



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

## TDK DOLGOZAT

**Tranziens plazmahullámok módusszám  
analízise az ASDEX Upgrade tokamakon**

**Pölöskei Péter Zsolt**

Fizkus MSc I. évf.

Természettudományi Kar

Konzulensek:

**Dr. Pokol Gergő**

*Egyetemi docens*

BME Nukleáris Technikai Intézet

**Dr. Papp Gergely**

*Tudományos munkatárs*

Max-Planck Institute für Plasmaphysik

**Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem**

**2015**



# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>5</b>
1.1. Magfúzióval megvalósított energiatermelés a Földön . . . . .	6
<b>2. Globális plazmahullámok térbeli szerkezetének meghatározása</b>	<b>11</b>
2.1. Mágneses diagnosztika . . . . .	11
2.2. Folytonos, lineáris idő-frekvencia transzformáció . . . . .	12
2.2.1. Rövid idejű Fourier Transzformáció . . . . .	15
2.3. Módusszám meghatározása kereszttranszformáltakból . . . . .	16
<b>3. Diszrupciók tokamakokban</b>	<b>21</b>
3.1. Diszrupciók módusszám analízise . . . . .	23
<b>4. Összefoglalás</b>	<b>31</b>
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>33</b>



# 1. fejezet

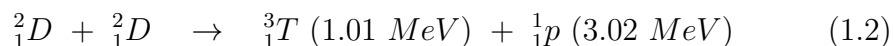
## Bevezetés

Rohanó világunkban, ahol a Föld egyre több és több energiát használ fel évente, kérdéses, hogy hogyan lehet az energiaszükségleteket kielégíteni. Jelenleg a Föld energiatermelésének jelentős hányadát fosszilis tüzelőanyagok elégetésével állítjuk elő, de kizárólag ezzel hosszú távon nem fenntartható az igények kielégítése. Egyrészt, mert csak véges készletek állnak belőlük rendelkezésre, lokalizáltan, csak egyes régiók számára elérhetően. Másrészt a földi klímát befolyásoló hatásukat már csak kevesen vitatják [1]. A probléma egyik lehetséges megoldás a megújuló energiaforrások hatékonyabb kiaknázása, míg a másik a nukleáris energiatermelés, egyaránt már meglévő fissionos technológia és az aktívan kutatatott fúziós energiatermelés, szélesebb körben elterjedése jelenthetné.

Mint ismeretes, a fosszilis tüzelők elégetése során a szénhidrogéneken belüli kötések alakulnak át, így a belőle átalakítható energia az atomok közötti kötési energia nagyságrendjébe ( $1 \text{ eV} \approx 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ) esik, míg ha az atommagok kötési energiáját alakítjuk át, akkor az hat nagyságrenddel több ( $1 \text{ MeV} \approx 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$ ) energiát szabadít fel atomonként, ugyanekkora nagyságrenddel kevesebb „üzemanyagot” igényel. Ebből következik, hogy a nukleáris energia-hordozók felhasználása egy alternatíva lehet [2]. A nukleáris fission, maghasadáson alapuló eljárások már 60 éve ismertek, és alakítanak át energiát az elektromos hálózat számára napjainkban is. Viszont az atommagok kötési energiáját nem csak az atomok hasításával, hanem azok egyesítésével is meg lehet változtatni, ezt nevezzük magfúzióknak.

