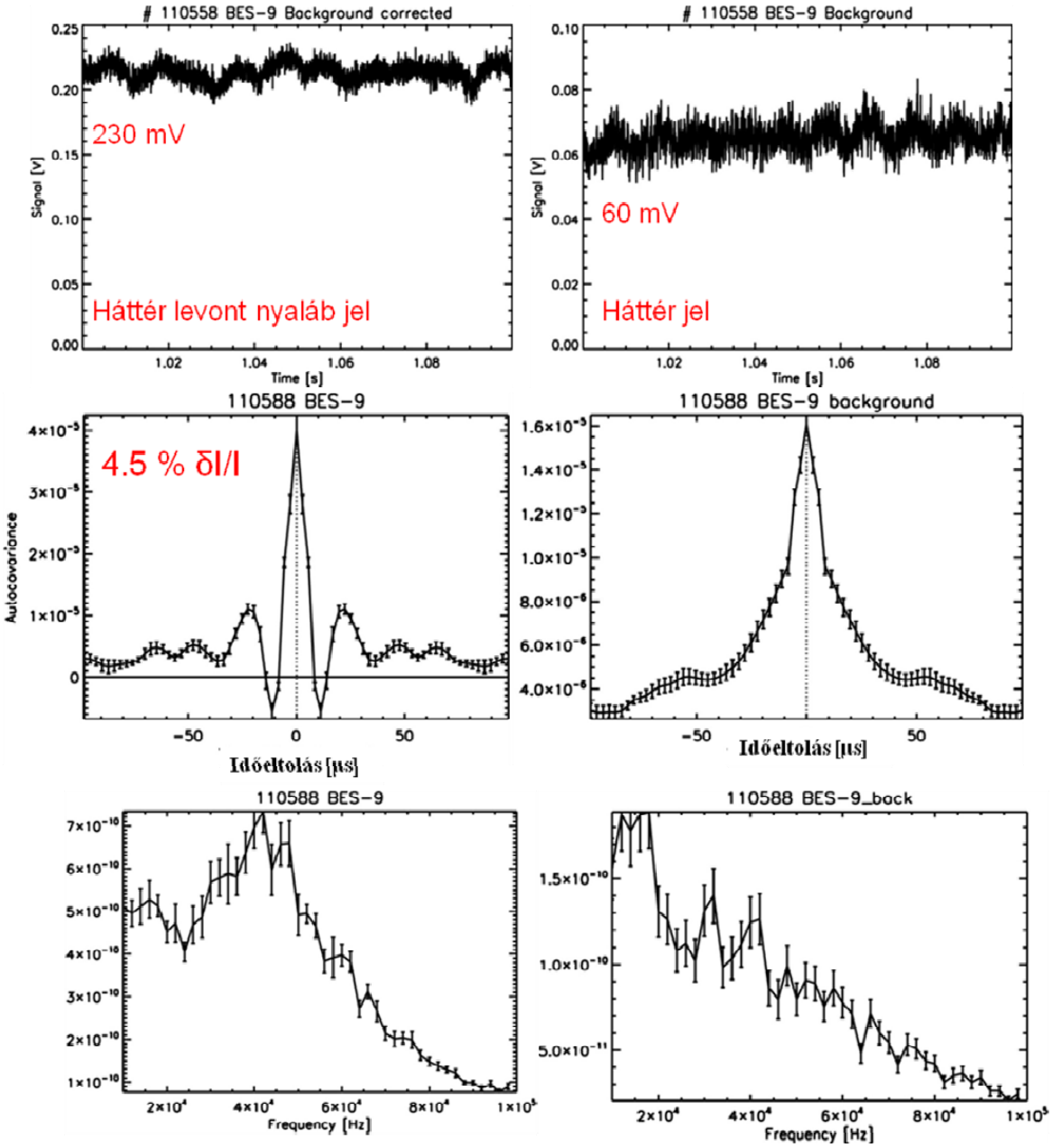


44. ábra: 10000 gyors szaggatásos periódus átlaga (üres karika a hátteret mérő pontok, tele karika a nyalábbal mért jel)

A nyaláb ionok sebessége $\sim 1 \cdot 10^6 m/s$, így a lemezek közötti repülési idő kevesebb, mint 0,1µs. A gyorskapcsoló kapcsolási ideje 0,3-0,5µs, így a váltás gyorsaságát ez utóbbi határozza meg.

A 44. ábrán látható kiátlagolt jelet arra is használhatjuk, hogy meghatározzuk, melyek azok a mérési pontok, amelyeket a további feldolgozásban használunk. Az ábrán az üres karikák jelenítik meg a háttér jelet, a tele karikák a nyalábbal mért jelet, amihez háttér

is hozzáadódik. Ezeknek a pontoknak a segítségével elő tudunk állítani 2 idősort. Ha minden periódusban kiátlagoljuk a 3 háttér pontot egy 180 kHz-es mintavételezésű, csak háttér intenzitást mérő idősort kapunk. Ha hasonló módon előállítjuk a nyaláb és háttérjelet egyaránt tartalmazó idősort, és egy adott időhöz tartozó pontból levonjuk a két szomszéd háttérpont értékének átlagát, akkor tisztán a nyaláb intenzitás változását kapjuk meg. A két idősor között 2,8 μs időeltolás van. Ha a vizsgálni kívánt struktúrák karakterisztikus ideje nagyobb, mint a periódus idő (5,6μs), akkor ez a közelítés jogos, ami teljesül szinte minden esetben.

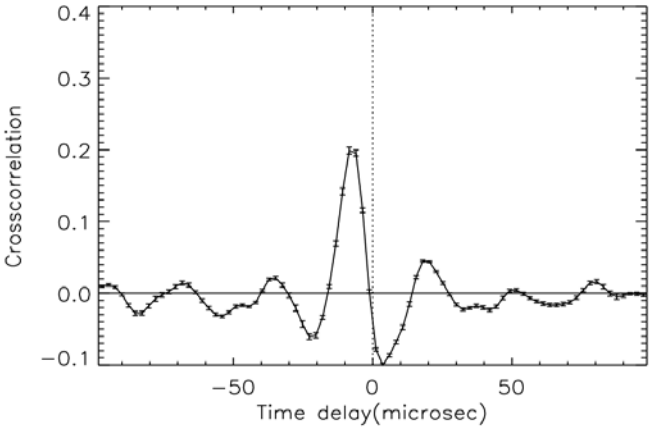


45. ábra: 180 kHz-es gyors nyalábszaggatással előállított nyaláb fényjel (bal oldali oszlop)és háttérjel (jobb oldali oszlop), és belőlük számított autokovariancia függvények és teljesítményspektrumok.[73]

A 45. ábrán Ohmikus fűtésű plazmában egy a szeparátrixhoz közeli csatorna gyors nyalábszaggatással mért jele látható háttér és nyalábjel szétválasztás után. A jelek már első ránézésre is különböznek, mert a nyaláb jel jól láthatóan simább. A különbségeket a korrelációs és teljesítmény spektrum használatával lehet jól megmutatni. A két jel statisztikus tulajdonságai lényegesen különböznek, a háttér jelben a határréteg plazma viselkedésére jellemző hosszú karakterisztikus idejű struktúrák nyoma látszik, míg a nyaláb jelben a 4.1 fejezetben részletesen is elemzett kvázi koherens módust fedezhetjük fel. Ha lassú nyalábszaggatásos mérést végzünk, hiába ismerjük a háttér események kovariancia függvényét, az nem egyszerűen kivonható a nyaláb jellel együtt mért kovarianciából, ugyanis a kettő között a plazma szélén korreláció lehetséges.

Nyalábeltérítés

Ha az eltérítő lemezekre alacsonyabb feszültséget kapcsolunk (50-100V), akkor a nyaláb eljut a plazmába, csak poloidális síkban le-fel eltérül. Ha ellentétes feszültségeket váltogatunk a két lemezen, akkor a nyalábot a plazmában poloidális síkban mozgatjuk 2 állapot között, így kvázi 2 dimenziós mérést kapunk az alapvetően 1 dimenziós nyalábmérésből[63]. Ilyenkor a nyers jeleken egy minimális amplitúdó moduláción kívül semmi nem látszik. A két virtuális nyaláb jel közötti keresztkorreláció viszont információt fog adni a turbulencia poloidális struktúrájáról, illetve a struktúrák poloidális áramlási sebességéről. Természetesen a virtuális nyaláb csak a mérési idő felében található meg az egyik, illetve másik helyzetben, ezért a korrelációs függvény is csak bizonyos pontokban számítható. A 46. ábrán erre látunk példát 417 kHz nyalábeltérítési frekvencia esetén. Jól látható, hogy a keresztkorreláció maximuma eltolódott annak megfelelően, hogy a plazma örvényei áramlanak a 2. rész-csatornától az 1. felé[74].



46. ábra: Az 1. és 2. rész-nyaláb keresztkorrelációs függvénye, időben eltolódott maximuma poloidális áramlást jelez

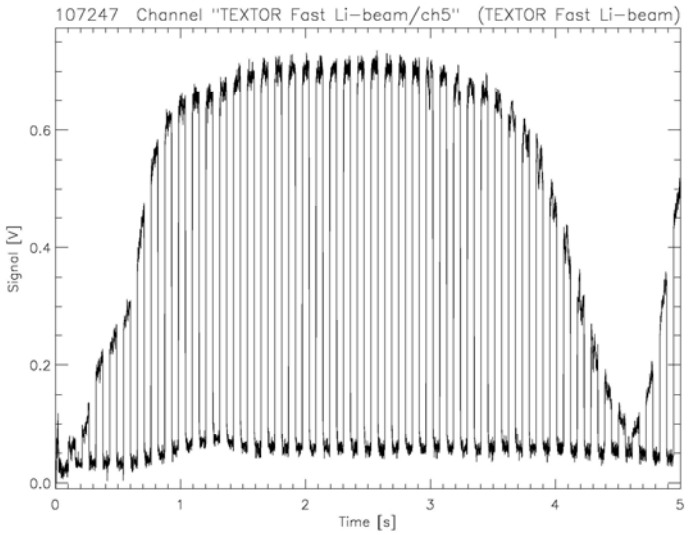
Teljes mérőrendszer integrációja

Az előző fejezet rámutat arra, hogy az adatgyűjtés és a nyaláb modulációja gondos szinkronizációt igényel, és több különböző működési módra is szükség van. A 41. ábrán látható sematikus rajz elárulja milyen összetett vezérlési feladattal állunk szemben. Magát a lítium nyalábot egy Simatic ipari rendszer vezérli, amit itt nem részletezünk. A mérés vezérlését egy linux rendszeren futó IDL program látja el. Ez gyűjti be az összes releváns információt és vezérli az időzítéseket és az almérő rendszereket. A gyors rendszer adatgyűjtő gépe egy MS.Windows-t futtató PC, ami http protokollon kommunikál a vezérlő géppel. Onnan kapja meg a mérési paramétereket, és oda küldi vissza az eredményt illetve az esetleges hiba üzenetet. Az NI kártyák vezérlő programját C nyelven írtam, ezt a programot hívja meg a szerver üzenetei szerint paraméterezve egy IDL program. A mérés összes releváns paraméterét a nyalábtól származó információkat is beleértve egy konfigurációs fájlban tároljuk a mérési adatok mellett. Ebből a mérés minden beállítása visszakereshető. A vezérlő program beállításához egy grafikus interfészt írtam, amivel a mérés paraméterei egyszerűen beállíthatóak. A vezérlő és adatgyűjtő programok tervezése és implementálása, illetve a hozzá tartozó számítógépes infrastruktúra tervezése és megépítése is a feladataim közé tartozott.

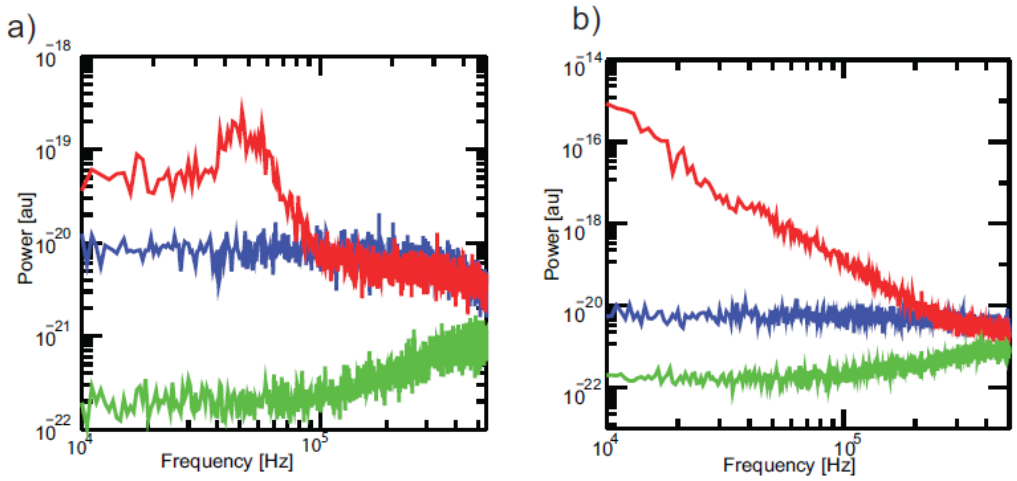
TEXTOR nyaláb mérési lehetőségei

A fentiekben részletezett fejlesztések tették a TEXTOR lítium NyES-t egy nem megbízhatóan működő diagnosztikából Európa ma legjobb jelét (SNR-jét) produkáló NyES diagnosztikájává. A következőkben a diagnosztika teljesítő képességét mutatom be, a mérési eredmények plazmafizikai elemzése a 4. és 5. fejezetekben találhatóak.

A 47. ábrán egy lassú nyalábszaggatásos mérésben a fényprofil maximuma körül mérő gyors csatorna jelét látjuk. A jelszint ~650 mV, ami a $2*10^{10}$ foton/sec fényintenzitásnak felel meg, a mért relatív RMS zaj ~2% Itt az APD detektorunk már nem erősítő, hanem foton zaj dominált tartományban működik. A korrelációs technikák alkalmazásával 0.5% relatív amplitúdójú magplazma-fluktuáció jól megfigyelhető, az észlelési határ 0.1% körül van. A kisülés végén látható intenzitás csökkenés a nyaláb toroidális mozgásából fakad, amit mágneses árnyékolással sikerült elfogadható szintre csökkenteni



47. ábra: Egy fényprofil maximuma körül mért APD csatorna jelszintje [48]



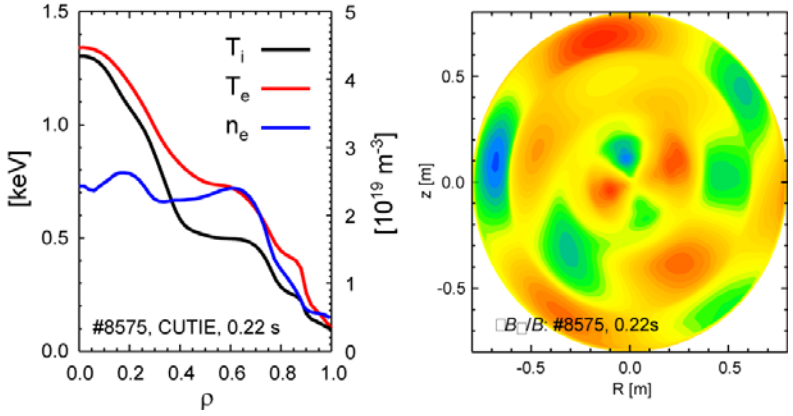
48. ábra: Teljesítményspektrumok (a) szélplazmában, (b) határréteg plazmában[70]. A zöld görbék detektorra eső fény nélküli jel, a kék görbék a kalibrációs LED fényjel, a piros görbék plazmában mért nyaláb fényjel teljesítményspektrumai. A kék és a piros görbéhez tartozó átlagos fényintenzitás azonos volt.

A 48. ábrán látható két mérőcsatorna különböző körülmények között mért teljesítményspektrumainak az összehasonlítása. A zöld görbék a beeső fény nélküli, csak az erősítőzajt tartalmazó spektrumok, amiken jól látszik a zajerősítés hatása, amit az előző 3.1 alfejezetben részleteztem. A piros görbék a plazmában mért jelek spektrumait tartalmazzák. Az (a) görbe a szeparátrixon belüli csatorna jele, még a (b) görbe egy határréteg plazmában mért jelet mutat. A kék görbék a fotonzaj hatását hivatottak ábrázolni. Ezt úgy állítottam elő,

hogy az előbb említett plazmában mért jelhez végeztem egy ugyanakkora átlagos jelszintű kalibrációs LED fényforrásból származó mérést. Mivel itt már a foton zaj dominálja az erősítőzajt, a zöld görbéken megfigyelhető zajcsúcs hatása nem látszik, a spektrum lapos. Látható, hogy mindkét csatornán a 100 kHz alatti frekvenciákon a plazmaturbulencia jel teljesítménye legalább egy nagyságrenddel meghaladja a fotonzaj teljesítményét, tehát a diagnosztika elérte a tervezéskor kitűzött célt.

3.3 A MAST NyES diagnosztika építése

A turbulencia, a transzport és azon belül is a transzport gátak kutatásának hangsúlyosabbá tételét határozták el a MAST tokamaknál 2004-ben. Ez elméleti és kísérleti kutatási programok elindítását, illetve hangsúlyosabbá tételét is jelentette. A kísérleti oldalon a fúziós diagnosztikák teljes áttekintése kezdődött, elsősorban az amerikai NSTX, Alcator C-mod és a DIII-D tokamakok diagnosztikáinak fejlesztési tapasztalatát felhasználva. A különböző lehetőségek és a MAST-on meghatározott célok összehasonlításakor a fűtőnyalábon épített NyES diagnosztika megvalósítása az első számú jelöltek között volt. A MAST-nál működő elméleti csoport a saját fejlesztésű CUTIE MHD kód[75] eredményeinek elemzésekor, arra jutott, hogy a transzport folyamatokban meghatározó szerepe lehet a mezoskálás (1-10 cm) MHD struktúráknak, amit az 49. ábrán is láthatunk. A NyES ilyen skálahosszú struktúrák vizsgálatára alkalmas, e mellett a girokinetikus szimulációk által jósolt $\rho_s < L_{mezo} < a$ skálahosszúságú turbulencia megfigyelésére is megfelelő eszköz lehet.



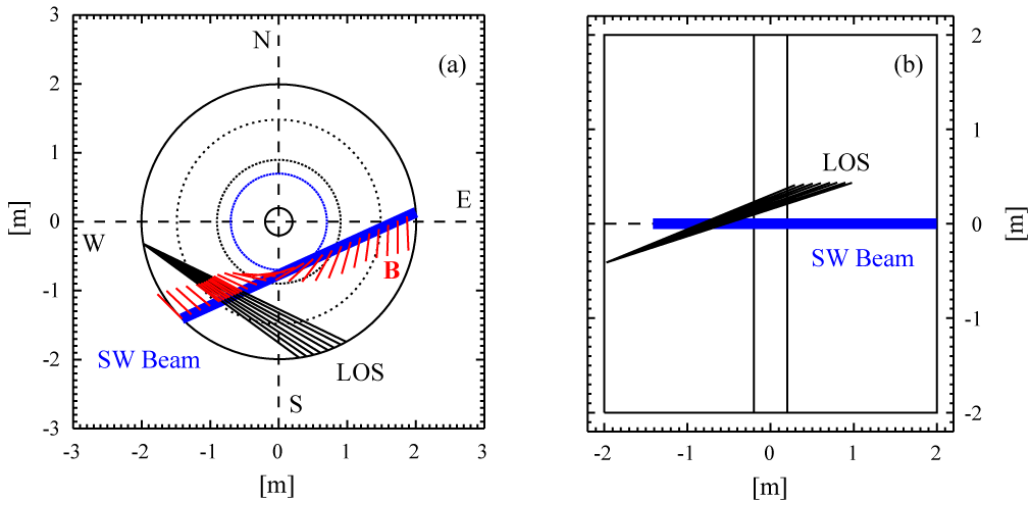
49. ábra: A belső transzportgát és a plazmasűrűség eloszlásának szimulációja a CUTIE szimuláció egy időpillanatában. A szimuláció mezoskálás struktúrák megjelenését jósolja.

Alkáli diagnosztikai nyaláb nem megfelelő a célra, mert a behatolási mélység korlátai miatt a belső transzport gát nem lenne tanulmányozható vele. Ahogy az 1.10 fejezetben láttuk, hogy a MAST-on adott a két fűtőnyaláb, így a fűtőnyaláb NyES diagnosztika építése mellett döntöttek. A MAST kutató csoport a technikával kapcsolatos tapasztalatok hiánya, illetve a korlátos erőforrások miatt külső együttműködőket keresett. Mivel az összes európai NyES rendszerben már ekkor is volt, több-kevesebb magyar részvétel, felvetették a közös munka lehetőségét. Az EURATOM kiemelten támogatta a különböző országbeli fúziós társaságok együttműködését, ami lehetővé tette a tervek a megvalósítását. A magyar csoportban kezdettől fogva az én feladatom volt a MAST NyES együttműködéssel kapcsolatos feladatok szervezése és koordinálása. 2005-ben egy próba NyES (trial BES) építését határoztuk el. Ez a diagnosztika még nem a turbulencia mérésre optimalizált megfigyelőrendszerrel rendelkezett, hanem egy meglévő optikai elemekre építkező, egy működő mérés „hulladék fényét" párhuzamosan felhasználó teszt diagnosztika. A következő célokat fogalmaztuk meg vele szemben:

- A NyES technika MAST-on való megvalósíthatóságának bizonyítása
- A fejlesztett nyaláb kód tesztelése, emisszivitás becslés ellenőrzése
- Saját fejlesztésű APD alapú detektorok tesztje
- Az adat-feldolgozó rutinok illesztése a helyi körülményekhez

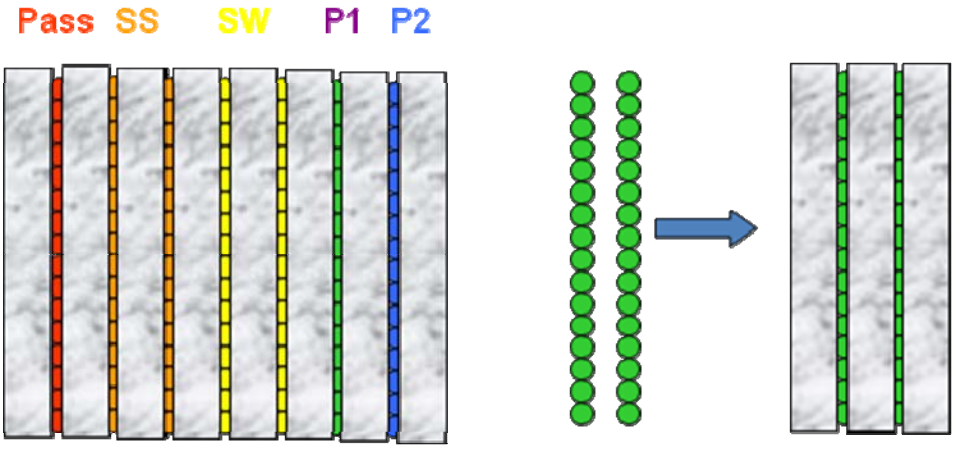
CXRS diagnosztika, ránézési irányok

A MAST-on felépített próba NyES (a továbbiakban csak MAST NyES) a CXRS diagnosztika optikai elemeit használja. A CXRS diagnosztika működésének alapjait az 1.9 fejezetben már láttuk, itt csak annyit említek emlékeztetőként, hogy a nyaláb atomjai és a plazma szennyezők ütközése utáni sugárzást méri, és a nyaláb mentén több megfigyelő csatorna szükséges. A MAST CXRS rendszernek[76] összesen 224 mérőcsatornája van, amiket egy spektrométerbe vezetnek. A gyűjtőlencse 0.4 m-rel van a tokamak középsík alatt, a nyalábok a középsíkban helyezkednek el. A MAST-on, mint korábban láttuk 2 fűtőnyaláb van, amiket az irányuk után neveztek el SW (south - west) és SS (south - south) nyalábóknak. A NyES az SW nyalábot megfigyelő optikára épült. Amint azt a 2.3 fejezetben láttuk a fluktuáció mérés szempontjából kritikus, hogy a megfigyelés az erővonalak mentén történjen, vagy legalábbis ezt az ideális esetet a legjobban megközelítően.



50. ábra.: A MAST NyES közelítőleg mágneses erővonalak menti megfigyelő irányai

Az 50. ábrán a mérési elrendezés látható toroidális és poloidális metszetben. Látszik, hogy az SW nyalábon a piros vonalakkal jelzett mágneses erővonalak nyalábmetszetnél vett lokális irányai jó közelítéssel párhuzamosak a megfigyelő irányokkal. A második poloidális metszeten a látó irányokat mutatja a nyaláb metszettel. A nyaláb fényt F/2-es gyűjtő lencse képezi rá a 400 μm-es optikai szálakra, amelyek továbbítják a fényt a spektrométer felé. A szálak a másik nyalábtól jövő szálakkal együtt 7 db 32-es sorban vannak szervezve a spektrométer bemenő oldalán.

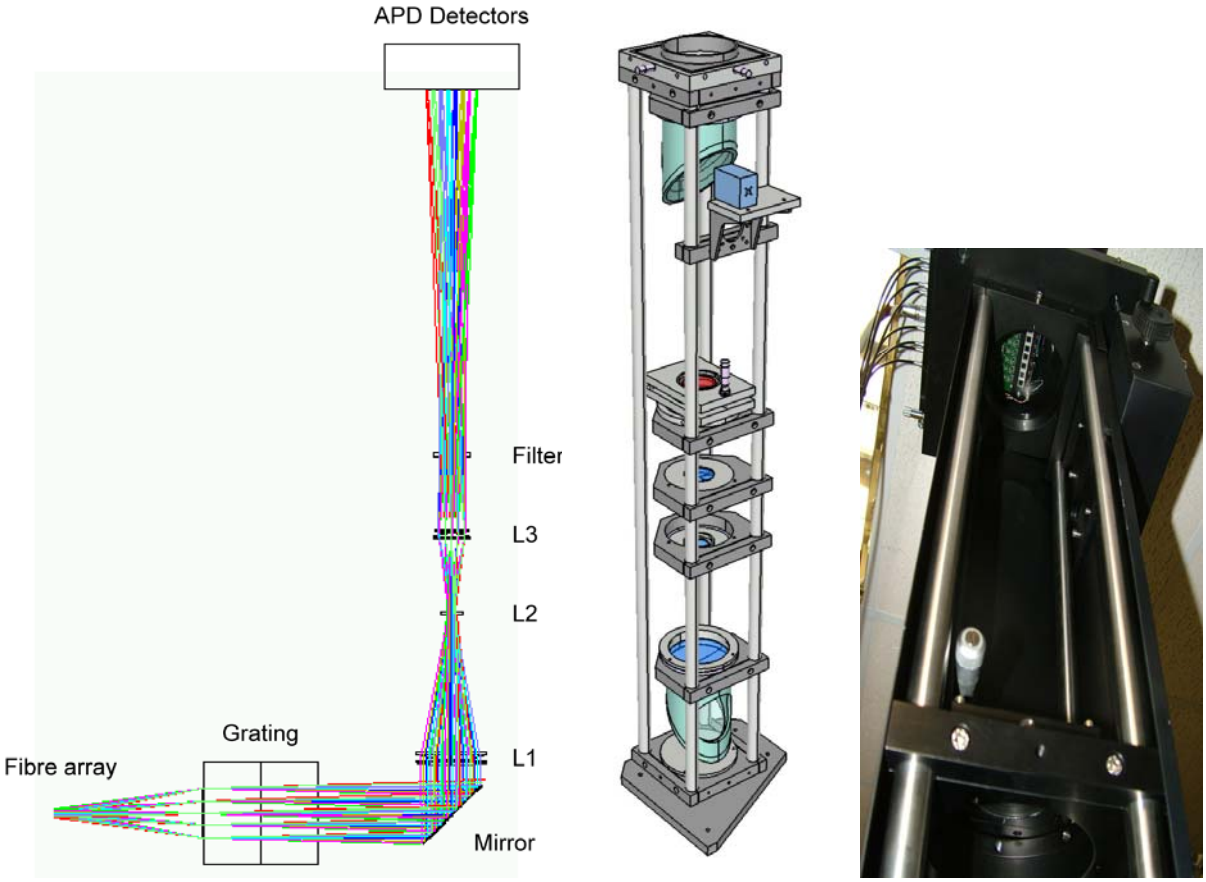


51. ábra: A CXRS diagnosztika optikai szálainak szervezése és a 200 μm-es rés, ami leszűkíti a látszó felületet [77]

Az 51. ábrán az optikai szálak elrendezését látjuk. A NyES mérésre használható SW nyalábra néző 64 csatorna 2 külön 32 csatornás sort alkot, amelyek radiálisan lefedik a teljes nyalábot, azaz 1,1 m < R < 1,4 m és 0,8 m < R < 1,1 m. A szálak elé a CXRS mérés spektrális

felbontásának biztosítására egy 200 μm-es rést tartalmazó maszkot helyeznek, ami leszűkíti a szál látszó felületét, és így fényveszteséget jelent a NyES számára. Ha a CXRS mérés nem volt fontos az adott mérési napon, ezt a rést néha eltávolítottuk, a mért fényintenzitás növeléséért. A szálakból kilépő fényt egy kereskedelmi DSLR objektív (200mm, F/1,8) párhuzamosítja, és egy nagy felületű transzmissziós rácsra képezi. A rácsot az 529 nm-es hullámhosszra optimalizálták[77] (CX reakció C^{5+}ionon), és a 656nm-es D_α sugárzás, azaz a számunkra megfigyelni kívánt nyalábemisszió nagy részét (<80%) átengedi. Ezt a CXRS mérés számára nem hasznosított fényt gyűjti össze a NyES optikai rendszerünk, és képezi a detektorokra.

NyES optika



52. ábra: A MAST NyES rendszer optikai és mechanikai tervei, illetve a megépített detektor az optikai tornyon. A négyszögletű APD érzékelők jól láthatóak a detektorházban. .

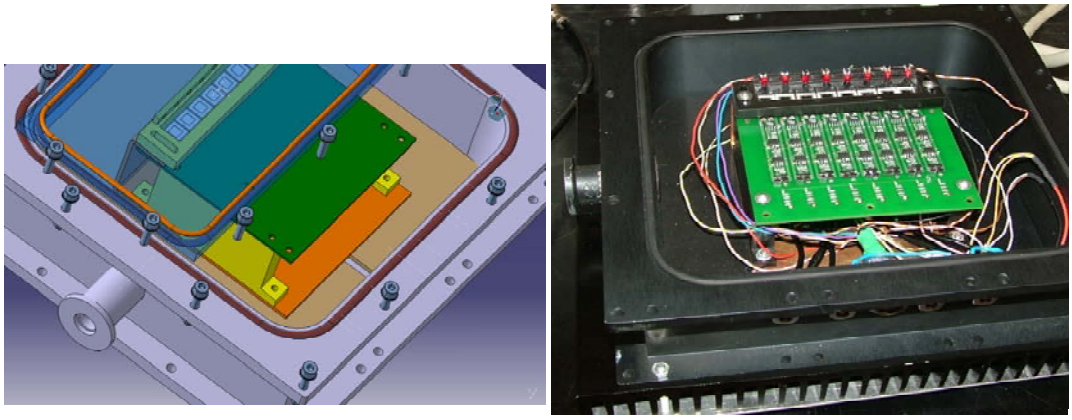
A 52. ábrán a MAST NyES optikai terve, a mechanikai terve és végül a megépült mérőrendszer látható. Az optikai rács mögé helyezett tükör vetíti a fényvezető szálak képét, leképező lencséken és az interferencia szűrőn keresztül egy 8 csatornás APD detektorra. Az optika nagyítását úgy állítottuk be, hogy egy APD detektorra pontosan 2 szál képe kerüljön,

az APD-ket pedig olyan távolságba helyeztük egymástól, hogy pontosan 2 szál képe essen üres területre. Ez az elrendezés ~4cm-es térbeli felbontást ad a 1,1 m < R < 1,4 m radiális tartományban, ahol a méréseinket végeztük. A használt interferencia szűrő 659 nm központi hullámhosszal rendelkezik, az 1nm széles transzmisszió maximuma 55%. A szűrő dönthető, ami az átengedési görbe kis hangolását teszi lehetővé. A mérési hátteret nagyrészt a CII (657,8, 658,3 nm) vonalpár adja, aminek kibocsátási helye viszonylag lokalizált a plazma szélén. A Doppler eltolódás mértéke természetesen változik a nyaláb mentén, ahogy a ránézési irány változik. A szűrőt úgy választottuk, hogy az összes csatornában a teljes nyalábenergiához tartozó emissziót átengedje. A detektorok elé opcionálisan egy tükör szerelhető, ami kicsatolja a fényt merőlegesen. Itt egy kis optika egy 1mm-es optikai szálba képezi bele egyszerre kb. 2 CXRS szál fényét. Ezt az 1mm-es fényszálat egy spektrométerbe vezetve a bejövő fény spektrumát tudjuk felvenni.

NyES detektor

A MAST detektorban a TEXTOR rendszerhez hasonlóan a nagy felületű Hamamatsu (S8664-55) detektorokat használtuk. A méréshez 2 panelt építettünk az egyiket 1MHz-es a másikat 500 kHz-es analóg sávszélességűre. Az első mérési kampányban az 1 MHz-es verziót használtuk[78], később a jobb SNR miatt az 500 kHz-es verziót. Az adatgyűjtést a TEXTOR rendszernél megismert ADC kártya (National Instruments, PXI-6133) végzi, szintén 2.5 MHz mintavételezési frekvenciával.

A MAST 8 csatornás APD mérőrendszer mechanikai terve és megépített változata látható a 53. ábrán. A detektorház ebben az esetben is hőmérséklet stabilizált. A jobb oldali képen jól látszanak a kalibrációs célra felszerelt LED-ek is. A fent látható rendszert 2006 decemberében installáltam, és azóta is megbízhatóan működik. Sajnos itt meg kell jegyezni, hogy a SW nyaláb felújítás miatt nem volt elérhető 2008-tól másfél évig, illetve a felújítás után kiderült, hogy az új nyalábbal a NyES mérésünk interferencia szűrőjéről visszavert fény zavarja a CXRS mérést. Ezért a 2009-es évben a NyES nem volt mindig használható, így mérési adatunk sincs sok ebből az időszakból.

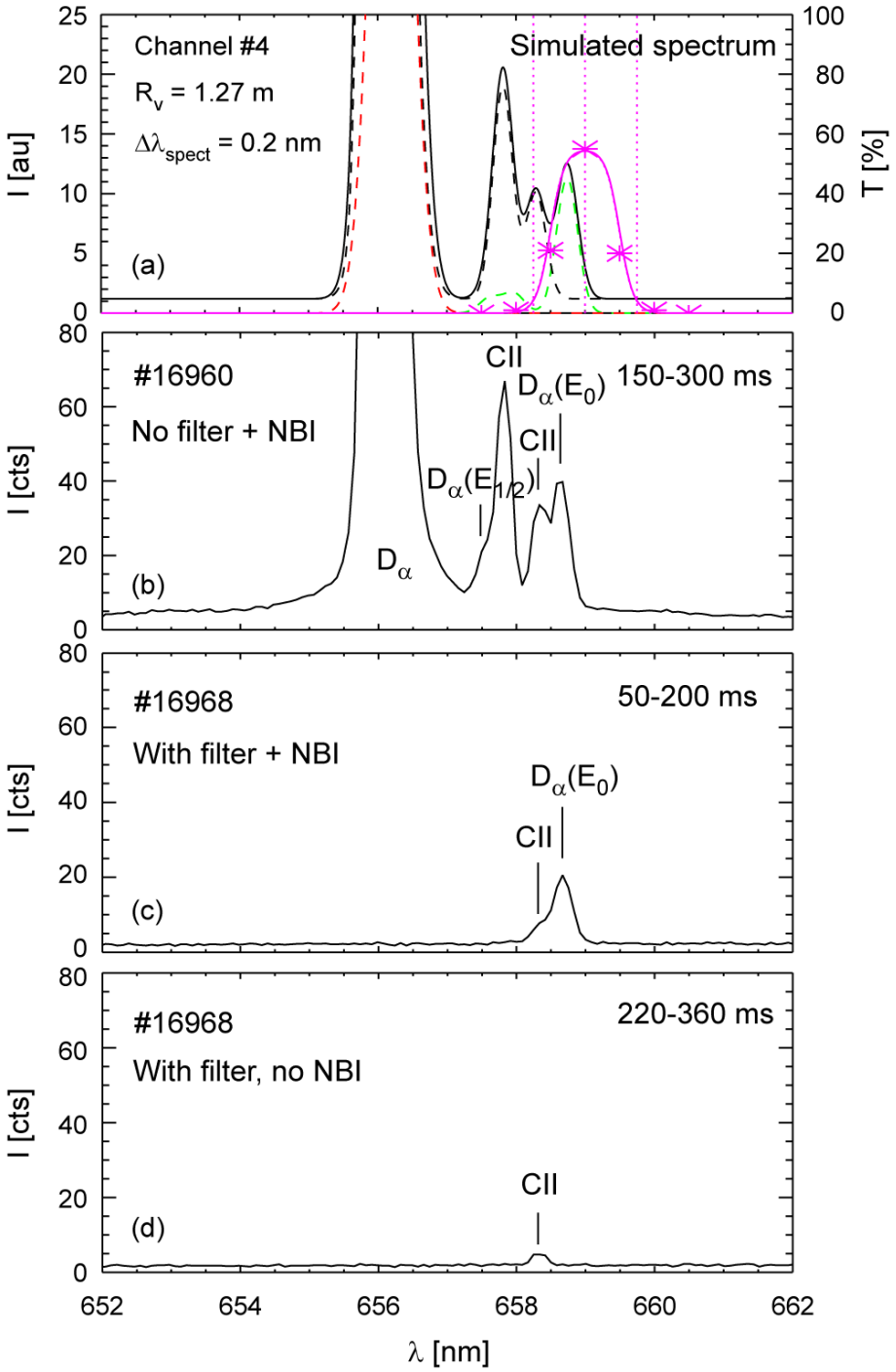


53. ábra: A MAST APD detektor mechanikai terve és megépült változata

Nyaláb modellezés

A végső fluktuációra optimalizált rendszer tervezéséhez elengedhetetlen volt a fűtőnyaláb modellezése. A szimulációhoz az ADAS adatbázis atomfizikai adatait[79] használtuk. Ez a szimuláció a nyalábgyengülés és a nyalábemisszió modellezése mellett tartalmazta a teljes megfigyelő rendszer adatait, úgymint gyűjtő optika, szűrő karakterisztika, és detektor hatásfok. A számítás végeredményeként a várt jelszintet és számított zaj szintet adja, ami a foton és elektronikus zaj hatását is tartalmazza. A számítások eredményei jól megfeleltek a mérési eredményeknek, de egy kb. 20%-os eltérés látható az emisszióban. A nyalábgyengülés mértéke egyezik a méréssel. A szimuláció eredménye[80] szerint egy átlagos csatornára az emisszió 4×10^{17} $\gamma m^2 s^{-1} sr$ 1.4 MW nyaláb teljesítménnyel számolva, ami 2×10^9 foton/sec fényintenzitást jelent az APD-n. Ezen a tartományon az APD már jobb, mint egy PMT, de a zaj még közelebb van az erősítő dominált szakaszhoz. Az 1 MHz-es sávhoz tartozó ~3%-os fotonzaj helyett az SNR 10% körül van. A nyaláb emisszió modell számításának az eredményét spektrumra illesztettük és mérésekkel hasonlítottuk össze. A spektrum csúcsok azonosítására a spektrométer kalibrációját is tartalmazó IDL rutint fejlesztettem. Illetve spektrumokat vettem fel a nyaláb mentén több radiális pozícióban.

A nyalábmodellezés eredményeit az 54. ábrán foglaltam össze mérési eredményekkel kiegészítve.

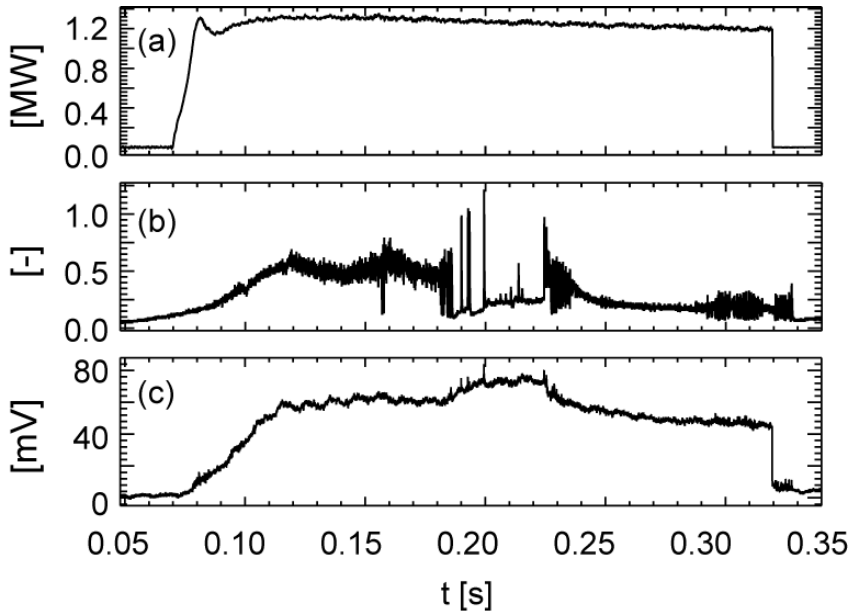


54. ábra: A mért és szimulált spektrumok összehasonlítása. A NyES #4-es csatornája, R=1.27 m: (a) szimulált spektrum, ahol a folytonos fekete a teljes sugárzás, a szaggatott fekete a CII és háttér D_α, a szaggatott piros a magas hőmérsékletű D_α, a szaggatott zöld a nyaláb 3 energiakomponense, a bíbor a szűrő karakterisztika, (b) Nyalábbal interferencia szűrő nélkül mért spektrum, (c) Nyalábbal interferencia szűrővel mért spektrum, (d) Nyaláb nélkül interferencia szűrővel mért spektrum. A fenti mérések L-mód plazmában 1.2 MW nyaláb teljesítmény, 48 keV nyaláb energia mellett történtek [80].

Az ábra legalsó részén látszik, hogy a CII dublett sajnos, mint háttér fény megjelenik a mért jelben. Ezt az eredmények kiértékelésénél figyelembe kell venni.

APD mérések

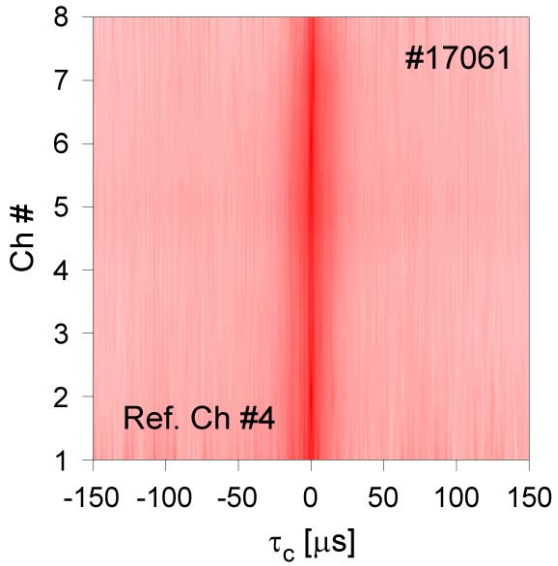
Az APD detektorral történt mérések eredményeinek diagnosztikai szempontú elemzése következik. Az 55. ábrán a #17068 plazmakisülés néhány, az elemzéshez szükséges mérési adatát gyűjtöttem össze.



55. ábra: A #17068 L-H átmenetet tartalmazó MAST kisülés. (a) SW nyaláb teljesítmény, (b) divertorban mért D_α intenzitás, (c) a #3 BES csatorna mért jele Az L-H átmentet ~0.18 körül a divertor D_α jel esése jelzi, utána I-es típusú ELM csúcsok látszanak.

Az 55. ábrán látjuk, hogy a fűtőnyaláb lekapcsolása után sem esik 0-ra a NyES által mért intenzitás, tehát a spektrumban már látott szén vonal hatása észlelhető. Szélplazma csatornán akár a szén vonal háttér akár 10% is lehet. A jelszintről általában el lehet mondani, hogy az első mérési kampányban 40-80 mV, míg az erősítő zaj 8 mV volt, tehát az SNR 5-10[78]. A 2009 óta üzemelő felújított SW nyalábbal és az 500 kHz-re csökkentett sávszélességű panellal, jelentős javulás volt látható: SNR 8-25. Ez korrelációs technikával ~2% feletti sűrűség fluktuációk detektálására alkalmas. Összegzésként elmondható, hogy az 1% alatti amplitúdójú MHD turbulencia, amit a CUTIE jósolt a próba rendszerrel nem detektálható. Hasonló okokból az észlelési küszöb alatt van a magplazmában várt mikroturbulencia által keltett sűrűségfluktuáció. A szélplazmában, ahol a nagyobb nyalábjel miatt az SNR jobb, illetve nagyobb fluktuációs amplitúdót is várunk a NyES diagnosztikánk jól teljesít. Az eredmények részletezése a 4.2 fejezetben találhatóak. A régi nyalábnak volt még egy tulajdonsága, amit diagnosztikai szempontból ki kell emelni. A nyalábban a plazmaforrásból

származó magas frekvenciás ~100 kHz körüli struktúrák látszottak. Ezek a háttér turbulencia időskálájába esnek, ezért a levonásukra valamilyen módszert kellett volna kifejleszteni. Azért tudjuk, hogy a nyalábból származnak, mert ha nyalábot csak gázba lőttük, akkor is látszottak, egyenletesen minden csatornán. Az 56. ábra egy olyan gázlövésben készült kétdimenziós keresztkovariancia függvényt mutat, ahol a 4-es csatorna a referenciajel. A 2009-ben üzembe állított új PINI nyaláb jelében ilyen struktúrák nem látszanak, csak egy alacsony frekvenciás ~300 Hz-es moduláció, ami a tápegységekből származik. Mivel a későbbiekben említendő 2D NyES-t az SS nyalábra építjük, ami szintén PINI nyaláb, nem várunk magas frekvenciájú nyaláb modulációt, ami zavarná a mérésünket.



56. ábra: Kétdimenziós keresztkovariancia-függvény, ami minden csatornán korrelált struktúrát mutat, amikor a fűtőnyalábot a semleges gázba lőttük.

3.4 MAST kétdimenziós optimalizált NyES diagnosztika

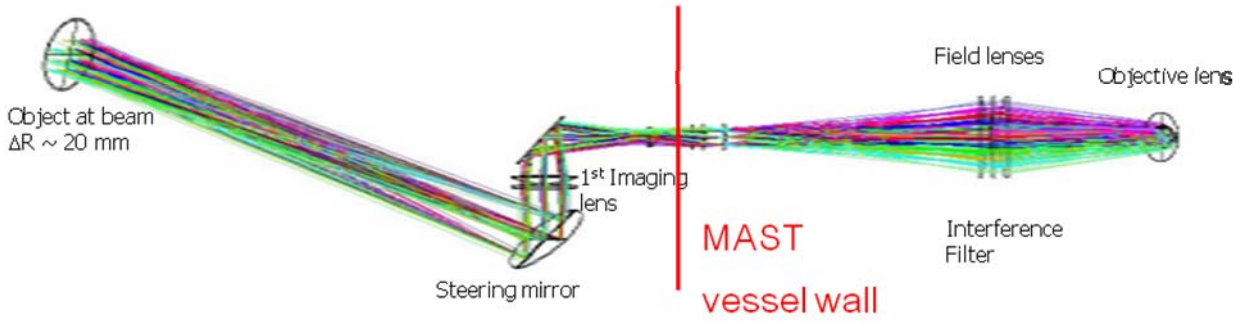
A próba NyES-nél kitűzött célokat egyértelműen sikeresen teljesítettük. Fizikai mérésekkel bizonyítottuk, hogy a NyES diagnosztika jó eredménnyel kivitelezhető a MAST-on, illetve hogy az általunk készített szintetikus diagnosztika kellő pontossággal közelíti a mérési eredményeket. Ezek után már 2007-ben döntés született egy fluktuációs mérésre optimalizált 2D NyES rendszer tervezésére és építésére. A nagy fényintenzitás eléréséhez a TEXTOR rendszerhez hasonlóan vákuumkamrán belüli optika építése vált szükségessé. A diagnosztika elsősorban a magplazma megfigyelésére optimalizált, de a próba rendszer szélplazma mérésekben elért jó eredményei, ennek a tartománynak a megfigyelését is indokolttá tették.

Ezt technikailag csak az első megfigyelő tükör mozgatásával lehet elérni, így egy meglehetősen bonyolult konstrukció lett a végeredmény.

A rendszer leírása

A DIII-D tokamakon is alkalmazott fűtőnyaláb NyES-hez[58] hasonlóan a MAST-on is valós kétdimenziós mérés építése a cél. Egy speciálisan erre a célra kifejlesztett APD kamera lesz a megfigyelő rendszer, ami a Hamamatsu S8550 4*8 APD mátrix detektorra épül (33. ábra) Erre a 4*8-as detektorra direkt leképezéssel, a nyaláb egy 16*8 cm-es részét képezzük le, ami detektoronként 2 cm-es optikai térfelbontást jelent. Ki kell ismételten hangsúlyozni, hogy a valódi kísérleti felbontás kiszámításához a mágneses geometria figyelembevétele is szükséges. A megfigyelés helye fogja meghatározni, hogy a valós térbeli felbontás milyen lesz. A diagnosztikát úgy terveztük, hogy a magplazmára adjon jobb ~2cm térbeli felbontást, ez a szélplazmában a megfigyelési tartomány szélén akár 5 cm-ig romolhat[81].

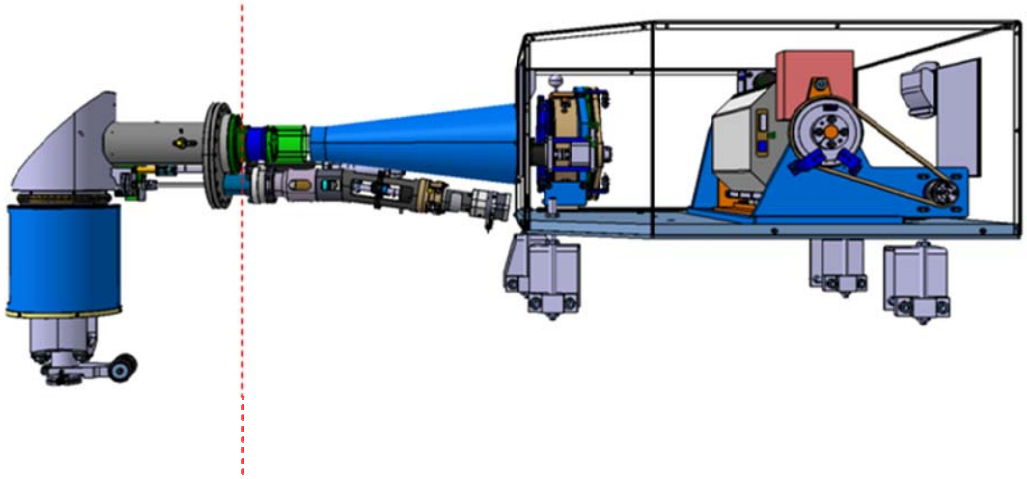
A megfigyelési tartomány R=1,2-1,6 m között van, így a nagyobb méretű plazmák esetén is elérhetővé válik a szélplazma mérés, ami a próba rendszernél nem lehetséges.



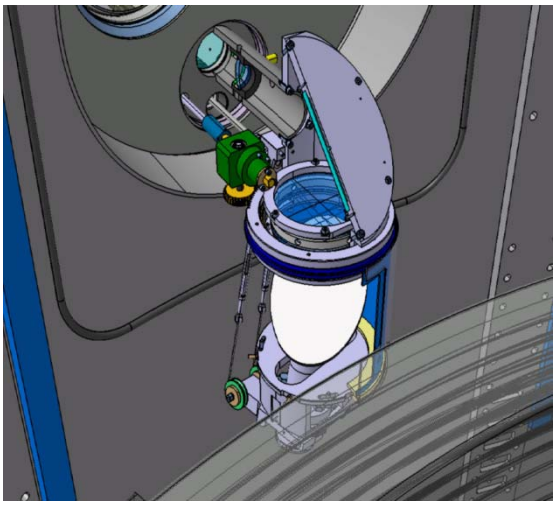
57. ábra: A kétdimenziós MAST NyES optikai elemei.

A 57. ábrán a 2D NyES rendszer optikai terve látható. A TEXTOR-nál szerzett kedvező tapasztalatok alapján a direkt leképezést választottuk. A forgatható első tükörről leképező és mező lencséken keresztül jut a fény az interferencia szűrőre, majd a detektorba. Az interferencia szűrőre jutó fénysugaraknak párhuzamosnak kell lenniük, mert, ahogy láttuk a próba NyES esetén is, a beesési szög függvénye az átengedési karakterisztika. A szűrő helyén a legjobb párhuzamosság érdekében 1:1 nagyságú kép van, így egy legalább 8*16 cm felületű interferencia szűrőt kellett alkalmazni. Sajnos 16 cm átmérőjű kerek szűrő gyártását nem vállalta senki, így egy téglalap alakú szűrőt rendeltünk, amelybe éppen belefér a kép. További

érdekesség, hogy az első tükör mozgatásával a kép is forog, így a szűrőt és a megfigyelő kamerát is szinkronban kell forgatni vele. Emellett a kép távolság is változik, ezért a kamerára szerelt objektívet is élesre kell állítani mozgatáskor. Ez négy léptetőmotor összehangolt mozgatását feltételezi a működés során. Nem kell egyszerre mozogniuk, mert a kisülés során a mérési helyet nem változtatjuk. Az 58. ábrán a teljes rendszer, az 59. ábrán a vákuumon belüli rész mechanikai terve látszik. A forgatásokat RS232-vezérelhető léptető motorok végzik, amiket egy Ethernet-RS232 átalakítóval távolról kényelmesen vezérelhetünk. A mozgatás, vezérlés, vákuum miatti és kifűtés okozta hőmérsékleti problémák rendkívül sok technikai nehézséget okoztak, amiknek részletezése nem feladata ezen dolgozatnak.



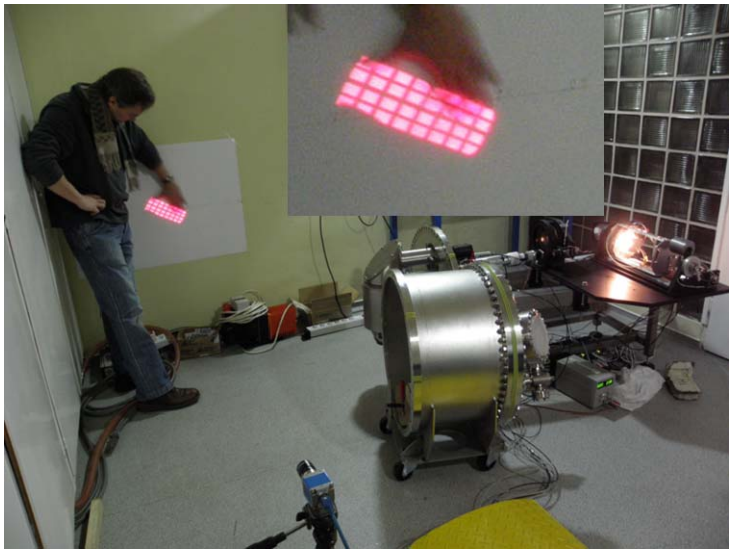
58. ábra: A 2D optimalizált MAST NyES mechanikai tervei. A piros szaggatott vonal jelzi a vákuumkamra falát.



59. ábra: A vákuumon belüli optika mechanikai szerkezetének metszete. A vákuumon belüli mozgatás bonyolultsága és a korlátozott hely tervezési nehézségeket jelentettek.

Tesztek

A teljes rendszer mechanikai gyártása 2010 tavaszára fejeződött be. Ezután került sor az optikai és mechanikai tesztekre. Az optikai teszten a leképezés pontosságát, illetve annak radiális mozgatás melletti változását vizsgáltuk. Ehhez azt a módszert választottuk, hogy az APD kamera helyére egy visszavilágító eszközt építettünk. Egy maszkot terveztünk, ami pontosan csak az APD detektor fényérzékeny felületének megfelelő helyen enged át fényt. Ezt a maszkot hátulról kivilágítva és a nyaláb helyére egy ernyőt helyezve megkapjuk az egyes detektorok képét (60. ábra). A tesztek nagyon jó eredménnyel zárultak, a leképezés teljes tartományon megfelel az elvárásoknak. A mechanikai teszteknél a különböző pozíciók visszaállási pontosságának a mérése volt a feladat. Hosszú mozgatási ciklusokat futtatva egy detektor helyére rögzített lézerből induló fényfolt mozgását vizsgáltuk a nyaláb helyén levő ernyőn. A visszaállási pontosság 100-as ciklusnál is <4 mm, ami megfelelő a méréshez. A rendszert ezen kívül vákuum tesztnek is alávetettük és kifűtöttük a MAST-on szokásos 150 C° -ra. Ezek után a teljes rendszert kiszállítattuk Angliába 2010 áprilisában. A tokamakra installálása 2010 júniusában várható. Az első mérések a jelenlegi tervek szerint 2010 decemberében lesznek.

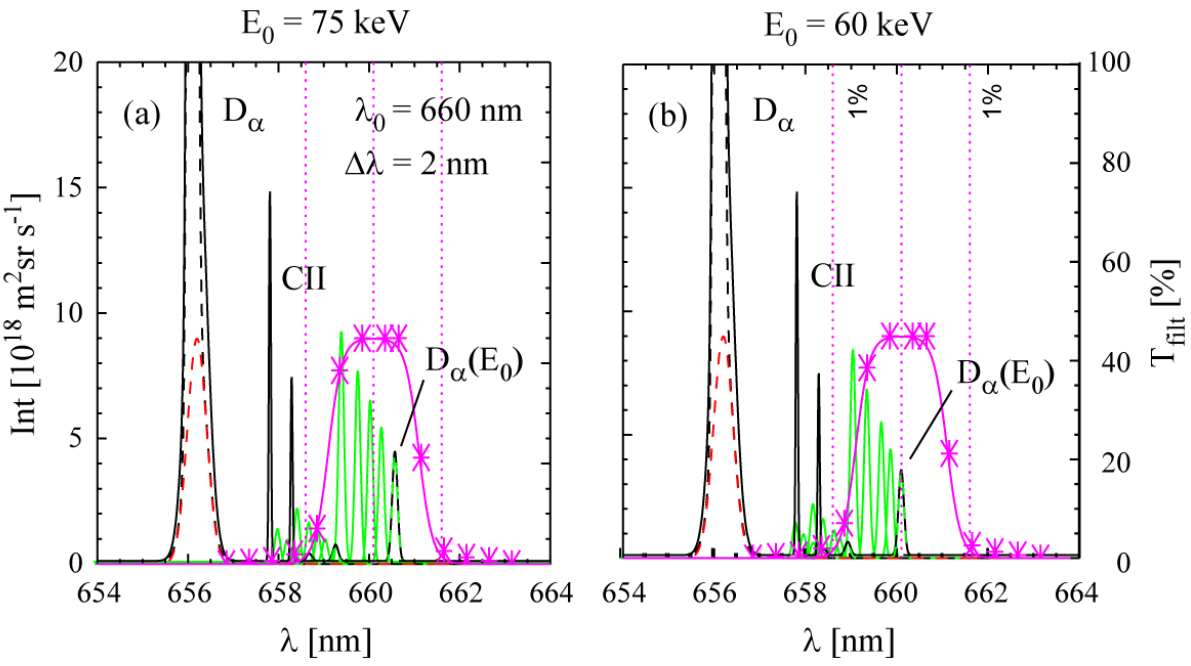


60. ábra: Az optikai teszt eredménye az RMKI laborban felépített diagnosztikával

Várható eredmények

A még építés alatt álló rendszer majdani mérési lehetőségeiről ejtünk néhány szót az alábbiakban. A 75 keV-en üzemeltetett PINI nyaláb nagyobb Doppler eltolódást tud létrehozni, mint az 50 keV-es régi SW nyaláb, amire az eredeti próba NyES rendszert

terveztük. Ez jobb szeparációt jelent a szén vonalaktól. A 61. ábrán a SS nyaláb 60 és 75 keV energiához tartozó (1,8 és 2,5 MW fűtési teljesítmény) számított spektrumai láthatók[80]. Ahogy azt korábban is említettem a különböző látóirányokhoz különböző Doppler eltolódás tartozik. Az ábrán a 0,9m – 1,3 m között különböző sugarakhoz tartozó emissziós vonalat ábrázoltam. Mivel működés közben nincs lehetőség interferencia szűrőt cserélni, olyan szűrőt kell tervezni, ami az összes látóiránynak megfelel. A külső tartományok irányában a ránézés egyre merőlegesebb a nyalábra és csökken a Doppler eltolódás mértéke. Az ábráról látható, hogy egy 2 nm-es szélességű szűrővel a probléma megoldható, aminek központi hullámhossza 660 nm. A nyalábemisszió intenzitás becslését ezzel a szűrővel számítottam, aminek transzmissziós csúcsa 80%. Az APD mátrix 1,6*1,6 mm pixelmérete meghatározza a gyűjtő optika etendu-jét $\Delta\xi = \Delta A \Delta\Omega \sim 1{,}1\times10^{-6}$ m^2sr, az optikai elemek ismeretében. Ez 22-szer nagyobb, mint a jelenlegi próba NyES. Ha a teljes optikai rendszert figyelembe vesszük a szimulációnál, és 75 keV nyalábenergiával számolunk, az 55. ábrán látható 17068 mérés plazma paramétereivel, akkor ~75-ször több fényt várunk egy mérési csatornán. Ez 100-200 SNR-t jelent, ami korrelációs technikával 0,1%-os detektálási limitet jelenthet. Ezzel a rendszerrel a magplazma sűrűségfluktuáció is mérhetővé válik. A valós 2D mérések lehetőséget adnak arra is, hogy a struktúrák radiális és poloidális mérete mellett, azok poloidális áramlási sebességéről is információt szerezzünk. A fluktuációs amplitúdók és a poloidális áramlások jó időfelbontású párhuzamos mérésével a transzportgátak időfejlődésének vizsgálatára nyílik egyedülálló lehetőség. Ha a terveknek megfelelően megvalósul, ez lesz Európa első valódi 2D NyES diagnosztikája, ami az elért jel/zaj viszony alapján egyből világelsőségre törhet.



61. ábra: Szimulált spektrumok a tervezett 2D NyES diagnosztikához (a) 75 keV és (b) 60 keV nyalábenergiához. Az R=0.9 m-hez tartozó spektrumot jelöli a fekete folytonos vonal. A nyaláb mind a 3 energia komponenséhez tartalmazó vonalakat ábrázolják a zöld csúcsok a következő sugarakon R=0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3. A bíbor vonal az interferencia szűrő karakterisztikáját, a pontozott vonalak annak 1%-os áteresztési határvonalát és a központi hullámhosszat mutatják.

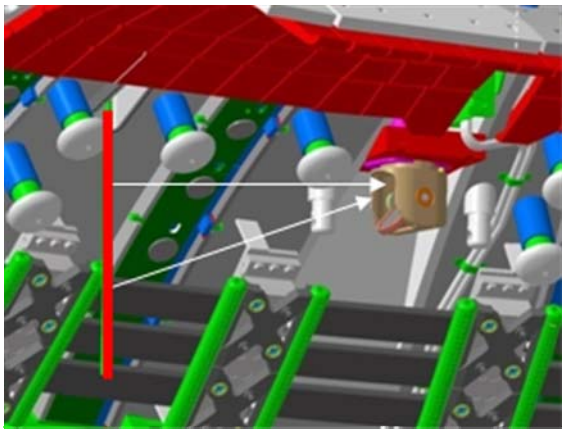
3.5 JET lítium nyaláb diagnosztika fejlesztések

A 1.10 fejezet végén bemutattam a JET tokamakot és a jelenlegi fúziós infrastruktúrák közötti kiemelt helyzetét. A JET tokamakon már évtizedek óta működik egy 66 keV-es lítium atomnyaláb, amit a szél plazma sűrűség mérésére használnak. A nyaláb több mint 20 éve épült, és technikai vezérlése meglehetősen elavult, nem számítógép vezérelt. A magyar csoport jelentős részt vállalt a diagnosztika fejlesztésében, fejlesztési irányok kijelölésében, illetve az üzemeltetésében. Én a 2008-as és 2009-es évben is részt vállaltam diagnosztika operátorként a működtetésben különböző mérési kampányokban, a következőkben bemutatott fejlesztési feladatok mellett.

JET lítium nyaláb megfigyelő rendszer

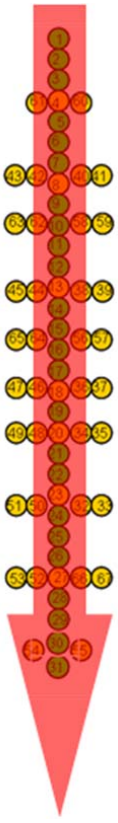
A megfigyelőrendszer felújítása részben megtörtént 2007-től folyamatosan, részegységenként. A JET mérésben a TEXTOR megfigyelő rendszerhez nagyon hasonló periszkóp gyűjti be a nyalábfényt, a lényeges különbség annyi, hogy a megfigyelési irány toroidális, majdnem a mágneses erővonalak mentén van és a nyaláb nem a tokamak oldalán, hanem a tetején hatol be (62. ábra). A JET megfigyelési rendszere azonban lényegesen különböző. Az összegyűjtött fényt 67 db 1mm-es optikai szál vezeti ki a diagnosztika terembe, ahol a nyalábvezérlés, detektorok és adatgyűjtő egységek is találhatóak. A JET esetén hangsúlyozni kell, hogy a

tokamaknál lévő berendezésekhez való hozzáférés nagyon korlátozott és nehézkes. Ennek részben sugárvédelmi, részben biztonsági okai vannak.



62. ábra: A periszkóp és piros vonallal jelezve a nyaláb a JET vákuumkamrában.

A fényvezető szálakat a diagnosztika csarnok első emeletén optikailag zárt műszerdobozba vezetik (mérete ~2m*1m*1m). A doboz belsejében a szálak egy FSMA csatlakozójú optikai kapcsoló táblára csatlakoznak. A mérés elsődleges megfigyelő rendszere egy spektrométer, amely nagy kvantumhatásfokú alacsony zajú speciális CCD kamerát használ. A kapcsolótábláról a méréshez használni kívánt szálakat vezetik be a spektrométerbe. A spektrométer a kamera detektorára minden szálról egy spektrumot állít elő. A spektrum mérésével lehetőség nyílik a háttér fényben levő vonalak meghatározására valamint a Doppler eltolódásból a mérési geometria ellenőrzésére. A spektrométerbe nem csatlakoztatnak minden szálat, így felmerült a lehetősége egy próba gyors rendszer építésének, amivel a plazmaszélének turbulencia mérése mellett a JET nyaláb speciális ránézési irányának köszönhetően poloidális áramlásmérés is lehetővé válna.



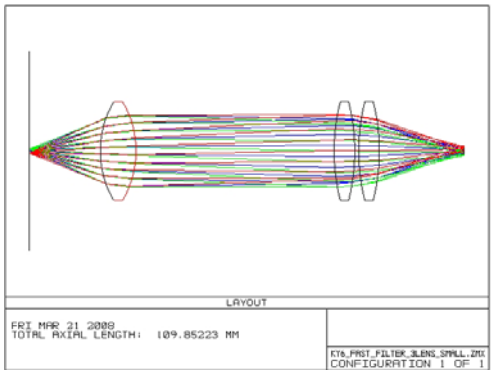
63. ábra: Az optikai szálak képe a nyalábon

A nyaláb szélessége 1,5-2 cm, az optikai szálak kb. 0,6 cm foltra vannak leképezve a nyaláb síkján. (Az 1mm szálak képe 6-szoros nagyítású a nyalábon) Amint az a 63. ábrán látszik, a nyaláb közepén végigfutó szálakon kívül vannak a nyalábra merőleges irányban eltolt szálak is, ami a ránézés szögének megfelelően poloidális irányú eltolásnak felel meg. Így a TEXTOR rendszeren alkalmazott nyalábeltérítés nélkül is lehet poloidális áramlási sebességet mérni.

Gyors detektorrendszer

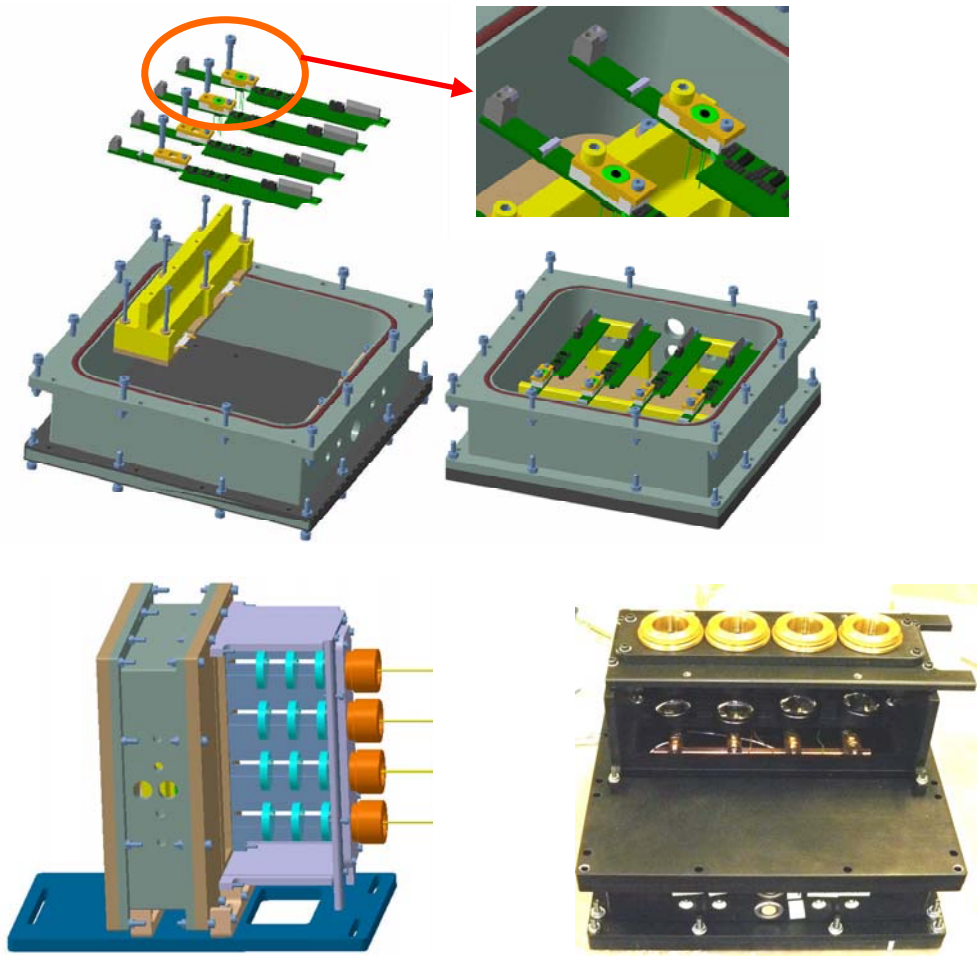
A gyors mérés lehetőségének felvetése nem teljesen új a JET lítium nyalábon. 2002-ben és 2003-ban már történtek próbálkozások 1 csatornán PMT detektorral, de a jelszint nagyon alacsony volt, fluktuációs mérésre alig alkalmas. A periszkóp felújítása és az új optikai szálak beépítése után újra napirendre került a kérdés. Az angol kollégáknak egy 4 csatornás rendszer építését javasoltuk. Mindenképp több csatornás rendszerben gondolkodtunk, de a spektrométerrel történő sűrűségprofil mérés zavartalansága miatt nem lehet túl sok szálat fluktuációmérésre használni. Az eddigre már működő rendszerek jó tapasztalatai miatt az APD detektorok voltak az első számú jelöltek. A korábban megismert rendszerekhez képest azonban nagy különbség, hogy itt csatornánként egy 1mm átmérőjű szálat kell a detektor felületre képezni. Többféle detektor vizsgálata után a Hamamatsu S8664-20k detektor mellett döntöttünk, ami 2mm átmérőjű, 3,14 mm^2 felületű, felépítésében a TEXTOR és MAST rendszereknél használt detektorokkal azonos. A kisebb felületű detektor kisebb kapacitású is így csökkenti a 3.1 fejezetben megismert zajerősítés mértékét. E mellett kisebb visszacsatoló kapacitással stabilizálható áramkört eredményez, ami az adott sávszélességhez tartozó nagyobb felhasznált ellenálláson keresztül szintén javítja az elérhető SNR értéket. Így a kisebb detektor optimálisabb a mérésre, ha az optikai rendszer megengedi a használatát. A JET-es mérésben az analóg sávszélességet 500 kHz-re állítottam be.

A szálat nem lehet egyszerűen a fényérzékeny felültre helyezni, mert egy interferencia szűrő beiktatásával, az előző rendszereknél megismert módon, csak a nyalábemissziót szeretnénk mérni. Optikai megfontolások miatt, az 1:1 leképezés a legmegfelelőbb, a 64. ábra a szűrőhöz tervezett optika tervezési szimulációját mutatja be, ami a ZEMAX optikai tervező programmal készült. A fényszálakon nagy szög alatt kilépő fényt egy lencse párhuzamosítja. Az interferencia szűrőt ebbe a tartományba helyezzük, mivel a szűrő karakterisztika változik a beeső fény irányával, és így itt csak kevéssé módosítja az átvitelt. A detektor elé helyezett lencsepár a detektor fényérzékeny területére képezi a fényt.



64. ábra: A fény leképezése a JET detektorra az optikai szálból.

Az eddig megismert detektorokhoz hasonlóan itt is szükség van a hőmérséklet stabilizálásra. Ami eltér az eddigiektől, hogy mivel különböző típusú detektorokat is használtunk, a különböző csatornákon használt APD erősítést meghatározó feszültség csatornánként állítható. Ebbe az egységbe is építettünk kalibráló LED fényforrást



65. ábra: A 4 csatornás JET teszt detektor részei, mechanikai modellje és a megépített detektor. Jól látszanak a kis felületű APD detektorok (felül) és a csatornánkénti szűrés optikai elemei (alul).

Az összehasonlítás miatt egy PMT detektort (Hamamatsu R3896, multialkáli katód) is használtunk a mérésben. Az optikai szál leképezése és a fény szűrése az APD detektornál leírtakhoz hasonlóan történik. A PMT fényérzékeny felülete jóval nagyobb, így a detektorra leképezés nem igényel pontos beállítást.

Adatgyűjtő rendszer

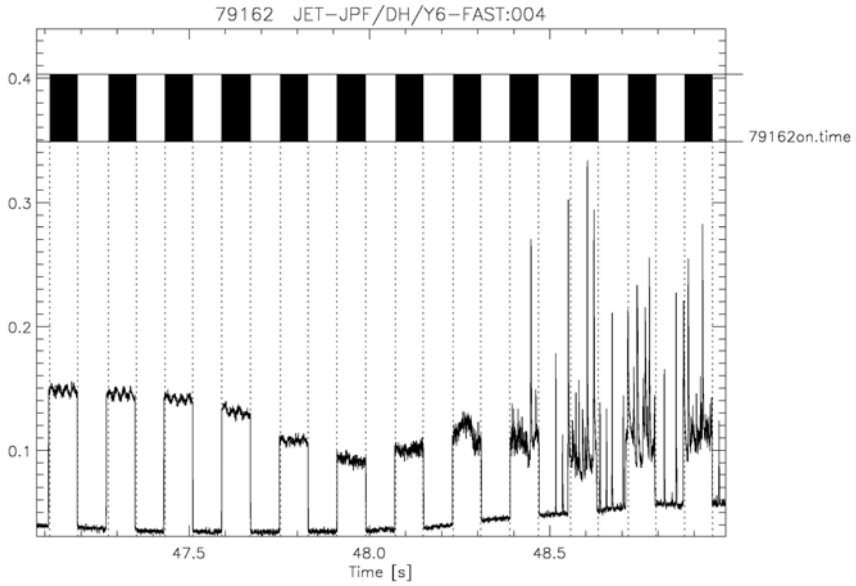
Az adatgyűjtést az előző két rendszernél megismert National Instruments 6133 kártya sorozat PCI csatlakozó felületű verziója végzi (8 csatorna, 2.5 MHz). A 4 gyors csatorna mellett a nyalábszaggató referencia jelét is méri, ami megkönnyíti a kiértékelést. A JET lövéshossz tipikusan perces nagyságrendű, de a plazmafizikai mérések számára releváns idejét a plazma fűtések ideje korlátozza. A semleges nyalábfűtés maximum 10 másodpercig tud üzemelni, így a mérés maximális idejét erre korlátoztuk. A JET-nél szigorú korlátokat adnak a mérési fájlok méreteire, hogy korlátozzák a nagymennyiségű adat biztonságos tárolásából adódó költségeket. A diagnosztika ennek megfelel, a maximális 10s működéssel is csak 100 MB adatot produkál mérésenként. Az adatgyűjtő rendszer igazi nehézsége az volt, hogy a mérőprogramnak illeszkednie kellett a CODAS JETFSM keretrendszerhez, ami lehetővé teszi a mi rendszerünk teljes beillesztését a JET adatgyűjtésbe. A mérőprogram adatgyűjtő része az én munkám volt, a keretrendszerhez illesztést egy informatikus kollégával közösen végeztük. A JET CODAS csoport által előírt tesztelést és dokumentációt szintén én készítettem[82].

Mérési eredmények

Sajnos a mérési lehetőségeink korlátozottak voltak a felépített gyors rendszerrel, mert a legnagyobb fényességű fényvezető szálak a spektrométerben vannak. E mellett másik probléma, hogy a JET tetején mérünk ahol a plazma határa nagyon érzékeny a konfiguráció változásokra és a rendelkezésre álló négy csatornával inkább csak demonstrálni lehetett a lehetőségeket, mint részletes fizikai méréseket folytatni.

A mérések szerint a detektált foton fluxus viszonylag alacsony volt, és természetesen jelentősen változik, attól függően a fényprofil melyik pontját nézzük éppen. Tipikus értéknek tekinthető ~$5*10^8$ foton/s, SNR ~5, itt az ideális működést az APD nagy erősítésénél kapjuk, így a zaj az erősítő és detektor dominált zaj közötti tartományban van. Az átlagos mérési jelszintek ismeretében a kalibráló LED-ek segítségével meghatároztam az adott jelszinthez tartozó optimális APD erősítést. Így jelentősen tudtam javítani a mért jelek jel/zaj viszonyán.

A 66. ábrán egy L-H átmenet utáni változások gyors mérésben látható képe jelenik meg, ahol az éles csúcsok az ELM aktivitást jelzik. Látható, hogy az ELM-ek a nyaláb nélküli háttérben is látszanak. Ezzel sikerült megmutatni, hogy kellő számú gyors detektor és a nyalábszaggató gyorsabb működtetése mellett lehetőség volna a TEXTOR rendszerhez hasonlóan gyors profilmérést végezni a háttérfényre való korrigálással.



66. ábra: A JET APD mérés egy csatornájának jele L-H átmenet előtt és után. A nyaláb felkapcsolásának idejét az ábra tetején külön jelzem.

A gyors rendszer tovább fejlesztése

A MAST 2D NyES rendszernél leírt kamera egy másik alkalmazása lehetne, ha a JET periszkóp egy-egy optikai szálját egy-egy pixelbe tudnánk leképezni. Ekkor 32 csatornán tudnánk egyszerre gyors mérést végezni. Ebből kiindulva a JET-es kollégák javaslatot tettek a detektorrendszer olyan átalakítására, amely megosztaná a beérkező fényt a spektrométer és a 4x8 csatornás gyors detektor között. A tervek szerint az optikai rendszer átalakításával a spektrométert 3-5-ször jobb hatásfokúvá lehetne tenni, ezzel a fény 20 százalékát becsatolva a spektrométerbe a jelenlegi sűrűségprofil mérés tovább működhetne. A maradék 80% fénnyel egy teljes 32 csatornás gyors detektort tudnánk építeni. Ennek a tervnek a koncepcióját a JET vezetése 2010 tavaszán elfogadta, és az átalakításra biztosította az anyagi támogatást. A JET az ILW (ITER like Wall) installálás miatt még egy évig állni fog, de újraindulásakor az új rendszer a tervek szerint már működőképes állapotban lesz.

3.6 Diagnosztika fejlesztésekről, üzemeltetésről

Fontos megjegyezni, hogy bár a diagnosztika fejlesztésénél van egy vagy több konkrét cél, amit el szeretnénk érni, de a későbbiekben általában kiderül, hogy egészen más célokra is alkalmas az eszközünk. Ezt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy egy valamilyen értelemben nagy újítást hozó diagnosztika betekintést enged olyan jelenségekbe is, melyek előtte nem voltak megfigyelhetők. Egy tokamak plazma elég bonyolult rendszer ahhoz, hogy ez jó eséllyel megtörténjen. Az elmúlt évtizedek történetéből számtalan híres esetet lehetne hozni. A saját fejlesztéseinkből jó példa, hogy a magplazma turbulencia mérésre fejlesztett MAST próba NyES mérés, végül szélplazma diagnosztikaként nyújtott váratlan és szép eredményeket. Ugyanezt a gondolatot egy kicsit más irányból nézve, a diagnosztika nem csak azt látja, amit mi keresünk benne. Egy másik problémakörön dolgozó csoportnak fontos hozzájárulást jelenthet a munkájához az eredeti érdeklődési körünkön kívül eső, de a diagnosztikánk által észlelt jelenség. Itt a MAST-os mérésben később bemutatott gyors részecskék által keltett MHD módusokat említeném. A diagnosztika optimális üzemeltetésébe tehát bele kell érteni azt is, hogy a képességeit, mérési lehetőségeit a széles szakmai közönség elé kell tárni és az adatokat olyan formában elérhetővé tenni, amely egy berendezésen dolgozó teljes közösség számára használható. Ez a lépés sokszor meglepően sok diagnosztika üzemeltetési feladatot jelent és kevésbé látványos, azonban a fúziós kísérleti munka lényeges eleme.

Mint az előző fejezetből kiderült a JET és MAST tokamak mellett is olyan diagnosztika fejlesztések vannak folyamatban, amiknek az eredményeit ma nehéz előre látni. A detektor fejlesztéssel kapcsolatban is azt remélem, hogy az eredmények alkalmazása túlmutat majd a fúziós plazmafizikai alkalmazásokon.

4 Plazma turbulencia vizsgálata

Ebben a fejezetben a dolgozat korábbi szakaszaiban részletesen ismertetett diagnosztikák által mért fluktuációs jelek feldolgozásában, értelmezésében elért eredményeket mutatom be. A cél a NyES mérések alapkérdéseként ismertetett turbulencia vizsgálata, struktúrák kimutatása, jellemzése, különböző paraméterváltozásokra való válaszok megismerése.

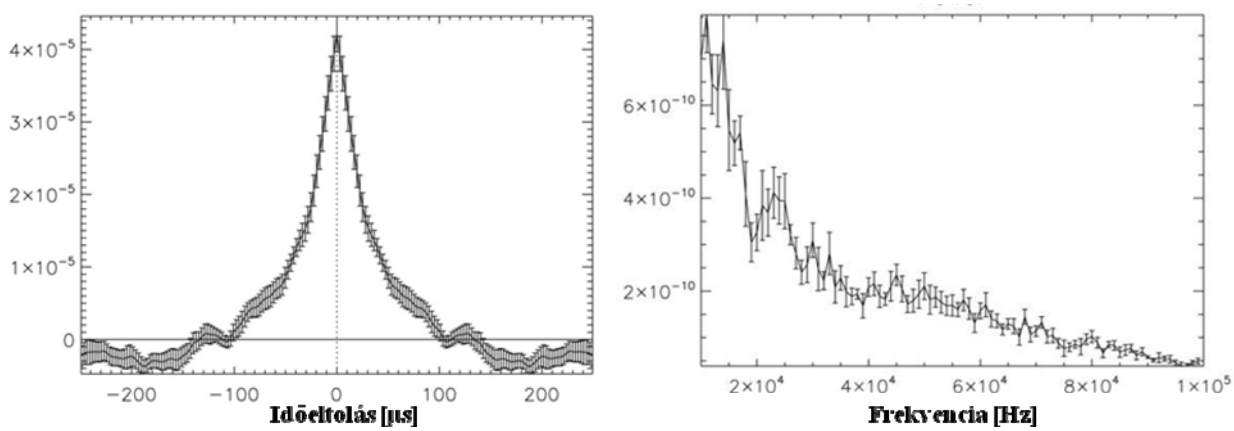
Az elmúlt években ezek a diagnosztikák óriási mennyiségű adathalmazt termeltek, aminek a feldolgozása folyamatos. A meglévő adatokat új szempontok szerint is meg lehet vizsgálni, így az adatfeldolgozási folyamatot soha sem lehet véglegesen lezárni.

4.1 Fluktuációmérések a TEXTOR tokamakon

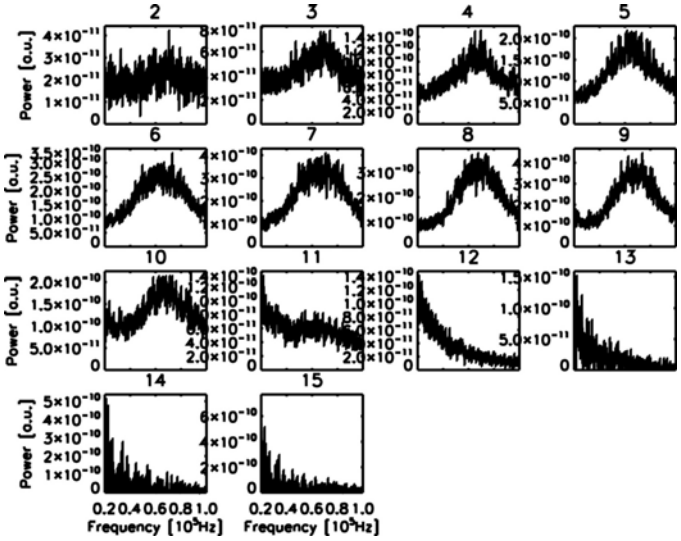
A TEXTOR alkáli NyES megfigyelő és nyaláb modulációs rendszerét részletesen tárgyaltam a 3.2 fejezetben. Az 1.10 fejezetben a TEXTOR tokamakot már dióhéjban bemutattam, csak emlékeztetőül szeretném itt felidézni, hogy a TEXTOR egy kör plazma keresztmetszetű limiteres tokamak. A kiegészítő fűtés nélküli állandó sűrűségű Ohmikus fűtésű plazmában kialakuló turbulenciát vizsgáljuk meg elsőként.

Határréteg plazma turbulencia

A plazmastruktúrák alapvetően különböznek a szeparátrixon belüli zárt erővonalakkal jellemzett összetartott plazma térfogatban és az azon kívüli, nyílt erővonalakkal a fal elemekhez direkt csatlakozással bíró határréteg plazmában. A plazma külső részén általánosan is elmondható, hogy nagy relatív amplitúdójú, szakaszos (intermittens) transzport események dominálják a hő és a részecskék transzportját. A turbulencia amplitúdója ebben a rétegben a több tíz százalékot is eléri, a struktúrák élettartama 10-100 μs, de karakterisztikus frekvenciák nem mérhetők[66][83]. A 67. ábra a határréteg plazmában a lítium NyES diagnosztika által mért fluktuációk autokovariancia függvényét és teljesítményspektrumát mutatja. Látható, hogy a spektrum domináns része a 10 kHz-es frekvenciatartományban van, jellemző frekvenciák a várakozásoknak megfelelően nem láthatók.



67. ábra:A NyES mérés adataiból számított határréteg turbulencia autokovariancia függvénye és teljesítményspektruma Ohmikus fűtés esetén.



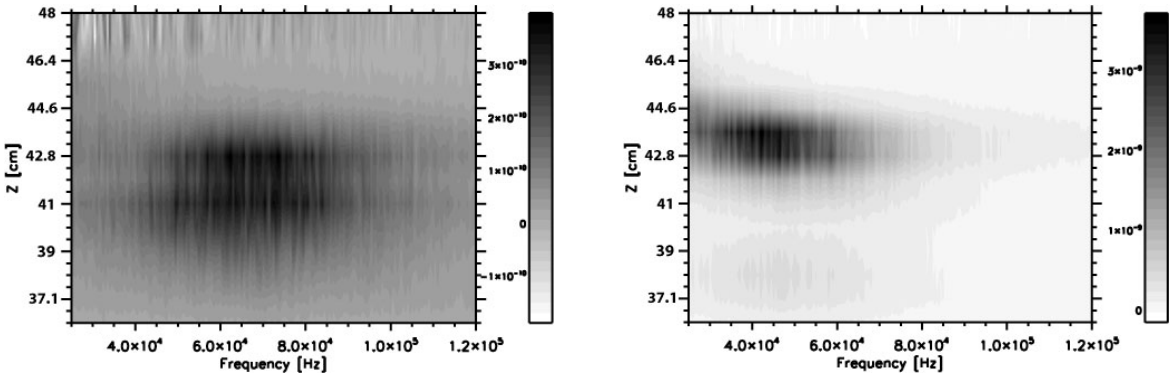
68. ábra: Teljesítményspektrumok a NyES diagnosztika különböző csatornáiban, a csökkenő csatorna számok a plazma belseje fele mutatnak.

A 68. ábra a NyES által mért radiálisan különböző helyeken látható struktúrák teljesítményspektrumáról nyújt áttekintést. A szeparátrix helye jól megfigyelhető, mert a plazma struktúrák élesen megváltoznak. Ez a 68. ábrán a 11. csatorna körül van.

Kvázikoherens módus

A kvázikoherens módus (QC) egy szélessávú hullámszerű struktúra a 30-100 kHz-es frekvencia tartományban[84]. Az ITG turbulencia maradékaként hivatkoznak rá, és több tokamaknál is megfigyelték[85]. A szeparátrixon belül figyelhető csak meg, a határréteg plazmában soha nem láttuk nyomát. A TEXTOR szélplazmában az általunk vizsgált Ohmikus

fűtésű plazmákban ez dominálja a fluktuációt. Egy széles csúccsal jellemezhető a teljesítményspektrumban, amely a néhány 10 kHz-től a 100 kHz-ig terjedő sávban helyezkedik el. A csúcs maximum frekvenciájának és szélességének aránya 1-3, ennek megfelelően a korrelációs képben néhány oszcilláció látható, innen a jelenség elnevezése. A kvázikoherens módus spektrális viselkedése függ a háttérplazma sűrűségtől, ez látszik a 69. ábrán. A teljesítményspektrumokban jól látható, ahogy a frekvencia csúcs 70 kHz-ről a 40 kHz-re csökken le a sűrűség növelésével. Ebben a kísérletsorozatban a plazma keresztmetszetének átmérőjére átlagolt elektronsűrűséget lépésekben növeltük $1*10^{19}$ m^{-3} és $3,5*10^{19}$ m^{-3} között. A frekvenciaspektrumok szisztematikusan változnak az ábrán bemutatott két határeset között[73].

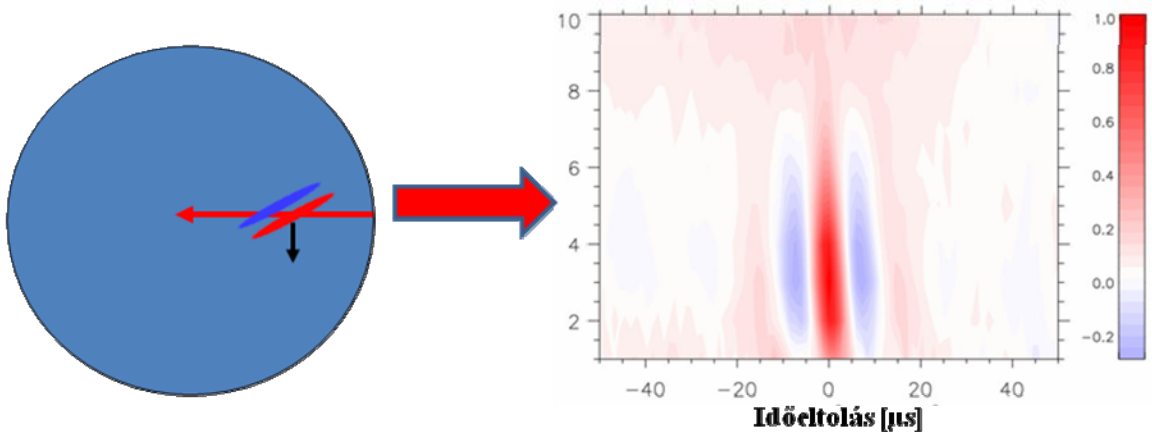


69. ábra: A Lítium NyES által mért teljesítményspektrumok (a) $1.5*10^{19}[m^{-3}]$) és (b) $3.5*10^{19}[m^{-3}]$ vonalátlagolt sűrűségű plazmában, a többi plazma paraméter változatlan értéke mellett.

A lítium nyaláb mellett a reflektometria és a szondák méréseiben is kimutatták[84]. A poloidálisan 90 fokra, és toroidálisan 70 fokra elhelyezkedő reflektometriával nem találtunk korrelációt annak ellenére, hogy a két diagnosztika által mért teljesítményspektrum nagyon hasonló. Ez azt igazolja, hogy ez a struktúra lokális, nincs nagy poloidális kiterjedése. A poloidális hullámhosszt megbecsülhetjük a poloidális nyaláb eltérítés technikával, ha a két virtuális lítium nyaláb között számolunk kereszt-korrelációt. 1,5 cm-es nyaláb eltérítés esetén 90 fokos fázistolás látszik a keresztspektrumban, ami 6 cm-es poloidális hullámhosszt jelent. A kvázikoherens módus radiális méretét a nyaláb különböző radiális pontjaiban mérő detektorok keresztkorrelációs függvényekből számíthatjuk. A radiális korrelációs hossz tipikusan 2 cm, tehát lényegesen kisebb, mint a poloidális hullámhossz.

Mivel ez a struktúra dominálja a fluktuációt, a relatív fluktuációs amplitúdó a kvázikoherens módusról szolgáltat információt. Azt látjuk, hogy a relatív fluktuációs amplitúdó erősen függ a radiális pozíciótól. A szeparátrixhoz közel 4-5%, míg a belső csatornákon 0.5%-ra esik le. Tekintve, hogy a sűrűség profil emelkedik a szél plazmában ez az abszolút fluktuációs amplitúdó nem, vagy nem ennyire csökken a plazma belső részeiben. A pontos sűrűségfluktuációs amplitúdó meghatározásához figyelembe kellene venni a 2.5 fejezetben leírt atomfizikai hatásokat, azonban egy első becslésként elfogadhatjuk a Wendelstein 7-AS lítium atomnyaláb kísérletekből származó eredményt[63], hogy a plazma szélén a sűrűségfluktuáció relatív amplitúdója 1-2-szer, néhány centiméterrel beljebb 2-5-ször nagyobb, mint a nyalábfény relatív fluktuációja. A szeparátrixhoz közel tehát 5-10 százalékra, míg mélyebben 1-2 százalékra becsülhető a relatív sűrűségfluktuációs amplitúdó. A fluktuációs amplitúdó hasonló változását mutatták ki más berendezéseken is, ahol a QC mód nem volt kimutatható.

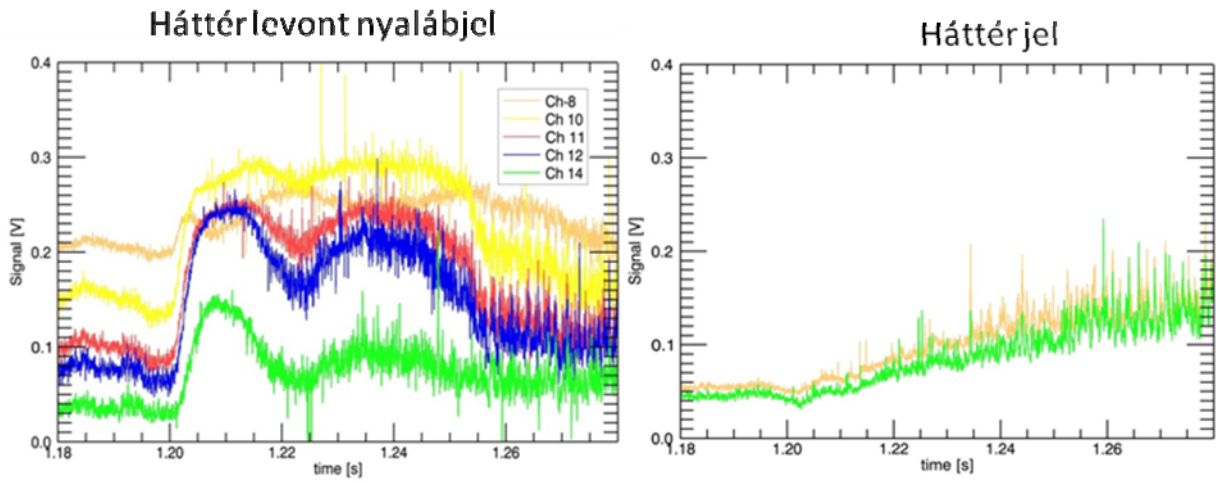
Egy csatornát referenciának választva kétdimenziós tér-időeltolás korrelációs ábrát tudunk készíteni, amire egy példát mutat a 70. ábra. Itt az ábra sorai a referencia csatornával számolt keresztkorrelációs függvények. Ezeket az ábrákat különösen hasznosnak találtuk a feldolgozás folyamán. A struktúrák radiális és időbeli méretén kívül azok mozgásáról is képet kaphatunk. A dőlt téridőbeli struktúrák radiális mozgást sejtetnek. Ez a jelenség ismert volt már a Wendelstein 7-AS mérésekből[63] is, és a kétdimenziós Langmuir szonda mérésekből arra a következtetésre jutottak[86], hogy a radiális terjedés csak látszólagos. Ha a 70. ábra szerinti dőlt struktúrák keresztezik a látóirányunkat, akkor a mérés eredménye a dőlt 2d korrelációs szerkezet. A struktúrák döntöttségének oka még nem tisztázott, ez mind a mágneses, mind a sebességnyírás eredménye is lehet.



70. ábra: A látszólagos radiális terjedés magyarázata. A poloidálisan megdőlt örvény struktúrák képesek a jobb oldali ábrán bemutatott kétdimenziós korrelációs függvényt előidézni. A függőleges tengelyen a skála a csatornaszámokat jelöli, két szomszédod csatorna távolsága kb. 1 cm.

Turbulencia megváltozása fűtőnyaláb hatására

Már a 1.5 fejezetben is utaltunk rá, hogy a fűtések megváltoztatják a plazma transzport folyamatait. A különböző fűtések különböző helyeken és különböző plazma részecskékre hatnak és változatják meg az adott hely domináns transzport folyamatait. Az ECRH fűtés például csak elektronokat fűti, megváltozatva a lokális plazma paramétereket, ezzel a leginstabilabb módus is más lehet. A fűtőnyaláb radiálisan szélesebb tartományban adja át az energiáját, elsősorban az ionoknak. A TEXTOR-on vizsgáltuk a nyalábfűtés hatását a turbulenciára illetve a poloidális áramlási sebességre. A nyalábokkal nem csak energiát, hanem impulzusmomentumot is juttathatunk a plazmába, ami a poloidális áramlást is megváltoztathatja. A következőkben egy olyan mérést vizsgálunk, amit limiter H-mód előállítására használnak. A fűtéseknél a két egymással szemben belőtt nyaláb kiegyensúlyozza az impulzusbevitelt, így kevés impulzusmomentum kerül a rendszerbe. A 71. ábrán a gyors nyalábszaggatásos mérés eredményeként előállított háttér korrigált nyaláb jel látható 5 radiális helyen, referenciaként a háttér jelet is megadtuk. Emlékeztetőül megjegyezzük, hogy a gyors nyalábszaggatás módszer alkalmazásával a háttér és a nyalábjel korrektül szétválasztható (3.2 fejezet). A magplazma irányában csökken a csatornaszám. Az utolsó zárt mágneses felület a 11. csatorna körül van, így az ennél nagyobb csatornaszámok a határréteg plazma fluktuációt mérik. Az öt megfigyelt csatornát úgy választottam ki, hogy a fényprofil növekvő oldalán legyenek. Ilyenkor a fényváltozás jó közelítéssel a sűrűségváltozással arányos. A pontos sűrűségváltozás követéshez a 2.5 fejezetben alkalmazott módszert kellene alkalmazni, de a fényjelek kvalitatív elemzésével is helyes eredményt kapunk.



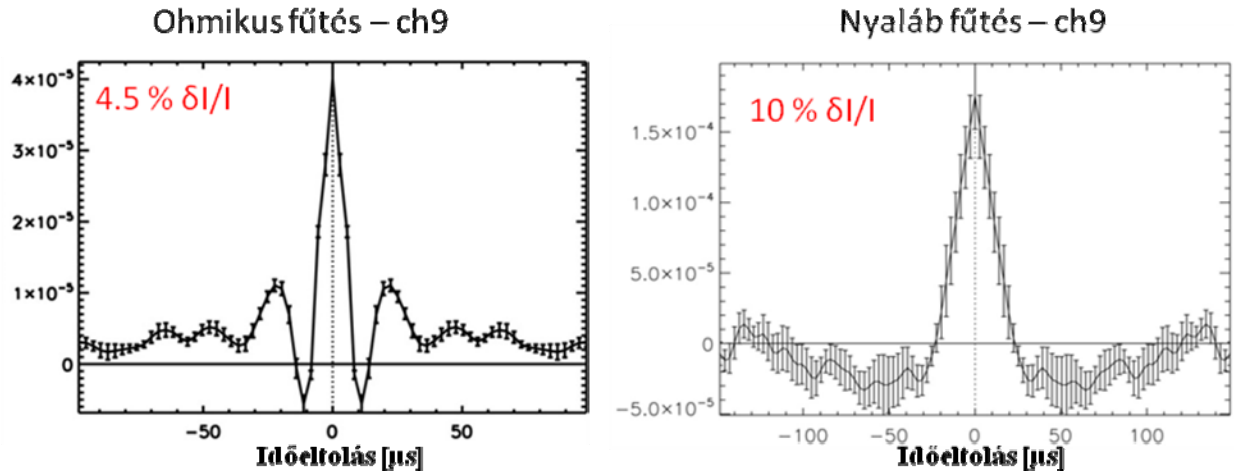
71. ábra: A nyaláb jelek és a háttér időfejlődése a fűtőnyaláb bekapcsolása (1.2 sec) előtt és után.

A fűtőnyalábot 71. ábrán 1,2 másodpercnél indítják. A mért jelekben jelentős változás látszik. A fűtőnyaláb felkapcsolása előtt az előbb megismert kvázi koherens módusok dominálják a turbulenciát. A nyaláb felkapcsolásakor nagyon érdekes dolog látszik, a nyalábfény a plazma szélén hirtelen nagyon megnő, tehát nő a lokális sűrűség. A háttér fény ez alatt lényegében nem változik, ez is mutatja, hogy a háttér és a nyaláb fény szétválasztása sikeres. Ez a változás nem a H-mód átalakulás, hanem a nyaláb felkapcsolásakor kialakuló 10 ms ideig tartó tranziens állapot. Az autokorrelációs függvény megmutatja, hogy mind a szél, mind határréteg plazmában drasztikusan csökken a fluktuációs amplitúdó, ~1% körülire, de ezt a változást nem a poloidális áramlás változása okozza[73]. A gyors nyaláb eltérítés módszerével azt látjuk, hogy a kvázi koherens módus 4ms-al a bekapcsolás után már eltűnik, de az áramlási sebesség a 10% mérési pontosságon kívül nem változik.

A jelenség értelmezéséhez meg kell jegyezni, hogy egy megawattos fűtőnyaláb felkapcsolása nem pillanatszerű, a bejutó teljesítmény a nyalábfókuszálódástól függően és a technikai megvalósítástól függően akár 10 ms is lehet. E mellett fontos tény az is, hogy a belőtt ionok csak több tíz milliszekundum alatt adják le energiájukat a plazmának, tehát nem valószínű, hogy a megfigyelt hatás a fűtés miatt alakulna ki, inkább a plazma szélére bejuttatott nagyobb mennyiségű hideg gáz hatására. Ez ugyanis lehűtheti a plazmát, és az alacsony hőmérséklet stabilizálhatja a hőmérséklet gradiens által hajtott ITG instabilitást.

A nyaláb felkapcsolása után 60-80 ms-al, az összetartási idő időskálán néhány egységgel később egy új plazmaegyensúly alakul ki. A fényprofil meredeksége nem lényegesen

különbözik a fűtés előtti szakasztól, de a jele sokkal zajosabbnak látszik, nagy amplitúdójú tüskék látszanak rajta. Ebben a plazmaállapotban ezek a domináns események, ezek határozzák meg a transzportot és ezen keresztül az új egyensúlyi sűrűségprofilt.



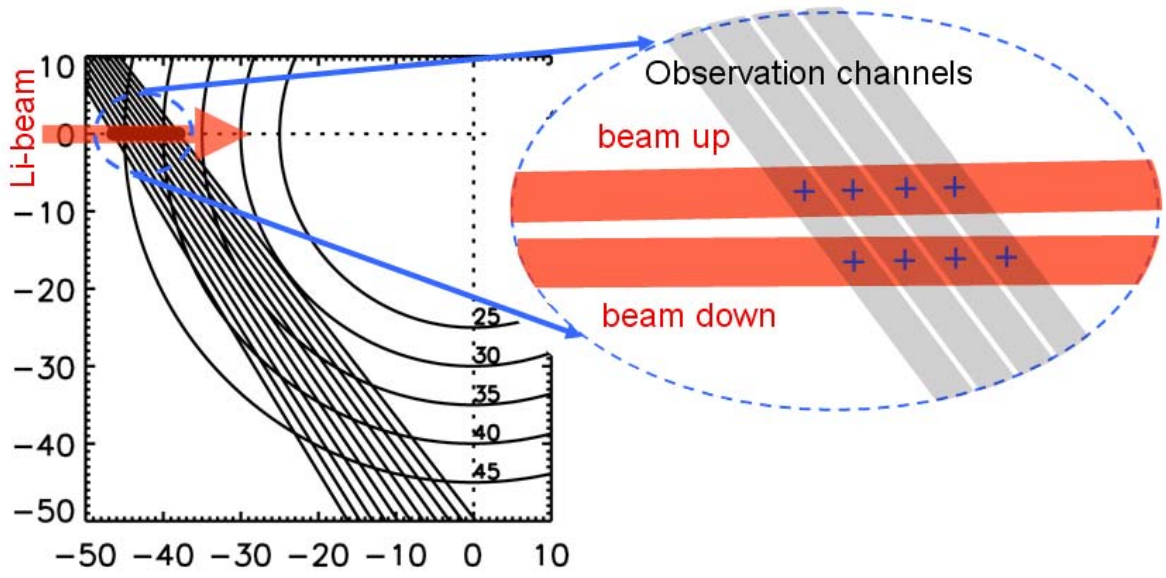
72. ábra: Autokovariancia függvények a szeparátrixon belül a nyalábfűtés előtt (balra) és alatt (jobbra).

A 72. ábrán a szeparátrixon belüli autokovariancia függvényeket láthatunk. A fűtés hatására eltűnnek a kvázikoherens struktúrák és szélesebb korrelációs idejű, nagyobb amplitúdójú fluktuációk jelennek meg. Ezek látszanak tüskéknek a mért jeleken. A háttérfényben is megjelennek, valószínűleg az instabilitás alatt tranziensen megnövekedő plazma-fal kölcsönhatás hatására. Ezeknek a struktúráknak a forrása nem tisztázott. Mivel a belső csatornákon kevéssé látszanak, szélplazma instabilitások kell, hogy a hátterükben álljanak. Egyesek szerint ezek nagy frekvenciájú ELM-ek, melyek megjelennek L összetartási módban is. Az tény, hogy az L-H átmenet ebből az állapotból alakul ki később spontán módon, többlet fűtés, vagy bármilyen más beavatkozás nélkül. Az L-H átmenet vizsgálatával az 15.1 fejezetben foglalkozom.

Poloidális sebesség mérés

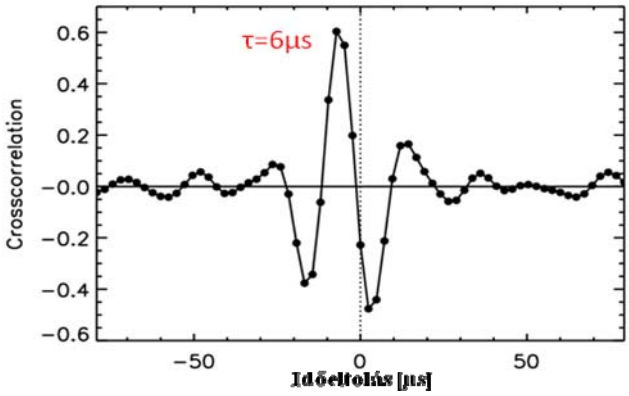
A nyaláb modulációs rendszert 417 kHz-es gyors eltérítés üzemmódban használtuk. Ez sokkal magasabb frekvencia, mint a QC módus 100 kHz frekvenciája, ezért a nyaláb mintegy letapogatja a hozzá képest lassan mozgó struktúrákat. A mérés geometriája a 73. ábrán látható. A ferde megfigyelés miatt a mérési pontok nem teljesen poloidális irányban mozdulnak el, azonban a csatornák és a virtuális nyalábok megfelelő összeválogatásával találhatók olyan mérési pontok, amelyek jó közelítéssel csak poloidális koordinátájukban

térnek el. Két ilyen virtuális nyaláb jel között számolt keresztkorrelációs függvényben a QC hullám poloidális terjedése a korrelációs maximum eltolódásaként jelenik meg.



73. ábra: A poloidális eltérítés és a mérési pontok elrendezése a két virtuális nyalábos mérésben[74].

Az 74. ábrán a -6 μs eltolódás a 1.5 cm-es poloidális nyaláb távolsággal a szélplazma poloidális áramlási sebességére 3 km/s értéket ad. Ez konzisztens más diagnosztikák mérési adataival. Itt megjegyezném, hogy a szeparátrixon kívül az áramlás iránya ezzel ellentétes.

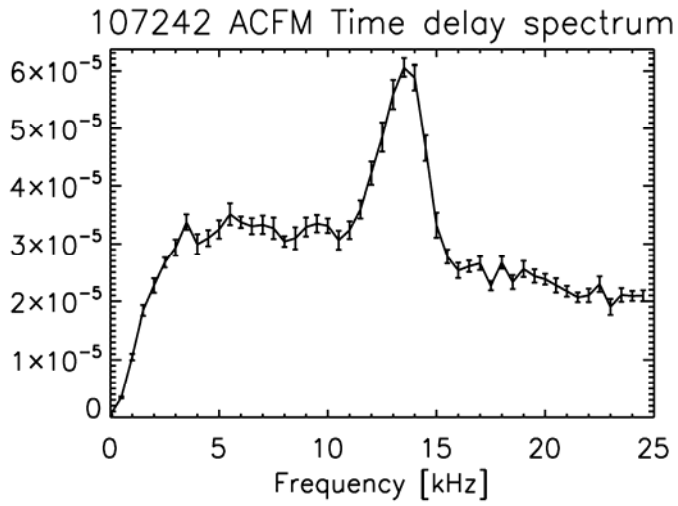


74. ábra: Időeltolódás a két virtuális nyaláb keresztkorrelációs függvényében.

Geodesic Acoustic Mode (GAM) mérések

Ez az alfejezet nagyon fontos témát érint, de ennek kutatása egy önálló doktori kutatási téma lenne. Ebben a dolgozatban csak néhány minimális tényállításra szorítkozom és elsősorban csak a TEXTOR-os méréssel kapcsolatban Ha rövid időtartományokra daraboljuk a mérésünket, akkor az áramlási sebesség időbeli változását tudjuk vizsgálni azáltal, ha minden szakaszban kiszámítjuk a fenti keresztkorrelációs függvényt és meghatározzuk maximumhelyét. Ezen a módon tanulmányozhatjuk az áramlási sebesség változását a plazma állapotváltozásai alatt, de megpróbálhatjuk tanulmányozni az elméletileg jósolt zonális áramlásokat és ezek periodikus változatát a GAM-ot is (1.6 fejezet). A feltétel természetesen az, hogy az áramlási sebességet nem vizsgálhatjuk gyorsabb időskálán, mint a turbulencia jelenségek (esetünkben a QC módus) időskálája, hiszen ezek mozgásával mérjük az áramlási sebességet. Természetesen ebben az esetben fel kell tenni azt is, hogy az örvények áramlási sebessége megegyezik a plazma áramlási sebességével. A TEXTOR-on vizsgálták a reflektometria által meghatározott turbulencia áramlási sebesség és a CXRS módszerrel mért ion áramlási sebesség kapcsolatát, és azt találták, hogy nagyteljesítményű nyalábfűtés esetétől eltekintve a két sebesség megegyezik[84].

A gyors eltérítéses mérési mód a mintavételi frekvenciánkat 417 kHz/re korlátozza. Ez ugyan lényegesen nagyobb, mint a QC hullám frekvenciája, azonban a sebességszámításhoz rendelkezésre álló mérési pontok számát hatodára csökkenti, így rontja a mérés statisztikáját. A QC mód hullám jellege viszont lehetőséget ad arra, hogy megpróbáljunk sebesség modulációt meghatározni nyalábeltérítés nélküli mérésekből. Ehhez azt kell feltenni, hogy a QC módus hullámhosszát az áramlási sebesség modulációja nem befolyásolja. Ekkor a mért autokorrelációs függvény első minimum helye a $\tau = \lambda_{QC} / 2v$ időeltolásnál fog jelentkezni, amely hasonló módon érzékeny a sebességváltozásra, mint a keresztkorrelációs függvény maximuma. Ezt a módszert nevezzük Autocorrelation Function Minimum (ACFM) módszernek[87][88].



75. ábra: A lítium atomnyaláb mérésből ACFM módszerrel számított poloidális sebesség teljesítményspektruma. Az alacsonyfrekvenciás levágás a trendlevonásból származik.

Ezeknek, és még más sebességszámítási módszereknek az érzékenységét vizsgálta diákköri dolgozatában Bardóczi László[89] és megállapította, hogy a TEXTOR lítium atomnyaláb diagnosztika jel-zaj viszonya mellett meghatározhatók 10-20% relatív amplitúdójú GAM-szerű sebességmodulációk. A tényleges mérési jelekben ezek valóban meg is jelennek, mint azt a 75. ábra mutatja.

A kapott spektrális csúcs frekvenciája, szélessége jól illeszkedik reflektometriás[17] és Langmuir szondás[83] mérésekhez valamint a hasonló módon reflektometria jelekből kiszámított sebességmodulációkkal szignifikáns korrelációt mutat. A keresztfázis a két diagnosztika közötti poloidális és toroidális szögtől függetlenül mindig igen jó közelítéssel 0, így a GAM modulációk elméletileg várt tulajdonságait igazolni tudtuk. A fentiek mellett a mérések számos más tulajdonságot is mutattak, amelyek a GAM-ok radiális terjedésére és gerjesztésére szolgáltatnak adatokkal[74].

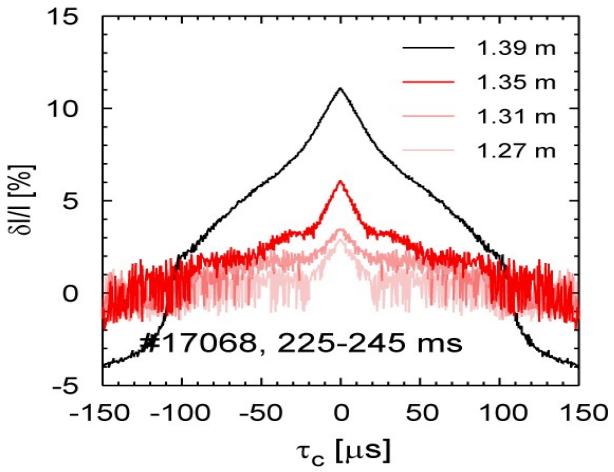
4.2 Fluktuációmérések a MAST tokamakon

A 3.3 fejezetben megismert MAST próba NyES diagnosztika fluktuációs mérési eredményeit foglalom össze ebben az alfejezetben. Emlékeztetőül megismételném, hogy ez a diagnosztika nem optimalizált a fluktuációmérésre, és az SNR értékének maximuma ~10. Ez korlátozza a diagnosztika által vizsgálható jelenségek körét, ugyanis még korrelációs technika alkalmazásával sem tudunk 1-2% relatív amplitúdó alatti fluktuációt észlelni ezzel a rendszerrel. Az észlelési érzékenységet adott SNR-nél a korrelációs függvényben használt adathossz növelésével is tudjuk növelni. Ehhez azonban a plazmának állandósult, egyensúlyi

állapotban kell lennie. A MAST-on ez kísérleti korlátokba ütközik, mert a kisülés hossza maximum 600 ms, és a méréshez használt fűtőnyaláb működési ideje <500 ms. Az állandósult állapot feltétele ritkán engedi meg, hogy 100 ms-nál hosszabb időszakaszt elemezzünk, H-módban jellemzően ennél jóval kisebb időtartományt tudunk csak a számításhoz felhasználni.

Fluktuációk vizsgálata L-módban

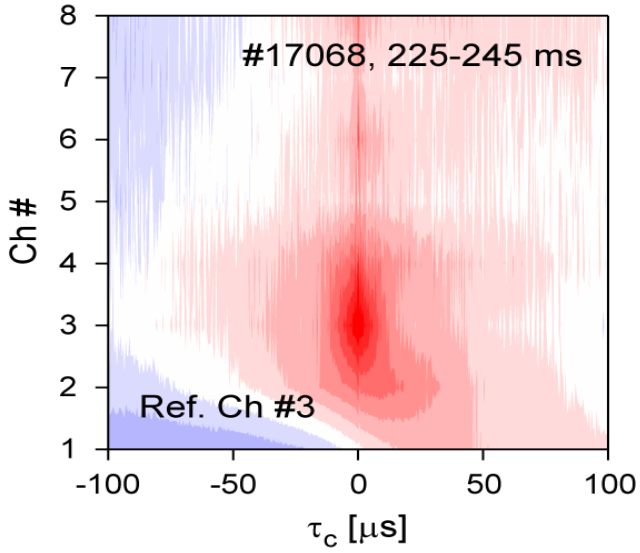
A 76. ábrán egy H-L átmenet utáni plazma L-módú, rossz összetartású szakaszban vizsgáljuk a relatív fluktuációkat. A 2-5 csatornák mérési jeleiből számított autokovariancia függvények négyzetgyökét mutatja az intenzitással normálva. A 2.5 fejezetben már leírtuk, hogy a 0 időtolásnál az autokovariancia függvény az RMS fluktuációs amplitúdó négyzete, az ábrázolt függvények a 0 helyen tehát a relatív fluktuációs amplitúdót mutatják. A függvények időeltolásbeli szélessége pedig az autokorrelációs időt jellemzi. A szeparátrix a 2-es (legkülső) csatorna körül van, de ahogy láttuk ennek a rendszernek a térbeli felbontása korlátos, így a szeparátrix helyében is van bizonytalanság.



76. ábra: Relatív fluktuáció a #2 - #5 csatornákon egy L módú plazma állapotban. A jelölt mérési helyek a mérési pont nagysugár értékét mutatják.

A 76. ábrán jól látható a TEXTOR-nál is megfigyelt tendencia. A szeparátrixon kívül a relatív fluktuációs amplitúdó nő ($\delta I/I \sim 10$ %), a dekorrelációs idő pedig viszonylag hosszú ($\tau_c > 100$ μs). (Az ábrán fel nem tüntetett 1-es csatornán $\delta I/I > 30$ %). A szélplazmában a relatív korrelációs amplitúdó csökken, majd az 5. csatorna után a kimutathatósági határ alá esik. Ennek két oka van, az egyik, hogy a plazmában a relatív fluktuációs amplitúdó is esik, a másik, hogy a nyalábgyengülés miatt a fény intenzitása egyre kisebb, ami rontja a jel-zaj

viszony. A legbelső 8. csatornán az SNR gyakran 2-ig romlik. A 3.3 fejezetben bemutatott nyaláb oszcilláció is korlátot szab a kis amplitúdójú események kimutatásában. Ebből is látható, hogy az eredeti cél, miszerint kis relatív amplitúdójú, nagy hullámhosszú struktúrákat mutassunk ki, a próbarendszerrel nem lehetséges. Ahogy azonban ebben az L-módú lövésben látszik, a szél plazma fluktuációi és tranziens változásai vizsgálhatóak vele.



77. ábra: A téridőbeli korrelációs függvény, ahol a#3 csatorna a referencia.

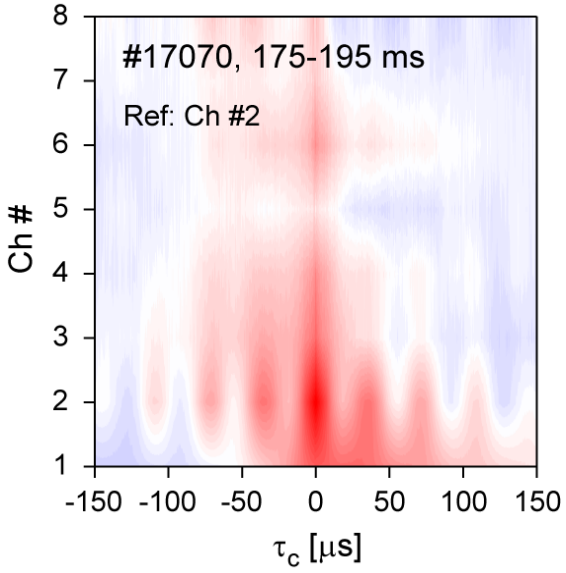
A 77. ábrán a már ismert kétdimenziós korrelációs függvény látható, ahol a referencia a #3-as csatorna volt. A számítást ugyanarra az időszakaszra végeztem el, amit a 76. ábrán is láthattunk. A legkülső csatornával számolt keresztkorrelációban, ami 4 cm-re a szeparátrixon kívül van, időeltolódás látszik. Ez a határréteg plazma struktúráinak radiális irányú mozgását jelzi, aminek a nagyságát ~2km/s értékre becsülhetjük. Másik lehetőség, hogy a TEXTOR-nál megfigyelt poloidálisan dőlt struktúrákkal van dolgunk. A két lehetőség közül a jelenlegi rendszerrel nem tudunk különbséget tenni.

H-módban a szélplazma vizsgálata jóval nehezebb feladat. Ennek a magyarázata részben fizikai, részben diagnosztikánk limitált teljesítőképessége. A diagnosztikai ok nyilvánvaló, H-módban a relatív fluktuációs amplitúdó esik, ezért a kimutatása még nehezebb. Fizikai okok között a H-módban megjelenő egyéb plazma jelenségeket, úgymint MHD-módusok, ELM-ek említhetők. Az elegendő hosszú állandósult állapot megvalósulása a feldolgozásnál nagy körültekintést igényel.

Fluktuációk vizsgálata H-módban

A H-módban a korrelációs függvények jelentősen különböznek az L-módban látottaktól. A plazma sűrűségprofil meredek lépcsőjénél akár 10%-os amplitúdójú oszcilláció is gyakran megfigyelhető[78], amit koherens MHD módusok keltenek. Erre rakódik rá a megfigyelt jelben ~2%-os amplitúdójú, $\tau_c \sim 20$ μs karakterisztikus idejű turbulencia keltette fluktuáció. A belső csatornákon a 2% körüli, of $\tau_c \sim$ 5-20 μs korrelációs idejű fluktuációk látszanak, de magas zaj miatt a 4-8 csatornákon már a kimutathatósági határ alatt vannak ezek is.

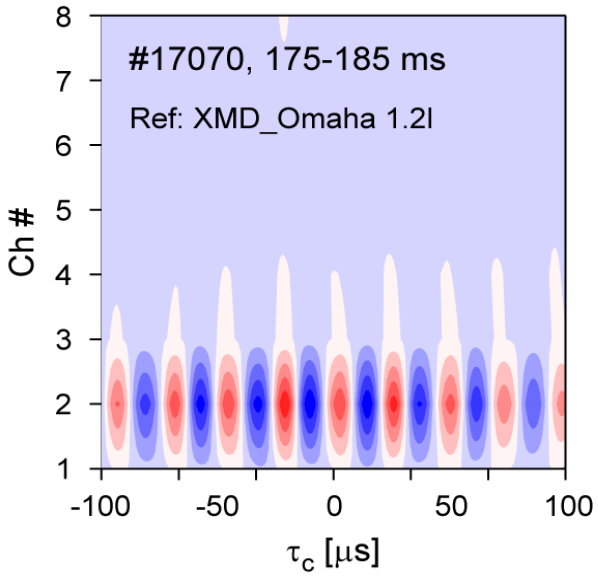
Egy ELM-es H-mód szakaszban mért adatokból számolt, már ismert tér-idő korrelációt láthatunk a 78. ábrán. Egy ~27 kHz-es kvázi-koherens módus nyomát láthatjuk a #2 csatornán, ami a szeparátrixhoz közel, annak belső oldalán található (r/a ~0.98). A szomszéd csatornákon a korreláció csökkenéséből a radiális kiterjedését 4 cm-re tehetjük.



78. ábra: A tér-időbeli korrelációs függvény H üzemmódban, ahol a #2 csatorna a referencia. A 2-es csatornán periodikus hullámjelenség látszik.

Az MHD módusokat a Mirnov szondákkal (1.9 fejezet) lehet a legegyszerűbben kimutatni, hiszen ezek a magnetohidrodinamikai hullámok mágneses tér változással is járnak. A nagyszámú szondán mért relatív fázisból a toroidális és poloidális módusszámot is meg tudják állapítani. A Mirnov szonda azonban nem lokális mérés, így a jel forrásának radiális elhelyezkedését nem tudja azonosítani. A NyES és a Mirnov szonda csatornák kereszt-korrelációja segítségével az adott MHD hullám radiális lokalizációja adható meg. A 79. ábrán a 78. ábrán is bemutatott MHD hullám látható egy Mirnov szonda jellel vett kereszt-

korreláció segítségével. A vizsgálat eredménye az, hogy a mágneses jeleken mérhető nagy amplitúdójú koherens hullám radiálisan a pedesztálban lokalizált.



79. ábra: A NyES csatornák tér-időbeli korrelációs függvénye,

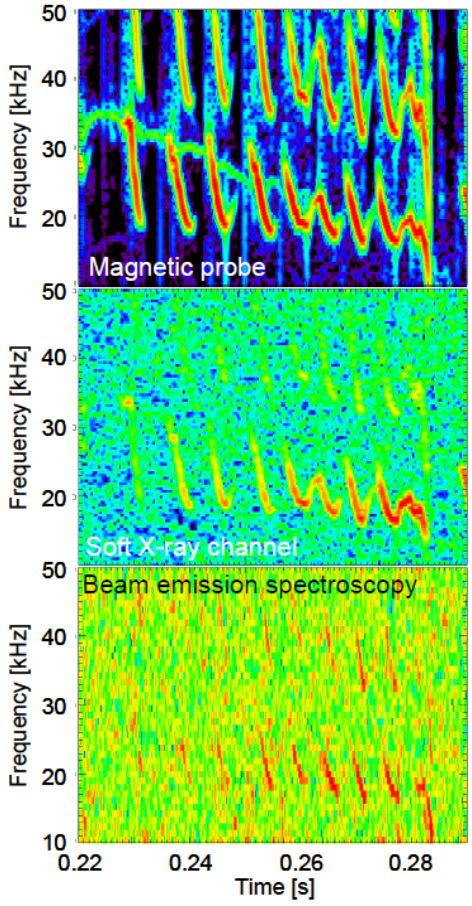
ahol a referencia jel egy Mirnov szonda jele.

A pedesztálban fellépő hullámok ismertek, és a fenti állítás inkább a diagnosztika teljesítőképességének bizonyítéka, mint meglepő új eredmény. A H-mód alatt a pedesztálban található módusok azonban fontos szerepet kapnak a következő 15.2 fejezetben.

Gyors részecskék által keltett MHD módusok

A fenti plazma széli MHD hullámok mellett vannak olyanok is, amelyek radiális helyzete lényegesen kevésbé ismert, de vizsgálatuk a kutatások frontvonalában van. Ilyenek a gyors részecskék által keltett módusok, amelyek különösen fontossá válnak majd az ITER kísérletben. A jelenlegi tokamakokban a fűtőnyaláb atomjai ionizálódva gyors ion populációt hoznak létre a plazmában. Ideális esetben ezek az ionok ütközésekkel leadják az energiájukat a plazma ionoknak, fűtve a plazmát. Azonban kísérleti tapasztalat, hogy ezek a nagyenergiájú részecskék nagyfrekvenciás MHD módusokat is gerjesztenek (TAE: Toridal Alfven Eigenmode)[91]. Ezek megjelenése mind a plazma globális paramétereire, mind a keltő gyors részecske populáció összetartására hatással van. Kísérleti eredmény, hogy a fűtés hatásfokának csökkenése jellemzi a módusok megjelenését, tehát ezek a hullámok kiszórják a gyors ionokat, mielőtt leadhatnák energiájukat a termikus ionoknak. A jövő fúziós reaktorainak működésének egyik kulcsa lesz a fúziós reakciók során keletkező a nagyenergiás

alfa részecskék plazmában való tartásának kérdése. Így a fent említett folyamat elméleti és kísérleti vizsgálata egyaránt intenzíven művelt terület. A kísérletek természetesen a mágneses szondák jeleire alapulnak, de a lágyröntgen (~1-2keV) és NyES diagnosztikák is alkalmasak a kimutatásukra. A NyES diagnosztika viszonylag jó radiális felbontásával fontos hozzájárulást ad ezekhez a kutatásokhoz, az észlelt hullám radiális lokalizációjával. A 80. ábrán a #18501-es MAST kisülésben mért gyors részecske instabilitás által keltett változó frekvenciájú vagy csörping módusok látszanak Mirnov szonda jelen, a lágyröntgen kamera egy csatornáján és a NyES #3 csatornájának jelén. Ezek közül egyedül a NyES ad térbeli lokalizációt.



80. ábra: Gyors részecskék által keltett változó frekvenciájú, vagy más néven csörping módusok detektálása spektrogramok segítségével (felső) Mirnov szonda jelen, (középső) Lágy röntgen kamerán, (alsó) #3 NyES csatorna jelben a #18501 MAST kisülésben

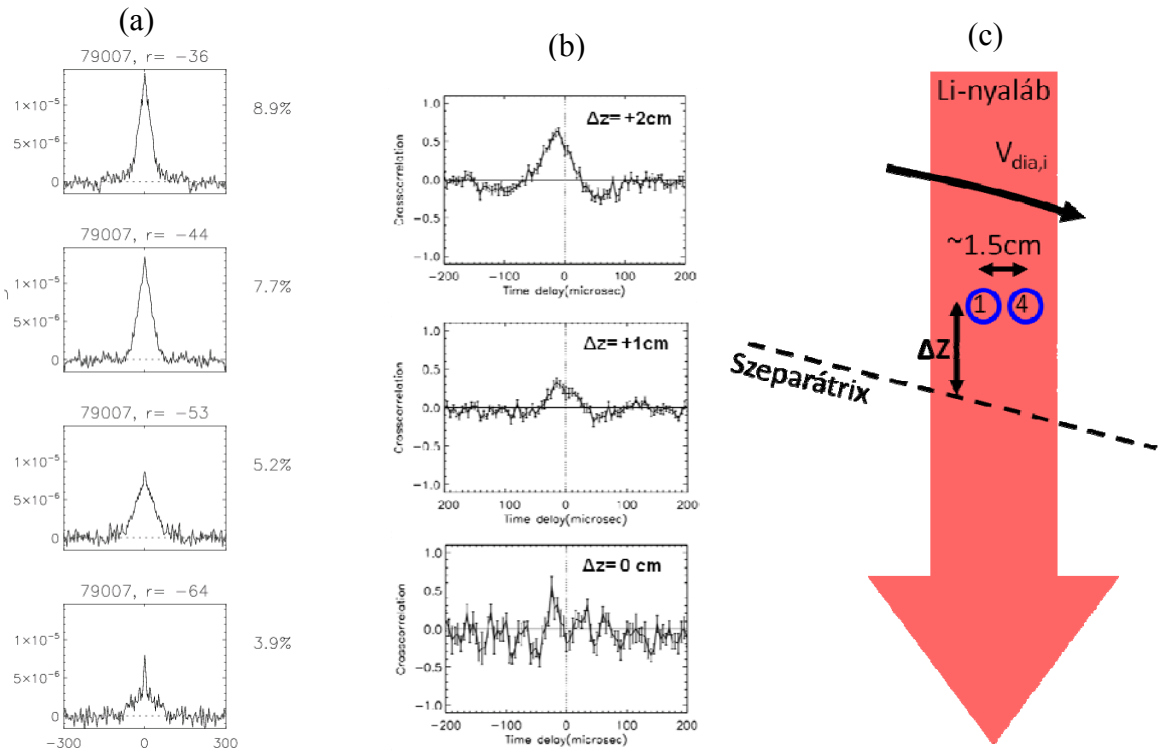
Ezekből az eredményekből is kiindulva az ITER diagnosztikai nyalábra épülő megfigyelő rendszerbe egy NyES megfigyelő ág is kerül magyar kezdeményezésre[92]. (Megjegyzendő, hogy ennek a diagnosztikai nyalábnak a teljesítménye 7 MW lesz, és így felülmúl egy mai fűtőnyalábot.) Bár a javasolt diagnosztikának a térbeli felbontása a fluktuációmérésre nem lesz alkalmas, reményeink szerint az MHD módusok detektálásában eredményeket tud elérni. Ennek a teszt rendszernek a tervezésében részt veszek és a tervek szerint a kétdimenziós MAST detektor egy példánya fog a rendszerbe kerülni. 2010 őszén szeretnénk az ITER teszt spektrométer gyors NyES detektorával az első próbaméréseket végezni a TEXTOR tokamaknál.

4.3 Fluktuációmérések a JET tokamakon

A JET teszt NyES rendszer mérési lehetőségei limitáltak voltak, ahogy azt a 3.5 fejezetben leírtam. Ennek ellenére sikerült megmutatni, hogy a turbulenciából származó 2-3% relatív fluktuációs amplitúdójú fényfluktuációk detektálhatók valamint a turbulencia poloidális irányú terjedése mérhető. A 81. ábrán a mérési eredményeim összefoglalója látszik. Az **a** oszlopban a fluktuációs amplitúdó változása követhető a kovariancia függvényekből a nyaláb tengelye mentén. A várakozásoknak megfelelően a fluktuációs amplitúdó csökken a plazma belseje felé, r jelzi a távolságot a számított utolsó zárt fluxusfelülettől (negatív számok a magplazma irányát mutatatják.)

A **b** oszlopban három egymástól radiálisan 1cm-re lévő pozícióban számolt keresztkorrelációs függvény van, ami a poloidális sebesség mérés lehetőségét bizonyítja. A **b** oszlop felső ábráján például a szeparátrixtól 2 cm-el kijjebb mért poloidális sebességet mutatja. Az ábráról a sebesség könnyen leolvasható, mert 20 μsec időeltolódással és 1,5 cm távolsággal 750 m/s-nak adódik az ion diamágneses irányban. Ez az irány tipikus a szeparátrixon kívül végzett mérésekben. A **b** oszlop másik 2 ábrája 1-1 cm-rel mélyebben mért keresztkovariancia függvényt mutat. A mérésben csak 1 helyen volt két egymás melletti detektor csatorna, azonban a vizsgált kisülés egy szakaszán a plazma szeparátrix helyzete időben lassan változott. Ez adott lehetőséget sugár szerinti mérésre, mivel ~50 ms integrációs idővel lehetett egy sebességmérésre alkalmas kovariancia függvényt számítani.

A szeparátrixon egy koherens MHD módus látszik. Ilyen hullámokat mind a MAST-nál mind a TEXTOR-nál csak a szeparátrixon illetve utolsó zárt fluxusfelületen belül láttunk, ez valószínűsíti, hogy a mérésünk térbeli kalibrációja helyes. A szeparátrix pontos helyének meghatározásában ugyanis van némi bizonytalanság egyrészt a diagnosztika térbeli kalibrációjának, másrészt a szeparátrix pozíciójának a számítása miatt.



81. ábra: A JET turbulencia mérés demonstráció. A bal oldali (a) oszlop ábráin a nyaláb tengelye mentén különböző pontokban mért kovariancia függvények és a belőlük számolt relatív fluktuációs amplitúdó látható. A középső (b) oszlop ábráin az egymás mellé néző két szál jeléből számolt keresztkorrelációs függvény látható három különböző helyen. A c ábrán a geometriai elrendezés látszik

5 Tranziens események vizsgálatai

A rossz összetartási módból (L-mód) a jó összetartási módba (H-mód) való spontán átmenet a fúziós plazmafizika minden bizonnyal legérdekesebb és jelenleg legintenzívebben kutatott részterülete. A 1.7 fejezetben már összefoglaltam dióhéjban a legfontosabb ismereteket. Itt röviden csak arra emlékeztetek, hogy az L-H átmenet a szélplazmában radiálisan jól lokalizálható helyen sűrűség- és hőmérsékletprofilban lépcső, azaz pedesztál kialakulásával jár. A TEXTOR NyES diagnosztika ideális eszköz ennek a jelenségnek a vizsgálatára, mert jó radiális térbeli felbontással a zavaró háttér levonás mellett is ~200 kHz-es időbeli felbontással tud mérni. Az L-H átmenet időskálája kérdéses[93], de nem a profil felépülésének ms-os skálája a mérvadó. Az L-H átmenetet TEXTOR-nál részletesen vizsgáltam. A H-mód sajátos tulajdonsága, hogy a meredek nyomásprofil időnként összeomlik, és a pedesztál egy gyors részecske- és energiakibocsátás után kilapul. Ez a plazmaszél instabilitás a 1.8 fejezetben bevezetett ELM. Ebben a fejezetben ezeknek a tranziens folyamatoknak a részletes vizsgálata is következik.

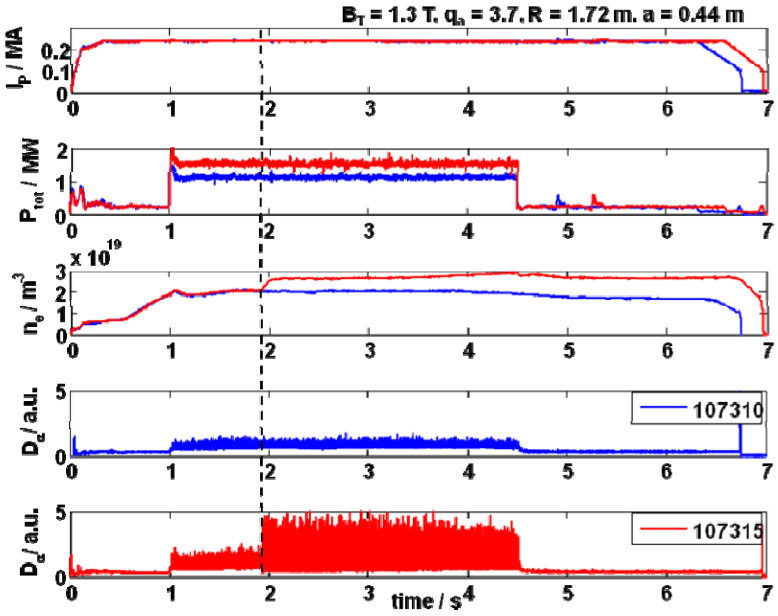
Ismert, hogy a karakterisztikus H-mód állapotot a divertoros tokamak konfigurációban lehet elérni. A TEXTOR limiteres tokamak, de van benne L-H átmenet és ELM-eket is látunk. A megjelenő ELM-eket nehéz a klasszikus ELM osztályokba[21] besorolni. A MAST egy divertoros tokamak, ahol az ELM-ek vizsgálata a kutatási program egyik fő összetevője, és a jövőbeni fejlesztések nagy része is ebbe az irányba mutat. A próba NyES rendszerrel képesek vagyunk az L-mód és H-mód közötti, turbulencia különbségének kimutatására, ahogy azt a 4.2 fejezetben már láttuk, de az átmenet részletes vizsgálatára az ismertetett diagnosztikai korlátok miatt nem alkalmas. A térbeli lokalizáció és a nagy amplitúdójú tranziens jelenségek jó időfelbontású mérése miatt azonban a MAST NyES az ELM-ek vizsgálatának kiválóan alkalmas. Az SND mágneses konfigurációban mért I-es típusú ELM-ek részletes vizsgálata alkotja a fejezet második részét.

5.1 L-H átmenet vizsgálata a TEXTOR-ban

A limiteres tokamakokon nehezebb L-H átmenetet előidézni, illetve magasabb fűtési teljesítménnyel lehet csak elérni. Ennek oka egyelőre ismeretlen, de nem meglepő. Bár az L-H átmenet sok részlete ismert, mégsincs egy elméleti modell, amely helyesen írja le a folyamatot.

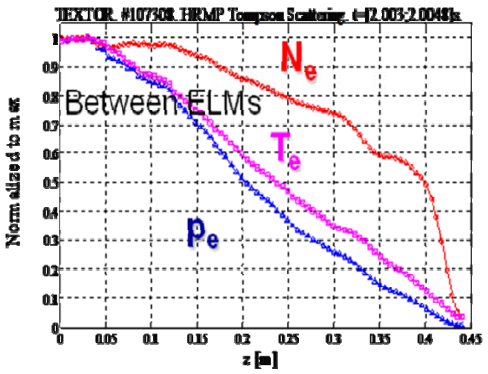
H-mód a TEXTOR-ban

A TEXTOR L-H átmenetét a 82. áttekintő ábrával szemléltetem. Ezen két kisülés mérési adatai szerepelnek, az L-H átmenethez előidézéséhez szükséges küszöb atomnyaláb fűtési teljesítménynél kissé alacsonyabb teljesítményű kisülés a kék, a nagyobb teljesítményű kisülés adatait piros vonal jelöli. A fűtésen kívül a többi szabályzó paraméter megegyezik. A felső ábrán jól látszik, hogy a plazmaáram ugyanakkora a két lövésben. A második sorban látható a fűtési teljesítmények különbsége. A TEXTOR esetében a nyalábfűtési küszöbérték 1,3 T mágneses térnél 1,6-2 MW[94]. A harmadik sorban érdekes dolog látszik, a fűtő nyalábok felkapcsolása után kb. 1 másodperccel, az addig együtt futó sűrűséget jelző vonalak szétágaznak. Itt következik be az L-H átmenet a nagyobb fűtési teljesítményű kisülésben. Minden külső beavatkozás nélkül a sűrűség megemelkedik az átmenet után, amit a részecskeösszetartás kevesebb, mint 40 százalékos javulásával tudunk jellemezni. Az alsó két ábra a különböző lövésekben mért Deutérium Balmer alfa vonal sugárzási intenzitás jeleket tartalmazza. A nyaláb felkapcsolása után a már az előző fejezetben látott csúcsokkal tarkított jelet látjuk. Az L-H átmenet után azonban a legalsó ábrán drasztikus változás látszik, megjelennek a H-módra jellemző szélplazma instabilitások, az ELM-ek. A TEXTOR-on az ELM frekvencia 300-1300 Hz között van. A klasszikus ELM klasszifikációba ezek az ELM-ek nehezen beilleszthetők.



82. ábra: Egy L-mód és egy H-módba is átbillenő kisülés összehasonlítása

A H-módot - mint láttuk - a szélplazmában felépülő transzport gát kialakulása hozza létre. A periódikusan keletkező ELM-ek időnként lerombolják a kialakuló meredek pedesztált. Az ELM-ek közötti sűrűség és hőmérséklet profilt vizsgálva láthatjuk, hogy a nagy meredekségű profil megjelenése a TEXTOR-on csak a sűrűségre jellemző. Itt egy nagyon szűk - 1-2 centiméteres - radiális tartományban növekszik jelentősen a sűrűségprofil meredeksége, amit a 83. ábrán a Thomson szórás diagnosztika[95] mérések mutatnak.



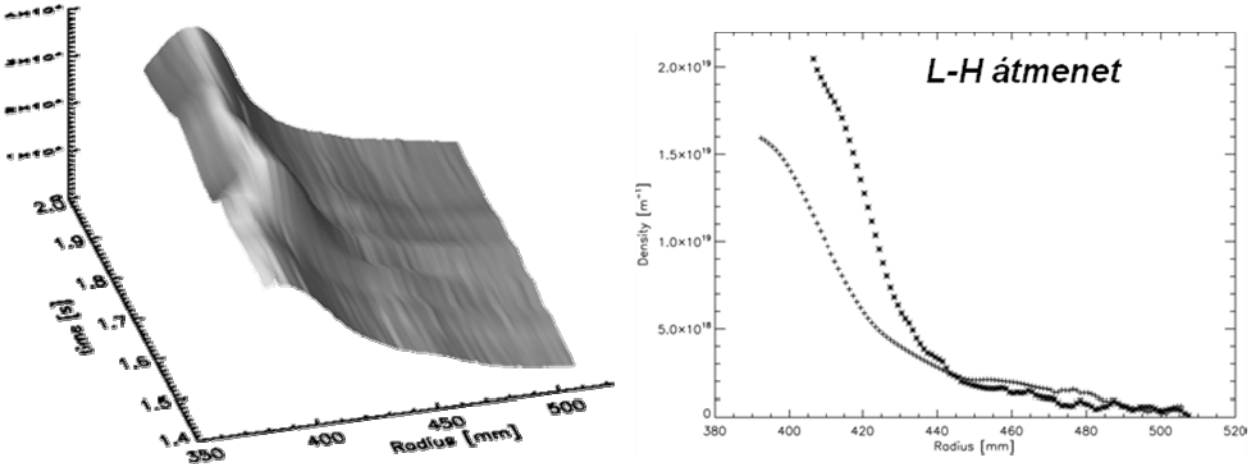
83. ábra: H-mód plazma paraméter profilok a TEXTOR-ban[95].

A H-mód programokhoz deutérium fűtőnyalábokat lőnek deutérium plazmába. Ez jelentős mennyiségű D-D fúziós reakciót kelt, ami neutronsugárzással jár. E miatt, valamint azért, mert ezekben a kísérletekben a berendezés teljesítőképességének a határán van, ritkák az ilyen kísérleti programok. Ennek megfelelően egyelőre a feldolgozáshoz is csak korlátozott mennyiségű adatot tudtunk felhasználni.

CCD kamera mérés

Az L-H átmenetet, amint láttuk, globálisan a szélplazma sűrűség profiljának meredekebbé válása jellemzi. A lítium nyalábon lévő CCD kamera mérésünk expozíciós ideje jelentősen hosszabb (20-30ms), mint az ELM periódus idő, így a kamerás mérésben egy időben átlagolt profil alakot tudunk mérni, amelyek az ELM-ek idejét is magukba foglalják. A lassú szaggatásos módszert alkalmazva a háttér jól becsülhető. A kamera képen a háttér leginkább a határréteg plazma és tokamak fal kölcsönhatáskor keletkező sugárzásból adódik, amit az ELM-ek jelentősen megnövelnek. Mivel a lassú szaggatás esetén azt nem lehet tökéletesen biztosítani, hogy ugyanannyi és ugyanakkora ELM van a háttér képen, mint a nyalábbal együtt mért képen, ezért a H-mód esetén főleg az alacsony plazmasűrűséghez tartozó fényprofil rész bizonytalansága, hibája megnő. A nyaláb fényprofilok változását követhetjük

L-H átmenet után 84. ábrán baloldalon. (átmenet ~1,75 másodpercnél) Jól látható, hogy a profil meredeksége megnő. A nagyobb sűrűség csökkenti a nyaláb behatolási képességet, és a fényprofil maximuma kijjebb látszik.



84. ábra: Az L-H átmenet mérése CCD kamerával. A bal oldali ábra a háttér korrigált fényprofilt mutatja az idő és a plazma kissugara függvényében. A jobb oldali ábra az LH átmenet előtt és után a fényprofilból számolt sűrűségeloszlást mutatja[48].

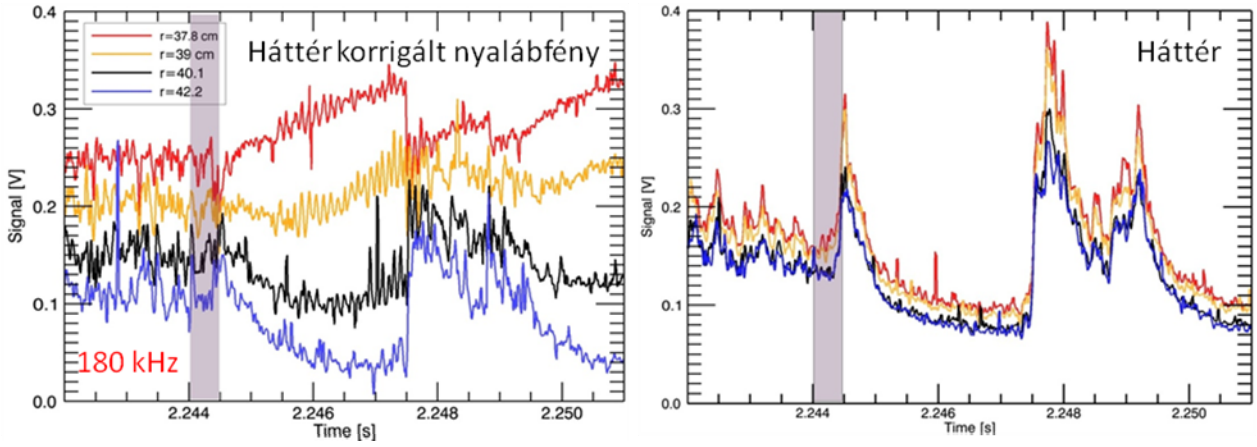
Az átmenet előtti és utáni képből visszaállított sűrűség profilok látszanak a 84. ábrán jobb oldalon. A H-mód sűrűség profil meredeksége jól láthatóan megnőtt, és a 83. ábrán is látható lépcső alakul ki. A lítium nyaláb korlátos behatolóképessége miatt a pedesztál tetejét már nem tudjuk elérni ezzel a diagnosztikával.

A sűrűség számítását a fényeloszlásból itt az IPP Garchingban fejlesztett „Absolut" kóddal végeztem[71]. A H-mód háttér bizonytalanságból eredő hullámosság látható a kissűrűségű határréteg plazma részen, de ez alig befolyásolja a nagy sűrűségű rész visszaállításának pontosságát. Az utóbbi években a RENATE kódon alapuló visszaállító program fejlesztése kezdődött meg az RMKI-ban[61].

Gyors mérések eredményei

A 3.2 fejezetben már megismertük a gyors nyalábszaggatás technikát. Használatának előnye a gyorsan változó háttérfény esetén válik igazán látványossá. Vizsgáljuk meg a L-H átmenetet és környékét a fent említett módszerrel, ahol a szaggatás frekvenciája 180 kHz. Ez a frekvencia lényegesen magasabb, mint a plazma változásainak karakterisztikus ideje, így a

jelenségek fejlődése jól követhető[96]. A háttér jel és a háttér korrigált nyalábfény jel szétválasztásának módszerének részletes leírása a 3.2 fejezetben szerepel.



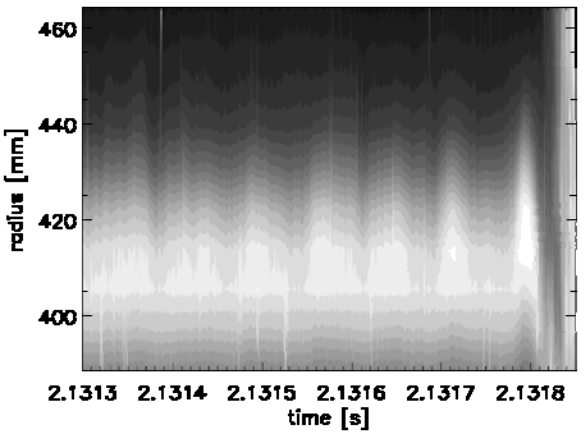
85. ábra: Az L-H átmenet során mért háttér korrigált lítium atomnyaláb fényjelek és a háttér változásai.

A 85. ábrán az L-H átmenet és néhány milliszekundumos környezete látszik. Elemezzük részletesen az időfejlődés történetét. Az ábrákon a lila oszlop helye jelzi az átmentet. Az átmenet előtt a 4.1 fejezetben megismert viszonylag lapos sűrűség profil és 10% relatív amplitúdójú időbeli csúcsként megjelenő instabilitások jellemzik a nyalábbal fűtött L-módú plazmát. Figyeljük meg, hogy a háttér jelen jól láthatók a kis instabilitások hatásai. Az ábrázoláshoz olyan csatornákat választottam, amelyek a fényprofil emelkedő ágában vannak, így ezekről azt a közelítést tehetjük, hogy a fény arányos a plazmasűrűséggel. A nyaláb jelen 2,244 szekundum után a belső piros csatornán kis sűrűség csökkenés, a külső csatornán kis emelkedés látszik. A háttérjelben ugyanakkor jelentős csúcs jelenik meg. Ez egy olyan szél plazma jelenségre utal, ami plazmát dob ki a határréteg plazmába. Ennek eredete ebben az esetben nem tisztázott, de a tény maga ismert, hogy az átmentet valamilyen esemény triggerelheti. Az ASDEX Upgrade-en, MAST-on gyakran látni, ahogy a plazma közepén periódikusan megjelenő fűrészfog instabilitás hatása triggereli az átmentet[93]. Az L-módra általában is elmondhatjuk az ezek a néhány száz μsec -nál rövidebb csúcsok jellemzőek a háttérre.

Az instabilitás után megváltozik a plazma szélén a részecsketranszport, ami abból látható, hogy a négy atomnyaláb fényjel szétválik, a külső csatornákon esik a sűrűség, a belsőkön emelkedés látszik Ekkor alakul ki a sűrűségben a pedesztál amelynek során 2,246 szekundumig egy csendes szakasz következik. Itt a turbulencia szintje szemmel láthatóan

leesik, és a profil meredekebbé válik. A háttér az L-módban látottakhoz képest csökken és sima, nem látszanak rajta eseményekhez tartozó csúcsok.

2,246 után, vélhetőleg a plazma sűrűség egy kritikus meredekségének elérésekor a pedesztálban 13 kHz-es, Mirnov szondák által is látott MHD módusok gerjesztődnek. Ezeket a módusokat a TEXTOR-os kollégák gyakran kvázi koherens módnak hívják[95]. Ebben a dolgozatban a 4.1 fejezetben mutatott egy-két hullámhosszig koherens struktúrákra hivatkoztunk így. Az itt látott módusok koherenciája lényegesen hosszabb, amplitúdójukban gyakran nemlineáris növekedés figyelhető meg. Az amplitúdójukra jellemző, hogy a külső csatornákon a lokális intenzitás akár 50%-a is lehet. A reflektometria is észleli természetesen ezt a nagy amplitúdójú módust, de mivel a sűrűségprofil erősen változik ennek a mérésnek a lokalizációja bizonytalan. A TEXTOR reflektometria diagnosztika egy toroidális metszetben több közeli poloidális pozícióban is mér, ez lehetőséget ad a poloidális módusszám becslésére, amelyre m=5 adódott. Ezeknek a módusoknak a megjelenése nem csak a TEXTOR-nál ismert, hasonló viselkedést figyeltek meg DIII-D, Alcator C-mod tokamakoknál. Fontos kérdés ezeknek a megjelenő módoknak a szerepe a profil stabilitásának megőrzésében, vagy instabillá válásában. A 86. ábrán például a felnövekedő módust ELM összeomlás követi. Valamilyen szerepük lehet az ELM ciklus során, de ez nem tisztázott. Találhatunk eseteket, amikor a módus eltűnik az ELM-nél, míg más esetekben nem tűnik el.



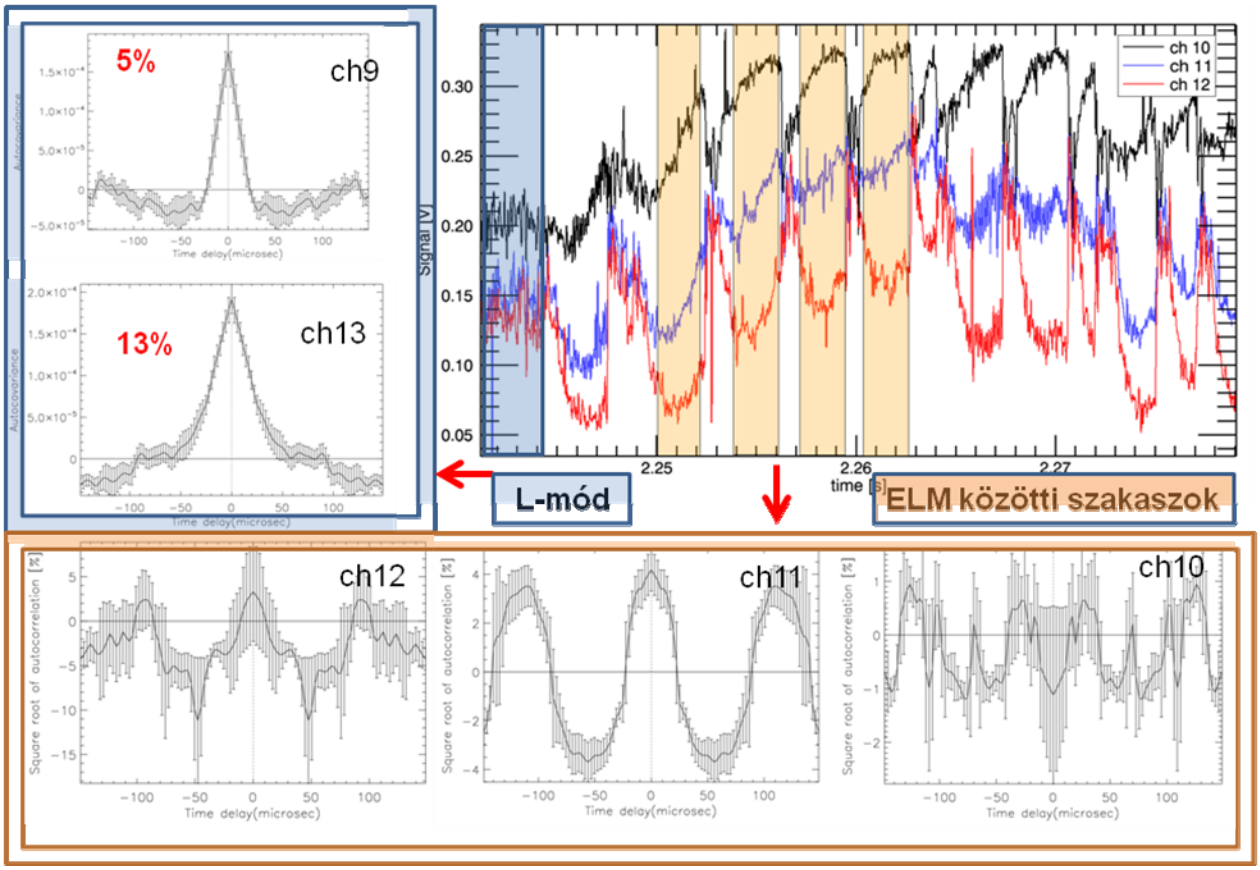
86. ábra: A nyaláb fényprofil időbeli változása egy közvetlenül az ELM-et megelőző időszakaszban. Az ELM előtt az MHD módus növekedése jól látszik.

Térjünk vissza a 85. ábrán az események időbeli követését. Az első ELM összeomlás 2,2475 szekundumnál következik be. Maga a profil összeomlás rendkívül gyorsan, kb. 20 μsec alatt megtörténik. Mivel a nyalábszaggatás periódusideje 5.6 μsec ezt az időskálát még mindig fel

tudjuk bontani. A háttér jelen az ELM által kilökött anyag nagy csúcsként jelentkezik, amelyet a kidobott plazma és a limiter kölcsönhatása kelt. A TEXTOR tokamak sajátja, hogy az ELM-et bevezető profil összeomlás után még egy második, kisebb ilyen esemény is bekövetkezhet, amely a háttér fényben többszörös csúcsot okoz. A sűrűség profilban a második összeomlás kevésbé látványos, de a belső csatornán azért észrevehető. E kettős profil összeomlás mellett még azt is megfigyelhetjük, hogy a nyaláb fényben és a háttérben is éles csúcsok jelentkeznek az ELM alatt. Ezek az ELM alatt megjelenő filementumokra utalnak[28].

Az ELM után a profil ismét fokozatosan meredekebbé válik és az ELM ciklus újra kezdődik.

Vizsgáljuk a turbulencia változását az L-H átmenetet követően. A 87. ábrán a L-mód és H-mód ELM-ek közötti szakaszaiban mérhető turbulenciát hasonlítjuk össze.



87. ábra: A plazma turbulencia összehasonlítása L-mód (kék) és H-mód (sárga) állapotban

A jobb felső sarokban egy áttekintő ábra van, amin 3 csatorna időjele követhető. A baloldalon egy szélplazma csatorna (9) és egy határréteg plazma csatorna (13) autokovariancia függvénye látható, feltüntetve a relatív fluktuációs amplitúdót. Az L-H átmenet után a

sárgával jelölt ELM-ek közötti szakaszokban összeátlagoltam a turbulencia kovariancia függvényét. Az alsó 3 ábra a kovariancia függvény négyzetgyökét mutatja elosztva az átlag jellel, tehát a 0 időeltoláshoz tartozó pont a relatív fluktuációs amplitúdót mutatja. Látható, hogy jelentős a változás az L módhoz képest: a belső szélplazma csatornán (10) a fluktuációs amplitúdó 1%-alá esett, és a struktúrája az esemény zaj miatt nem látszik. A pedesztálban lévő csatornán (11) jól látszik a fent tárgyalt koherens módus 4% relatív amplitúdóval. Egy csatornával kijjebb (12) a fluktuációs amplitúdó valamivel magasabb, de lényegesen elmarad az L-módban tapasztalttól. Elmondhatjuk tehát, hogy az ELM közötti szakaszokban a sűrűségfluktuációk lényegesen kisebb amplitúdójúak, mint az L-módban, és a pedesztálban a domináns amplitúdójú jelenség a 13 kHz-es módus.

5.2 I.-es típusú ELM-ek vizsgálata a MAST tokamakon

Az ELM-ek - mint láttuk - nagyon rövid idő alatt nagy részecske- és hőfluxust juttatnak a plazma határoló szerkezetekre. Ez a JET méretű berendezésnél is jelentős terhelést, de a jövőbeni nagyobb berendezések esetében kritikus fontosságú megoldandó problémát jelent. Az ELM-eknek — mint a 1.8 fejezetben leírtuk — több típusát különböztetjük meg. Az I-es típusú ELM-ek a legnagyobb ilyen szél-instabilitások, a plazma energiatartalmának akár ~10-20%-át is elérheti hatásukra a veszteség, ami miliszekundum alatt éri el főleg a divertor lemezeket. A jelenleg elfogadott peeling-ballooning modell szerint az ELM-et a pedesztál nyomás gradiens és szél áram sűrűség hatására instabillá váló ideális MHD módus okozza. Az ideális módustól azt várjuk, hogy a növekedése nagyon gyors időskálán (~10 μs) játszódjon le. Egyes kísértekben egy jóval lassabb időskálán növekvő prekurzor jellegű hullám látszik a I-es típusú ELM előtt. A MAST-on is megfigyeltek ilyen ELM prekurzor jelenségeket[97] erősen off-axis nyalábfűtésű, egy X pontot létrehozó plazma konfigurációjú (SND) plazmák esetén. A kiértékelésben szereplő kisülések, 1,5 MW fűtéssel, I_p=600 kA plazmaárammal, q_{95}≈3 szél biztonsági faktorral jellemezhetőek. Ezekben a lövésekben L-módban fűrészfog instabilitások jellemzőek, H-módban nagy I-es típusú besoroláshoz legközelebb álló ELM-ek jelennek meg, azonban megjelenésük szabálytalansága miatt nem teljesen felelnek meg a klasszikus I-es típusnak. Az ebben a jelenségkörben a NyES diagnosztikával elért eredményeket foglalom össze ebben az alfejezetben. .

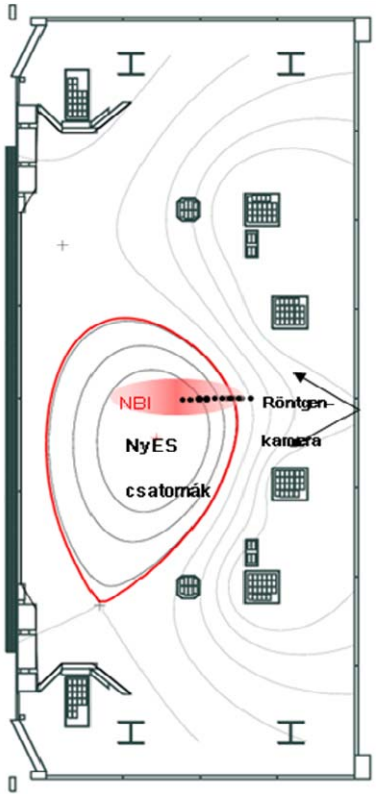
Diagnosztikai eszközök

A 3.3 fejezetben bemutattam a MAST NyES diagnosztika észlelési képességeit és annak határait. Amit fontos felidézni, azt hogy a radiális térbeli felbontása 4cm körül van, és a megfigyelési tartománya r/a≈0.5–től a határréteg plazmáig terjed a fent részletezett SND plazmákban. A mikroszekundumos időfelbontás ideális vizsgálati eszközzé teszi az olyan gyors tranziens események vizsgálatánál, mint az ELM.

A MAST diagnosztikai lefedettsége nagyon jónak mondható, a vizsgálatokban a NyES diagnosztikánk mellett az alábbi diagnosztikákat használtam még fel:

- Lágy-röntgen kamera: 30 csatornás horizontális és 16 csatornás tangenciális megfigyelési irányú részekből áll. A detektorokon 12μm-es Be fólia szűrőt használnak.
- Mirnov szondák: 100 kHz-en mintavételezett poloidális és toroidális irányú sor is található
- Deutérium Balmer Alfa (D_α) detektor: A divertor lemezeket figyelő egycsatornás detektorok. Az SND konfiguráció miatt az alsó divertor lemezen mérő detektor jele szerepel a feldolgozásban
- Gyors kamerák: A MAST-on több gyors kamera is működik, különböző interferencia szűrőkkel ellátva. Mi a tangenciális nézetű kamera képeit használtuk. A képalkotási frekvencia a 100 kHz nagyságrendben van.

A 88. ábrán a mérési elrendezés látszik. A piros vonal a plazma szeparátrixot jelzi. Jól látszik, hogy a fűtőnyaláb nem a mágneses tengellyel egy síkban hatol a plazmába. A NyES diagnosztika mérési pontjait és a röntgen kamera horizontális látó irányát szintén feltüntettem. Ilyen SND konfigurációjú mérés a NyES diagnosztikával csak kb. 10 volt, azonban a jelenségek jól reprodukálhatóak voltak egy év után is. (Egy mérés természetesen kb. 10 ELM megfigyelést jelent.) A 89. ábrán egy tipikusnak mondható mérés eredménye látható. A NyES jelek a zaj csökkentés érdekében 2μs időállandóval numerikusan integrálva vannak, ami 5mV alá viszi a zajszintet. A plazma szélén a fűtő nyaláb gyengítése kicsi, ezért a NyES jelek arányosak a helyi plazma sűrűséggel



88. ábra: Az SND plazmakonfiguráció a vákuumkamrában és a diagnosztikák. A piros NBI folt a SW nyaláb körülbelüli vetületét mutatja a poloidális síkra, ezen belül a pontsor a NyES diagnosztika mérési helyeit mutatja.

.

A bekövetkező eseményeket időben 3 részre tagoltuk[98].

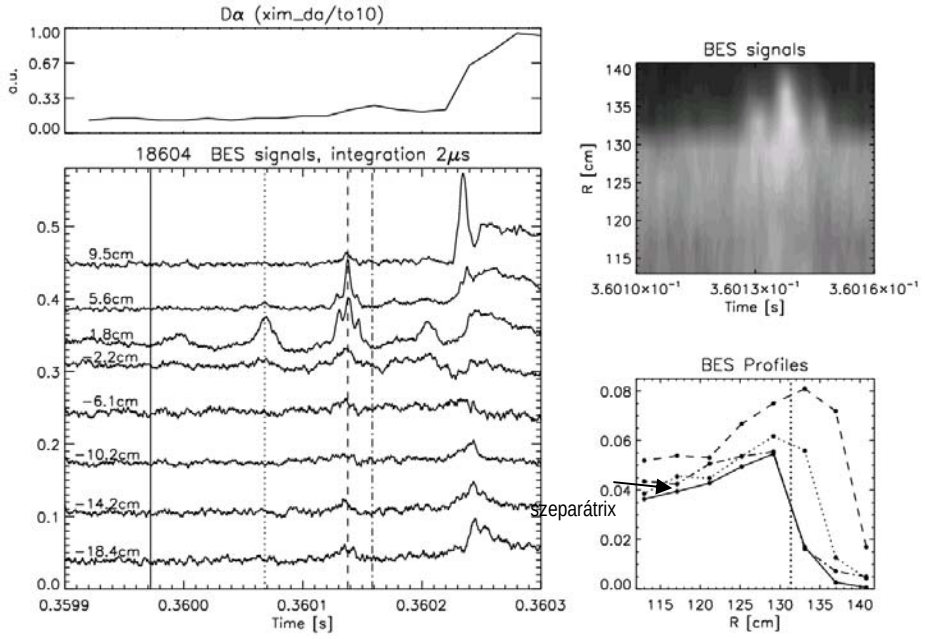
- A prekurzor rezgések növekedése és az ujj-szerű struktúrák megjelenése a szeparátrixon kívül
- Az előbbi ujj-szerű struktúrák plazma határoló fal érintése
- ELM összeomlás

Nézzük részletesen ezeket a szakaszokat.

Prekurzor észlelés

Néhány miliszekundummal az ELM előtt a pedesztálon 12 kHz-es szinusz jellegű hullám jelenik meg. Két-három periódussal az ELM előtt ez a moduláció egyre élesebb pozitív csúcsokként jelenik meg a határréteg plazma sűrűségében. Ezeket a struktúrákat neveztük el kinyúló ujjaknak, a következőkben is így hivatkozom majd rájuk. Megjegyezném, hogy az elnevezést az 1D NyES csatornákon látott időbeli viselkedés alapján kapta, térbeli kiterjedésük nem feltétlenül ujjszerű, hiszen az erővonalak mentén elnyúló struktúrákról van szó, amelyek a plazma áramlása miatt átvonulnak a mérési pontunkon.

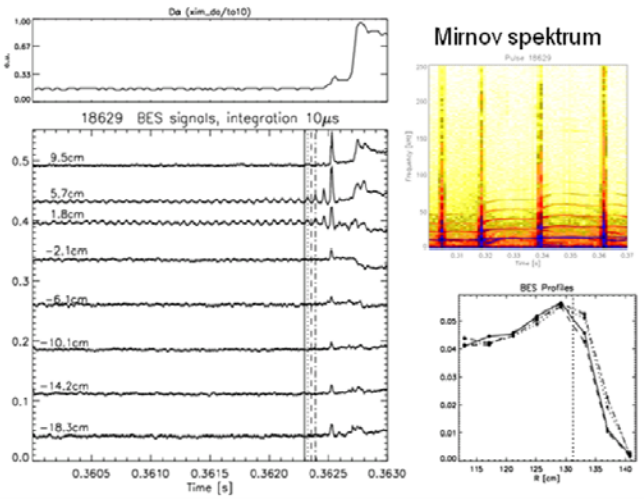
A prekurzor oszcilláció egyes esetekben az ELM előtt hosszú idővel is jelen van, amplitúdója állandó, azonban a pedesztálba kinyúló ujjak csak az ELM előtti néhány ciklusban jelennek meg. Ebben a szakaszban a struktúra nem szinuszos jelleget mutat, mert csak pozitív sűrűség növekedést látunk benne a szeparátrixon belüli csatornán is.



89. ábra: ELM mérés a MAST NyES diagnosztikával. A bal oldali ábrán a D_α és a NyES jelek látszanak (egymástól függőlegesen 0.06 egységgel eltolva). A mért jelek feletti számok a számolt szeparátrixhoz képesti távolságot jelzik, a pozitív számok a szeparátrixon kívüli jeleket jelölik. A függőleges vonalak a jobb oldali profilokhoz tartozó időt jelzik a profiloknak megfelelő vonaltípussal. A jobb felső sarokban az utolsó periódus alatt a NyES jelek vannak kétdimenziós ábrán kinagyítva.

A 89. ábrán a fényprofilok jól mutatják, hogy a sűrűség jelentősen nő akár 8-10 cm-re is az eredeti pedesztáltól. A profilokon a plazma mélyebb rétegeiben mért növekedés a szén vonal háttér emelkedés következménye is lehet, azonban a pedesztálban látható változások bizonyosan nem a háttérből erednek. Erre bizonyíték, hogy közvetlenül a nyaláb lekapcsolása után is mértünk ilyen jelenségeket, melyek a belső csatornákon látható mértékű változást mutatnak.

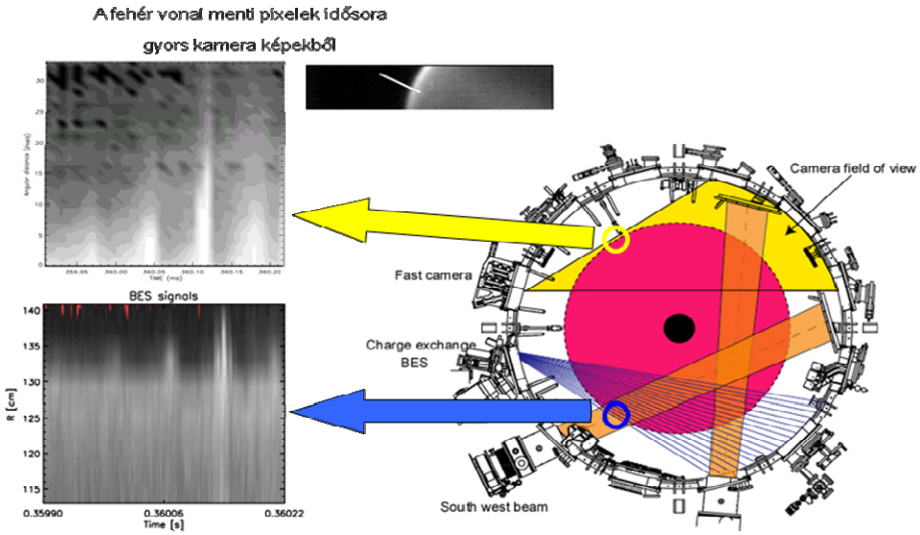
A 89. ábrán látható, hogy az ELM előtt (t=0,36014s) az ujjszerű struktúra 3 kisebb struktúrára hasad, amiből a középső hatol be legmélyebbre a határréteg plazmába. Ez a szétválás viszonylag ritkán figyelhető meg, az esetek kevesebb, mint 10%-a mutat hasonló viselkedést. Általánosabb, hogy egy aszimmetrikus keskeny csúcs nyúlik ki a külső plazma rétegekben. Az eredmények értelmezéskor fontos szem előtt tartanunk azt a tényt, hogy a szeparátrix helye csak közelítőleg ismert egy egyensúlyi visszaállítás alapján. Ez két dolgot jelent, az egyik, hogy egyensúlyi helyzetben is van néhány cm bizonytalansága a visszaállításnak, a másik hogy elvileg sem alkalmas egy gyors esemény követésére.



90. ábra: A szepratrix környéki 10 kHz hullám a NyES csatornákon és egy Mirnov jelben

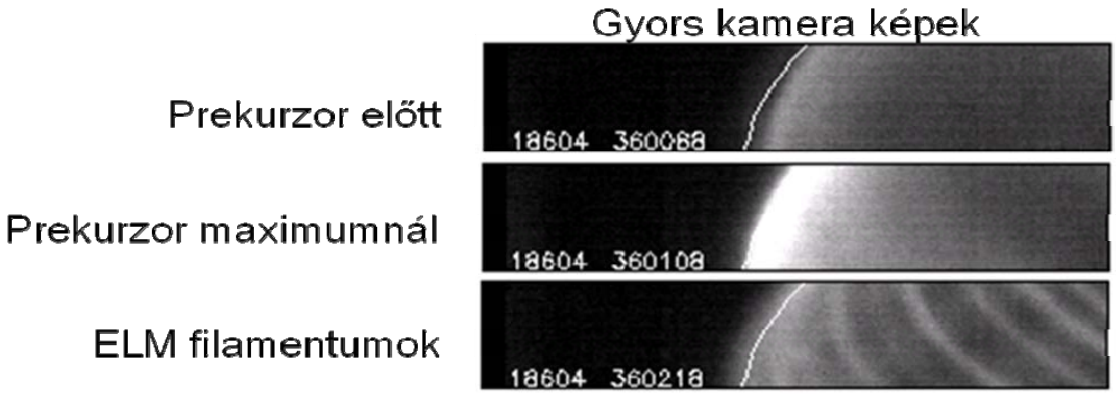
A szélplazmában megjelenő ujjszerű struktúrák és az ELM-ek között nincs 100%-os ok-okozat összefüggés. A pedesztálban lévő szinuszos oszcilláció gyakran megfigyelhető, és az ELM összeomlás után is gyakran szinte azonnal megjelenik. A Mirnov jelekben jellemzően az egész H-mód szakaszban kimutatható, akkor is, amikor a NyES csatornákban nem látszik. A lágy-röntgen kamerákban a NyES jeleknél gyengébben észlelhető, gyakran nem kimutatható. A NyES jelekben az ELM előtti szakasztól eltekintve szinuszos jelleget mutat. A toroidális mágneses szondasor segítségével meg lehet határozni a hozzá tartozó módusszámot, ami n=1-nek adódik. A poloidális módusszámot a röntgen kamera jeleiben látható fázisugrásokból lehet megbecsülni, ami ELM-től távol m=1-nek adódik. Az ELM előtt a módus a szélplazmába hatol, és struktúrája bonyolultabb lesz. Az módusszám m=3-4 nek becsülhető.

A gyors kamerával is lehet észlelni a határrétegbe behatoló ujjakat, ahogy a 91. ábrán lehet látni a mérési elrendezéssel együtt. A képeken a struktúrák meglehetősen haloványan látszanak, és mérés nem lokális jellege miatt nehézkes a kiértékelés. A prekurzor struktúra poloidális mérete nagyobb, mint a kép.



91. ábra: A prekurzor vizsgálata gyors kamerával

A gyors kamera képek segítségével összehasonlíthatjuk a prekurzor hullámokat az ELM alatt megfigyelhető filamentumokkal. A 92. ábrán a képeken tisztán látható, hogy a prekurzor hullám poloidálisan szélesebb struktúra, mint az ELM filamentumok[98].



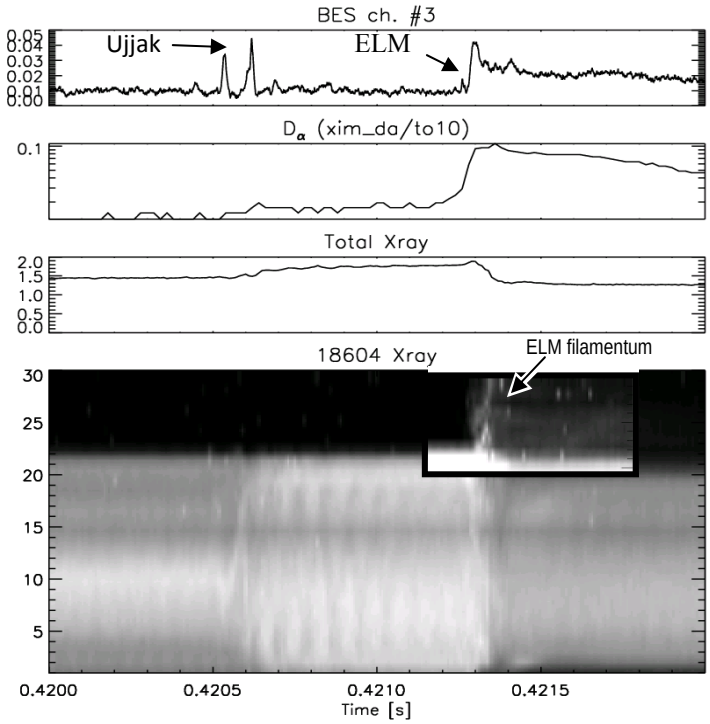
92. ábra: Prekurzor hullám és ELM filamentum poloidális képe gyors kamera felvételeken

A mágneses jelek elemzéséből azt is megállapíthatjuk, hogy a prekurzor hullám a magplazma toroidális forgásához van csatolva, így forgási sebessége 100km/s, míg az ELM filamentumok a szél plazma toroidális sebességgel mozognak, ami 10 km/s.

Érintkezés a plazma határoló fallal

Amikor a prekurzor hullámból megjelenő ujjak kinyúlnak a határréteg plazmába, a D_α vonalas sugárzás némileg megemelkedik, ami a megnövekedett plazma fal kölcsönhatásra utal. A megnövekedett látható sugárzást a gyors kamerával is érzékeljük, a szeparátrix környékén egy

nagy intenzitású 10-20 μs-ig látható réteg látható. Az SXR kamerák segítségével részletesebben követhető ez a szakasz. A 93. ábrán a NyES #3 csatornája, a D_α, a teljes röntgen sugárzás és a röntgen kamerákból előállított kétdimenziós ábra látható



93. ábra: A horizontális röntgen kamera kétdimenziós kép (alul), a teljes röntgen sugárzás, a divertor a D_α sugárzás, és a pedesztálon mérő NyES csatorna jele. A röntgen kamera jelén a kis négyzetben lévő területen 3-szoros intenzitás növelést alkalmaztunk, a jel jobb láthatóvá tétele érdekében.

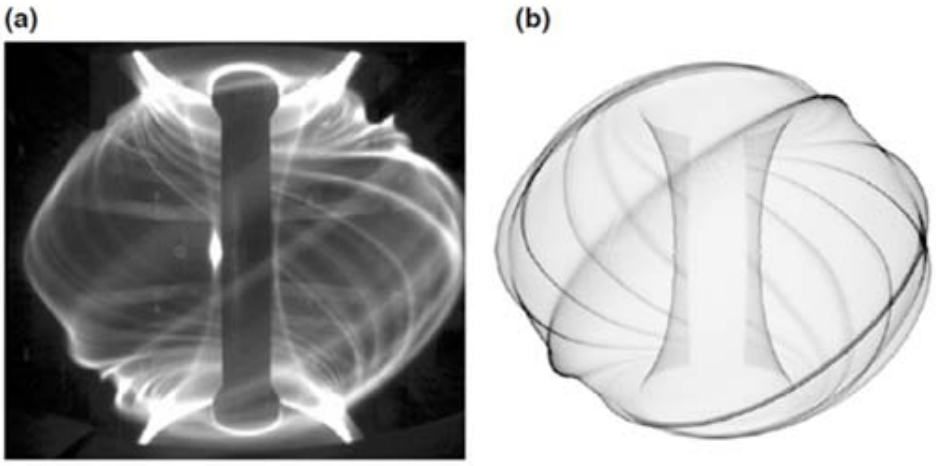
Az vízszintesen néző (tehát függőleges eloszlást ábrázoló) röntgen kamerákból alkotott kép egy olyan esetet mutat, amikor a prekurzor ujjak után nem azonnal keletkezik ELM. Az ujjak megjelenése a felső NyES csatornán jól látható, de az ELM összeomlás csak mintegy 1 ms után következik be. Az ujjak megjelenésével egyidőben a röntgen kamerákban vékony struktúrák poloidális mozgása látszik. A tangenciális röntgen kamerában csak külső szélső csatornában jelennek meg ezek a struktúrák és az áram iránnyal megegyező irányban toroidálisan mozognak, a magplazma áramlásának sebességével. A kétdimenziós ábrán jól látszik, hogy a plazma szélen erősen megnő a röntgensugárzás az ujjak megjelenésével egyidőben, és az ELM megjelenéséig magas szinten is marad. A fenti esetben az ELM 1ms után jön, de a röntgen sugárzás megnövekedett értéke más esetben akár 10-20 ms ideig ilyen értéken maradt. A 93. ábrán a röntgen jeleket erős MHD mód aktivitás modulálja.

A röntgensugárzás növekedést a szélplazmában, a sűrűség, a hőmérséklet, vagy az effektív rendszám növekedése okozhatja. A Thomson szórás és a NyES diagnosztika kizárja az első két lehetőséget, így csak a megnövekedett szennyező koncentráció okozhatja az észlelt kétszeres röntgen intenzitást. A fal kapcsolat után az ujjak visszahúzódnak, és korai ELM esetén nem is jelennek meg újra. Előfordulhat, hogy az újjak visszahúzódása utáni első ELM csak 10-20 ms múlva keletkezik és azt újabb prekurzor hullám előzi meg. Ilyenkor a szélen a röntgen sugárzás a már megemelkedett szintről tovább nő. Ez konzisztens azzal a képpel, hogy a kinyúló plazma ujjak a fallal való kölcsönhatás során egy szennyező felhőt juttatnak a plazma szélébe. Ezt a H-módban levő, jó részecske összetartási tulajdonsággal bíró plazma akkumulálja, és csak a következő ELM tudja kisöpörni a szennyezőket. Ez a megfigyelés jól mutatja az ELM-ek fontosságát a szennyezők eltávolításában.

Az ELM

A 93. ábrán a röntgen képen is látszik a forró plazma filamentumok határréteg plazmába áramlása az ELM instabilitás alatt. A mérések szerint a plazma energiavesztéségében ezek a filamentáris struktúrák jelentős szerepet játszanak, mintegy vezetőként áramlik rajtuk a forró plazma. Ezek a filamentumok nem látszanak az előbb említett fal kölcsönhatáskor és poloidális méretük az ujjaknál lényegesen kisebb.

Az ELM filamentumok vizsgálata kiterjedt kutatási téma[28], a MAST fő kutatási vonalának is része[99]. A gyors kamerák különösen alkalmasak ezeknek a filamentumoknak a részletes vizsgálatára, de ezen eredmények részletezése túlmutatnak ennek az értekezésnek a keretein. Gyors kamerás méréseket és filamentum modellezést mutat a 94. ábra.



94. ábra: Az ELM alatti filamentáris struktúrák egy gyors kamera képen és a kép modellezése az erővonalak mentén elhelyezkedő fonalszerű struktúrákkal.

Az ELM a sűrűségprofil lapulásával jár, amit a NyES diagnosztika elméletileg jó idő felbontással tudna követni. A MAST diagnosztika korlátja azonban a CII vonal miatti intenzitás bizonytalanság az ELM után, amit az időlegesen megnövekedett háttér okoz. Ennek megfelelően a profil mérése bizonytalan az ELM alatt.

Az eredmények elemzése

A fenti megfigyelések értelmezésével a következő eseményláncolatra lehet következtetni. A H-mód alatt egy m/n=1/1 magplazmában található MHD módus keletkezik, amely nemlineáris folyamatokkal stabilizálódik. Ezt a módust a MISHKA nevű MHD kód szimuláció egy belső könyök instabilitásként azonosította, amit nyomás és a lapos q profil destabilizál. A módus amplitúdója lassan növekszik és az energiaösszetartási időskálán a szélplazma irányába kiterjed. A szélplazmában poloidális módusszáma a helyi q értékhez igazodik (m=3-4), mivel a mágneses tér menti perturbációk igénylik a legkevesebb energiát. Ezt a jelenséget numerikus szimuláció is mutatja. A módus térben modulálja a pedesztál nyomásgradienst. A profil nagy gradiensű részén a lokális — úgynevezett ballooning instabilitások — növekedési rátája megnő. Ezek a magasabb poloidális módusszámú hullámok csak az elsődleges MHD hullám tetején nőnek meg, ahol a nyomásgradiens nagyobb, ennek megfelelően éles bordákat hoznak létre az elsődleges hullámok tetején. Ezek átvonulását mérjük a határréteg plazmába betüremkedő ujjakként. Ahogy említettük, az elsődleges hullám a magplazmából származik, és annak sebességével forog. A lassabban áramló szélplazma ezt úgy érzékeli, hogy a hullám átvonulása rövid időre megnöveli a nyomásgradienst és destabilizálja a lokális ballooning instabilitást. A hullám átvonulása után a ballooning módus ismét stabil lesz. Ez adhat magyarázatot arra, hogy az ujjak miért nőnek az ideális MHD időskálánál lassabban. Amikor a magplazma módus szélplazmát moduláló átvonulása alatt a ballooning hullámok nagyra tudnak nőni, az ujjak hirtelen kinyúlnak a határréteg plazmába. Mivel ez az ideális MHD instabilitás rövidebb idő alatt felnő, mint a magplazma hullám körbeforgási sebessége, ezért a rögzített helyen mérő NyES diagnosztika mindig más és más állapotot lát: az ujjak száma 0-3 között változik.

A fal kölcsönhatással létrejövő azonnali hűtő hatás csökkenti lokális plazma nyomásgradienst, megszüntetve az instabilitást kiváltó hatást, és az ujjak visszahúzódnak. A plazma-fal kölcsönhatás révén egy szennyező felhő jut a szélplazmába, ami megemeli a lokális effektív rendszámot és ezen keresztül a röntgensugárzást.

Az ELM keltés kérdése további kérdéseket vet fel. Az fontos tény, hogy a NyES diagnosztika által megfigyelt prekurzorok nem mindegyike kelt ELM-et. Illetve ELM-eket megfigyeltünk prekurzorok nélkül is, így a prekurzorok megjelenése csak egy lehetséges ELM keltési mechanizmus. Az ELM keltésben szerepet játszhat több más tényező is:

- A pedesztál nyomásprofil a magplazma módus nélkül is elérheti a kritikus gradienst és azonnal ELM-et okozhat.
- A fallal való érintkezés hatására energia ürül ki gyorsan egy fluxus csőből, ami a pelletek ELM triggerelő hatásához[100][101] hasonlóan egy ELM-et vált ki.
- Esetleg a beáramló szennyezők is hozzájárulhatnak valamelyik fenti hatás erősítéséhez.

Jelenleg a természetes ELM-ek keletkezése sem teljesen tisztázott eset, de az tény hogy a MAST-os mérésen kívül az előző fejezetben mutatott TEXTOR mérésben is látszanak nemlineárisan növekvő, a határréteg plazmába kinyúló struktúrák. Hasonló eredményekről számoltak be a TCV-ről is[103]. A MAST-on a 2010 végén üzembe álló 2D NyES mérés sok kérdésre adhat választ, egyik kiemelt kutatási témája az ELM evolúció vizsgálata lesz.

6 Kitekintés

A doktori dolgozat megírása estemben nem a munka lezárását, hanem „csak” az eddigi eredmények összefoglalását jelenti. Doktori hallgatóként több olyan hosszútávú projekt részese voltam, aminek befejezése egyértelműen túlmutatott a doktori értekezésbe foglalható kereteken. A jövő fejlesztési terviről ejtek szót röviden az alábbiakban.

MAST 2D NyES

Ennek a diagnosztikának a fejlesztése és a tervezett célok szerepelnek a dolgozatban. A gyártási és a tesztelési folyamatok után, a tervezett beépítési idő 2010 júniusa. Az első plazmamérések a diagnosztikával 2011 első hónapjaiban várhatóak. Reményeink szerint Európa első kétdimenziós fluktuációmérésre tervezett NyES diagnosztikája beváltja a hozzá fűzött reményeket

TEXTOR.

Bátran állíthatjuk, hogy jelenleg a TEXTOR-on működő lítium NyES a legjobb ilyen diagnosztika fluktuáció mérés szempontjából, és nemcsak Európában. Az erőinket itt a meglévő eszközök hatékony kihasználására és az adatfeldolgozásra kell fókuszálni. Tekintve, hogy a TEXTOR élettartama a végéhez közeledik, erre feltehetően csak néhány évünk van.

Turbulencia mérés és GAM-ok

Az értekezésben is tárgyalt GAM-ok és zonális áramlások kísérleti megfigyelése és elméletekkel való összehasonlítása lesz a következő időszak legérdekesebb feladata. A MAST-on reményeink szerint nemcsak meglátjuk ezeket a struktúrákat, de akár követni tudjuk majd a belső és szél transzportgátak kialakulását is. A GAM-ok és a turbulencia kölcsönhatása szintén az érdeklődés középpontjában van mind a TEXTOR, mind a MAST méréssel kapcsolatban

JET

A dolgozatban említett megfigyelő rendszer felújítással a lítium NyES fontos szélplazma diagnosztikává lép majd elő terveink szerint. A jelenlegi ASDEX-Upgraden működő nyalábhoz hasonlóan rutinszerűen lehetne 10 kHz-en szélsűrűség profilokat előállítani. A JET jelenleg átépítés alatt áll, hogy az ITER-re tervezetthez hasonló belső falat tudjanak tesztelni vele. A szélplazma diagnosztikák ezért különösen fontos szerepet játszanak. Az ITER szempontjából szintén kritikus ELM szélplazma instabilitások vizsgálatában is szerepet kaphat.

COMPASS

A COMPASS a legkisebb divertoros D-alakú plazmával rendelkező L-H átmenetet produkáló berendezés. Az itt épített lítium NyES diagnosztika nem csak turbulencia és különböző poloidális áramlások mérésére lesz alkalmas, de egy új ötlet alkalmazásával a plazmaáram profil változásait is mérhetjük vele. Az első nyaláb mérések már 2010 végén várhatók.

Fúziós plazma turbulenciájának és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával

Dunai Dániel

A dolgozat a szabályozott magfúziós energiatermelés érdekében mágnesesen összetartott magashőmérsékletű plazmák vizsgálatához kapcsolódik. Munkám során a nyalábemissziós spektroszkópia (NyES) kísérleti módszer fejlesztésébe kapcsolódtam be, mellyel a fúziós plazma sűrűségét és annak nagyfrekvenciás fluktuációit mérjük semleges atomnyalábok segítségével. A fluktuációk elemzésével a plazmaturbulencia vizsgálható, mely megértése kulcsfontosságú a fúziós reaktor megvalósításához. A turbulencia mellett a gyors sűrűségmérés segítségével a plazmában előforduló más tranziens folyamatok (pld: instabilitások, hullámok) is kiválóan tanulmányozhatók. Kutatási programom NyES mérések elemeinek továbbfejlesztése, diagnosztikák felépítése, mérések végzése és a mérési eredmények kiértékelése volt különböző berendezéseken.

Kísérleti munkám a NyES céljaira optimális detektor típus kifejlesztésével indult. Az optimális detektor keresését adatgyűjtéssel és egy szimulációs program írásával kezdtem, ahol a ma használatos detektor típusokat, és az elektronikai erősítésből adódó zajokat modelleztem. Eredményeim szerint az optimális detektor választása függ a fényintenzitástól: 1 MHz sávszélesség mellett ~$5*10^8$ foton/sec alatt a fotoelektron-sokszorozó (PMT) csövek a legjobb detektorok, e felett a lavina-fotodiódák (APD) az optimálisak. A számolások alapján egy kiszajú nagyfrekvenciás analóg erősítőt terveztem és építettem, amit később többször tökéletesítettünk.

A németországi TEXTOR tokamakon egy gyorsított lítium nyaláb diagnosztika építésében vettem részt, ahol a megfigyelési eszközök építése, telepítése, az adatgyűjtés megoldása és részben a begyűjtött adatok feldolgozása volt a feladatom. A kísérlet fontos eleme a fejlett nyalábvezérlő rendszer fejlesztése, amely vezérlése, tesztelése és méréssel való szinkronizációja is a munkám része volt. A mért fényjelekből korrelációs módszerrel határoztam meg a plazmaturbulencia statisztikus tulajdonságait, mint a relatív fluktuációs amplitúdó, korrelációs hosszak, az örvények mozgása. A turbulenciavizsgálatok mellett az L-H átmenetet és az ELM-nek nevezett szélplazma instabilitást is megfigyeltem rendkívül jó időbeli (mikroszekundum) és térbeli (cm-es) felbontással.

Az angliai MAST egy szférikus tokamak, olyan tórusz amelynek kis- és nagysugara közel egyenlő. Itt egy meglévő diagnosztika kiegészítőjeként építettem fel egy NyES mérést egy deutérium fűtőnyalábra. A mért jelekből kimutattam a fluktuációs amplitúdó változását az úgynevezett L-H átmenetnél a szélplazmában. A mágneses szondákon mérhető hullámokat tudtam radiálisan lokalizálni a jelek keresztkorrelációjának segítségével. Bizonyos típusú ELM-ek előtt egy növekvő amplitúdójú MHD hullám figyelhető meg a mágneses szondák jelén. Ezt a hullámot a NyES jelekben is megtalálhatjuk és meghatározhatjuk a radiális pozícióját illetve a növekedési rátáját. A prekurzor hullámok viselkedésének részletes leírását adtuk több diagnosztika felhasználásával. A sikeres együttműködés folytatásaként egy 32 csatornás kétdimenziós NyES mérést terveztünk és építettünk, melynek installálása jelenleg zajlik. Ez a turbulencia mérésre optimalizált rendszer a számítások szerint egyedülálló betekintést nyújt majd a plazma fluktuációk és poloidális áramlások, ezen keresztül a transzportgátak felépülésének fizikájába.

A szintén angliai JET a világ jelenlegi legnagyobb fúziós kísérlete. Itt egy 4 csatornás próba NyES rendszert építettem, amivel a határréteg plazma és szélplazma áramlását és fluktuációinak mérését demonstráltam egy lítium atomnyaláb fényének megfigyelésével . A próba rendszer eredményességének hatására, egy új fluktuációs diagnosztika telepítésére született döntés, mely a MAST-ra fejlesztett detektorunkat fogja alkalmazni.

Study of fusion plasma fluctuations and transient events with beam emission spectroscopy diagnostics

Dániel Dunai

The topic of the thesis is the study of magnetically confined high temperature plasmas for controlled nuclear fusion. My work contributes to the development of Beam Emission Spectroscopy (BES) diagnostics which measures the plasma electron density and its high frequency fluctuations using neutral particle beams. Through fluctuations plasma turbulence can be studied which is of key importance for the development of the nuclear fusion power plant. Additionally to turbulence fast density profile measurement also enables the study of other transient phenomena in the plasma like instabilities and waves. My research topics covered the development, construction and installation of these diagnostics to various fusion devices as well as operation of the diagnostics, processing and analysis of the measured data.

My experimental research started with the development of the optimal detector for BES diagnostics. A simulation code was developed, which is capable of comparing the achievable signal to noise ratio of various detector types, including photon statistics and noise of the detector and the amplifier electronics. According to this simulation the choice of the optimal detector depends on the incoming photon flux. At 1 MHz bandwidth up to $\sim 5*10^8$ photons/sec photon flux photomultiplier tubes are the optimal choice, above this the Avalanche Photodiodes are superior. Using the results of the calculations a high frequency low noise amplifier circuit was designed utilizing the latest detector and electronics technology.

I participated in the construction of an accelerated lithium BES diagnostics at the TEXTOR tokamak in Germany. My responsibility was the installation of detectors, the data acquisition system, and partly the analysis of the data. An important part of the diagnostics is the advanced beam modulation system. The control, the synchronisation with the data acquisition and the test of this system was also my experimental work. With the diagnostics I studied statistical properties of plasma turbulence like amplitude, correlation length and time, flow of structures. Additionally to turbulence I have also studied in detail the limiter L-H transition and the edge plasma instabilities known as ELMs.

MAST is a small aspect ratio spherical tokamak in the UK. A piggy-back BES system was installed on a Deuterium heating beam utilizing an existing observation system. The edge plasma turbulence in Low and in High confinement mode was analysed. Fast particle driven MHD waves were identified and their radial position was localised using crosscorrelation analysis of BES and Mirnov coil signals. Magnetic probe signals in MAST show precursor oscillations before type I ELMs in certain plasma configurations. This precursor activity was identified and studied with the BES diagnostics. Following the successful demonstration of the capabilities of the BES diagnostics, a new 2D BES system is being built optimized for turbulence measurements. According to calculations this system will give a unique insight into the physics of fluctuations, poloidal flows, and through them, into the formation of the transport barriers.

JET is the largest fusion experiment of our days. I have designed, constructed and installed a 4 channels trial BES system on the Lithium BES diagnostics. Due to technical constraints and limitations only the demonstration of the plasma fluctuation and flow measurements could be achieved. A multichannel fast BES observation system is being designed on the basis of these experiences.

Köszönetnyilvánítás

Sok mindenkinek tartozom hálával, akik az elmúlt években itthon és külföldön segítették a munkámat, vagy csak eligazodni egy adott hely vagy probléma útvesztőjében.

Először is a témavezetőmnek Dr. Zoletnik Sándornak tartozom hálával az elmúlt lassan egy évtized mindennapi közös munkájáért. A diplomamunkám, amit szintén az ő vezetése mellett írtam, ezen részébe azt írtam: „segítőkészsége és kifogyhatatlan energiája mindig túllendített a kisebb-nagyobb buktatókon.” Ma sem fogalmazhatnék jobban. Az évek számával nemcsak a buktatók száma, de mérete is nő valamilyen, eddig fel nem tárt fizikai törvény szerint, de támogatásával, és gyakran hathatós segítségével eddig még minden akadályt legyőztünk, és remélem így marad ez a jövőben is.

Másodszor a fiatal és fiatalos RMKI-s és fúziós kollégákat illeti a köszönet, a közös sikerekért, hasznos beszélgetésekért, a mindennapi jó hangulatért. Külön köszönet azokak, akik a következőkből akár csak egyben is magukra ismernek: Ládvi, Turf, Fáraó,Irish-Jülich, Trombitás, Half Moon, U Medvídku, Négy Szürke, Szent Tamás, Half Moon, Gödör, U Zlateho tygra, Railway Inn, U Fleku, Kings Arms,... Sosem derül ki, a jó gondolatok hol születtek.

Harmadszor a barátoknak a barátság intézményéért.

Kiemelt helyen a szüleimnek köszönöm az évek alatti folyamatos támogatást és bizalmat.

And at last but not at least for those, who can’t understand a simple word from this whole. If you read these lines, that could just mean, I’d like to thank for the days we’ve spent or we will spend together somewhere in space-time.

Irodalomjegyzék

[1] International Data Base (IDB) — World Population

[2] *Climate Change 2007* - The Physical Science Basis, Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC ISBN 978 0521 88009-1

[3] M. Shimada *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S1 (2007)

[4] ITER Physics Expert Groups *et al*, Nucl. Fusion **39**, 2137 (1999)

[5] Aymar R., Barabasci P., Shimomura Y., Plasma Physics and Controlled Fusion **44** 519 (2002)

[6] Gamow, G., Teller, E. (1938) Physical Review **53** 608

[7] LAWSON, J.D., 1957, *Proc. Phys. Soc. B* **70**, 6.

[8] John Wesson, editor. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, second edition, 1997

[9] J. Jacquinot et al., Nuclear Fusion, Vol. **39**, 235 (1999)

[10] Francis F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Second edition, 2006

[11] C.M. Braams, P.E. Scott, *Nuclear Fusion*, **IOP** Publishing Ltd, 2002

[12] P. Helander and D. J. Sigmar, *Collisional transport in magnetized plasmas*. Cambridge University Press, 2002.

[13] O Grulke and T Klinger, *New Journal of Physics* **4** (2002) 67.1–67.23

[14] A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscosus fluid for very large reynolds numbers. *Proc. R. Soc. Lond. A (Dokl. Akad. Nauk. SSSR,1941)*, 434:9, 1991

[15] P.H. Diamond, K. Itoh, S.-I. Itoh, and T.S. Hahm. Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) R35–R161.

[16] Akihide Fujisawa, Nucl. Fusion **49** (2009) 013001 (42pp)

[17] A. Kramer-Flecken, S. Soldatov, H. R. Koslowski, O. Zimmermann, and TEXTOR Team, PRL **97,** 045006 (2006)

[18] Wagner, F, et al. (1982) Phys. Rev. Lett., **49**, 1408

[19] A. E. Hubbard et al., Plasma Phys. and Control. Fusion **42**, A15 (2000)

[20] T. Hatae, Nucl. Fusion **41**, 285 (2001)

[21] H. Zohm, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 105 (1996)

[22] P. B. Snyder et al, Phys. Plasmas **9**, 2037 (2002)

[23] J. W. Connor et al, Phys. Plasmas **5**, 2687 (1998)
[24] H. R. Wilson et al, Phys. Plasmas **6**, 1925 (1999)
[25] A. Zhitlutkhin et al, J. of Nucl. Materials **363-365**, 301 (2007)
[26] K Kamiya et al, Plasma Phys. Control. Fusion **49** (2007) S43–S62

[27] W Suttrop et al, Plasma Phys. Control. Fusion **38** (1996) 1407–1410.

[28] A. Kirk et al, Plasma Phys. Control. Fusion **48** (2006) B433–B441

[29] R. Aymar et al, Plasma Phys. and Control. Fusion **44**, 519 (2002)
[30] I. H. Hutcchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, Second edition, 2002

[31] Anda G., Bencze A., Berta M. Dunai D., Pokol G.et al., „Fúziós nyári iskola a CASTOR tokamaknál", Fizikai Szemle, 2005 március

[32] A. Szappanos et al., Fusion Engineering and Design **83** (2008) 370–374

[33] J. WESSON, 2000*, The Science of JET, **JET open publication**, see www.jet.efda.org*
[34] Huber A et al*., J. Nucl. Mater. **266–269** 546 (*1999)
[35] Uron Kruezi, *Entwicklung einer Heliumstrahldiagnostik zur Messung der Elektronendichte und –temperatur mit hoher raumlicher und zeitlicher Auflösung,* Doktori értekezés, 2006

[36] B. Schweer , M. Brix, M. Lehnen, Journal of Nuclear Materials 266±269 (1999) 673±678
[37] J. L. Terry, S. J. Zweben, et al, Rev. Sci. Instrum., Vol. **75**, No. 10, October 2004
[38] Zweben S J *et al Nucl. Fusion* **44** 134 2004
[39] G. Kocsis et al, Physics Letters A Volume 202, Issue **1**, 12 June 1995, Pages 106-110
[40] M Bruchhausen et al Plasma Phys. Control. Fusion **46** 489 2004
[41] M. Mattioli *et al Nucl. Fusion* **35** 1115 1995
[42] R. Brandenburg, J. Schweinzer, S. Fiedler, F. Aumayr, H.P. Winter – Modelling of fast neutral Li beams for fusion edge plasma diagnostics; Plasma Phys. and Control. Fusion *Vol.***41***, 471-484* (1999)
[43] J. Schweinzer et al., Plasma Phys. Control. Fusion 34 1173 (1992)
[44] D. Dodt et al., 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, 2009 ECA Vol.**33E**, P-2.148 (2009)
[45] Mathias Brix, Dirk Dodt, Anatolii Korotkov, Philip Morgan, Dániel Dunai et al., Upgrade of the Lithium beam diagnostic at JET, submitted to Rev. Sci. Instrum., 2010

[46] K. McCormick et al., Rev. Sci. Instrum. **56**, 1063 (1985)

[47] K. McCormick et al., Fusion engineering and design 1997, vol. 34-35, pp. 125

[48] G. Anda, D. Dunai, G. Petravich, J. Sárközi, S. Zoletnik, B. Schweer,"*35th EPS Conference on Plasma Phys. 2008 ECA Vol.**32D**, P-5.076 (2008)*

[49] S. Zoletnik, G. Petravich, A. Bence, M. Berta, S. Fiedler, K. McCormick, J. Schweinzer - Rev. Sci. Instrum. *Vol.***76** (2005)

[50] D. Dunai, G. Anda et al., Beam emission spectroscopy for reinstalled COMPASS tokamak COMPASS PROGRAMMATIC CONFERENCE, Prague, April 2 - 3, 2009

[51] G. Anda, G. Petravich, S. Zoletnik, S. Bató – Li-beam Developements for High-Energy Plasma Diagnostics; *Fusion Engineering and Design Vol.***74** *715-719* (2005)

[52] Anda Gábor, Atomnyaláb diagnosztika fejlesztése fúziós plazmafizikai mérésekhez*,* Doktori értekezés, BME, 2010

[53] J Schweinzer, E Wolfrum, F Aumayr, M Pockl, H P Winter, R P Schorn, E Hintz and A Unterreiter, Plasma Phys. Control. Fusion 34 1173 (1992)

[54] R Fischer, E Wolfrum, J Schweinzer and ASDEX Upgrade Team, Plasma Phys. Control. Fusion 50 085009 (2008)

[55] H. D. Falter et el., Fusion Engineering and Design Volumes 56-57, October 2001, Pages 941-946

[56] Ursel Fantz, Plasma Heating: Neutral Beam Injection for Present and Future Fusion Devices, IPP Summer University, Greifswald September 24-28, 2007

[57] G. McKee, R. Ashley, R. Durst, R. Fonck, M. Jakubowski, Rev. Sci. Instrum. 70 913 (1999)

[58] G. R. McKee, C. Fenzi, R. J. Fonck, M. Jakubowski - Rev. Sci. Instrum. *Vol.***74** № 3. *2014-2019* (2003)

[59] Pusztai István, Fúziós berendezések atomnyaláb diagnosztikájának modellezése, Diplomamunka, BME, 2007

[60] I. Pusztai, G. Pokol, D. Dunai, D. Refy, G. Por, G. Anda, S. Zoletnik, J. Schweinzer, Rev. Sci. Instrum.**80**, 083502 (2009)

[61] S. Kálvin, G. Anda, D. Dunai, G. Petravich, S. Zoletnik, G. Pokol, B. Játékos, I. Pusztai3, D. Réfi, 36th EPS Conference on Plasma Phys. ECA Vol.**33E**, P-5.211 (2009)

[62] Julius S. Bendat and Allan G. Piersol. *Random Data Analysis and Measurement Procedures* John Wiley & Sons, INC, 2000

[63] S Zoletnik, S Fiedler, G Kocsis, G K McCormick, J Schweinzer, and H P Winter. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 40:1399, 1998

[64] S. Zoletnik, N.P. Basse, A. Bencze, D. Dunai, et al., 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 27 June - 1 July 2005 ECA Vol.29C, P-5.023 (2005)

[65] R. J. Fonck, R. Ashley, and R. Durst, *Rev. Sci. Instrum.* 63 4924 (1992)

[66] S. Zoletnik, M. Anton, M. Endler, S. Fiedler, M. Hirsch, K. McCormick, J. Schweinzer, *Phys. Plasmas* 6 4239 (1999)

[67] G. McKee, R. Ashley, R. Durst, R. Fonck, M. Jakubowski, K. Tritz, K. Burrell, C. Greenfeld,and J. Robinson, Rev. Sci. Instrum. **70** 913 (1999)

[68] Analog Devices AD8065, AD8099 datasheet

[69] Hamamatsu Photodiode Technical Information

[70] D. Dunai, S. Zoletnik, J. Sárközi, A.R. Field, Avalanche Photodiode based Detector for Beam Emission Spectroscopy, Rev. Sci. Instrum., beküldve 2009

[71] J Schweinzer – Documentation on the Installation of a Code Package at NIFS for Reconstructing Density Profiles from Lithium Beam Emission Data; *IPP-Garching belső dokumentum* (2005)

[72] G. Petravich, G. Anda, D. Dunai, S. Kálvin, S. Zoletnik, Light Profile Measurement on the 35keV Lithium Beam on TEXTOR, *36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, 2009 ECA Vol.**33E**, P-1.187 (2009)*

[73] D. Dunai, S. Zoletnik, G. Anda, G. Petravich et al., Turbulence properties of the edge plasma at TEXTOR measured by Beam Emission Spectroscopy, *36th EPS Conference on Plasma Phys., 2009 ECA Vol.**33E**, P-1.182 (2009)*

[74] S. Zoletnik, L. Bardoczi, G. Anda, D. Dunai, G. Petravich et al., *36th EPS Conference on Plasma Phys. 2009 ECA Vol.**33E**, P-1.192 (2009)*

[75] A. Thyagaraja, P. J. Knight, M. R. de Baar, G. M. D. Hogeweij, and E. Min, Phys. Plasmas **12**, 090907 (2005)

[76] N. J. Conway, P. G. Carolan, J. McCone, and M. J. Walsh, Rev. Sci. Instrum. **77**, 10F131 (2006)

[77] Marco Wisse, Charge-Exchange Spectroscopy in the MAST Tokamak, Doktori Értekezés, Physics Department University College Cork, 2007

[78] D. Dunai, A. R. Field, N. J. Conway, A. Thyagaraja, S. Zoletnik, and J. Sárközi, 34th EPS Conference on Plasma Physics, Warsaw, Poland, 2007 Paper No. P5-082

[79] H. P. Summers, "Atomic data and analysis structure," JET Report No. JET-IR (94) 06, (1994)

[80] A.R. Field, D. Dunai, N. J. Conway, S. Zoletnik, and J. Sárközi, , Rev. Sci. Instrum. **80**, 073503 (2009)

[81] Y. Ghim(Kim), A.R. Field, S. Zoletnik, and D. Dunai, Calculation of spatial response of 2D BES diagnostic on MAST, submitted to Rev. Sci. Instrum

[82] D. Dunai, KY6- JET Li-beam diagnostics System Maintenance Guide, JDN/H(08)029, 2008

[83] Y H Xu, S Jachmich, R R Weynants, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) 1841–1855

[84] A. Kramer-Flecken et al., Nucl. Fusion **44** (2004) 1143–1157
[85] Melnikov A.V. *et al* 2003 *Proc. 30th EPS Conf. (St Petersburg, 7–11 July 2003)* vol 27A (ECA) P-3.114
[86] J Bleuel, M Endler, H Niedermeyer, M Schubert, H Thomsen and The W7-AS Team. New Journal of Physics 4 (2002) 38.1
[87] A. Bencze and S. Zoletnik. *Phys. Plasmas*, 12:052323, 2005
[88] Bencze Attila, Plazmafluktuációk és turbulens áramlások statisztikus vizsgálata fúziós plazmában, Doktori értekezés, BME, 2007
[89] Bardóczi László, Sebesség mérési módszerek plazma turbulenciában, TDK dolgozat, BME, 2009
[90] Y. Xu, S. Jachmich, R. R. Weynants, M. Van Schoor, M. Vergote, A. Krämer-Flecken, O. Schmitz, B. Unterberg, and the TEXTOR team 36th EPS Conference on Plasma Phys., *2009 ECA Vol.**33E**, P-1.191* (2009)
[91] S.D.Pinches, L.C.Appel, I.T. Chapman , G.Cunningham, D.Dunai *et al* Fast Particle Instabilities in MAST, EX/P8-7 *Proceedings of the 22nd IAEA Fusion Energy Conference Geneva, 13-18 October* 2008
[92] Pokol Gergő et al., Az ITER töltéscsere diagnosztikájának fejlesztése, Nukleon III. évf. (2010) 59
[93] F. Wagner, A quarter-century of H-mode studies, Plasma Phys. Control. Fusion **49** (2007) B1–B33
[94] K.H. Finken *et al* 2007 *Nucl. Fusion* **47** 522
[95] S. Soldatov, Reflectometry study on turbulence and ELM dynamics in limiter H-mode plasmas with and without RMP in TEXTOR, EFTSOMP 2009
[96] S. Zoletnik M. Agostini, E. Belonohy, G. Bonhomme, D. Dunai *et al* 2010 *Nucl. Fusion* **50** 047001
[97] R. Scannell et al., Plasma Phys. Control. Fusion **49** (2007) 1431–1446
[98] S.Zoletnik, D. Dunai, A. R. Field, A. Kirk *35th EPS Conf. on Plasma Phys., ECA Vol.32*D O-4.031 (2008)
[99] H. Meyer, R.J. Akers....D. Dunai....et al., Overview of physics results from MAST, Nucl. Fusion **49** (2009) 104017
[100] P.T. Lang et al., Nucl. Fusion 44 665, (2004)
[101] Szepesi Tamás: DEUTÉRIUMJÉG PELLETEK ÉS FORRÓ PLAZMA KÖLCSÖNHATÁSÁNAK VIZSGÁLATA, Doktori értekezés, BME, 2009
[102] H. Reimerdes *et al* 1998 *Nucl. Fusion* **38** 319
[103] DOYLE E.J., et al 2007, Nuclear Fusion 47 S18
[104] F. Wagner, Physics of and Achievements with the H-mode, ITER summer school, Aix-en-Provence, 2007