## 1.1. Magfúzióval megvalósított energiatermelés a Földön

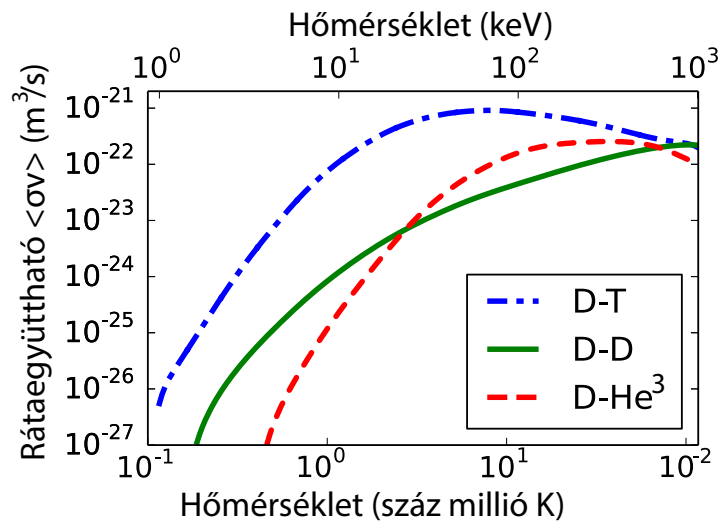
A magfúzió fogalma már régóta ismeretes, hiszen a Nap is ilyen folyamatok révén termeli energiáját, egy lassú folyamat során valósítja meg hidrogén atomok fúzióját [3]. Földi körülmények között nem tudunk akkora gravitáló tömeget felhasználni, így a Napéhoz csak hasonló folyamatok között kell keresni azt, ami a Földön is megvalósítható. Ahhoz hogy a magfúzió egyáltalán megvalósuljon, a pozitív atommagok Coulomb-taszítását kell legyőzni. Mivel ennek nagysága a töltéssel skálázódik, így kézenfekvő kis protonszámú atomokat, hidrogén izotópokat, a hélium könnyebb izotópjait vizsgálni fúziós energiatermelés szempontjából. Mindamellet, hogy ezekre a legkisebb a Coulomb taszítás, az atommagok egyesülésére jutó kötési energia változás is ezekre a legnagyobb. A fent említett atommagokkal a következő négy folyamatot érdemes megvizsgálni energiatermelés szempontjából [4]



A fenti egyenletekből látható, hogy a D + He és D + T reakciókban egy nagyságrenddel több kötési energia szabadul fel, mint a D + D reakciókban. Az energetikai megfontolások mellett a végtermék hélium atommagok kémiaiilag közömbös, nem radioaktív viselkedése sem elhanyagolható faktor a megfelelő reakció kiválasztásánál. Ahhoz, hogy meghatározzuk ténylegesen mennyire hajlamosak reagálni egymással, az egyes reakciókhoz tartozó hatáskeresztmetszeteket kell megvizsgálni, ez fogja meghatározni, hogy melyik folyamatot lehet egyáltalán energiatermelésre felhasználni.

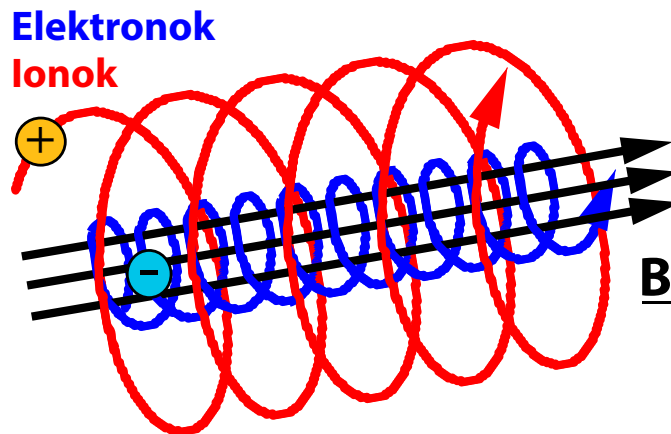
Hatékonyan csak olyan közegben lehet energiát termelni, aminek a hőmérséklete nagyságrendileg százötvenmillió Kelvin [5]. Ilyen hőmérsékleten az atomok jelentős többsége ionizálódik és plazma halmazállapotba kerül. Ahhoz hogy az egyes reakciók előfordulásának valószínűségét meghatározzuk egy ilyen termikus közegben, az adott hőmérsékletű Maxwell-Boltzmann energiaeloszlással súlyozott hatáskeresztmetszeteket, az úgynevezett reakció rátaegyütthatókat kell megvizsgálni, amit az 1.1 ábrán láthatunk.

A 1.1 ábrán látható, hogy a deutérium tríciummal való egyesítésének a legnagyobb a valószínűsége, a „legalacsonyabb” hőmérsékleten, így ez a legkedvezőbb folyamat fúziós energiatermelés szempontjából. A plazmát alkotó



1.1. ábra. Fúziós rátaegyütthatók, amik a termikus közegben jellemzik a különböző reakciók relatív gyakoriságát [5].

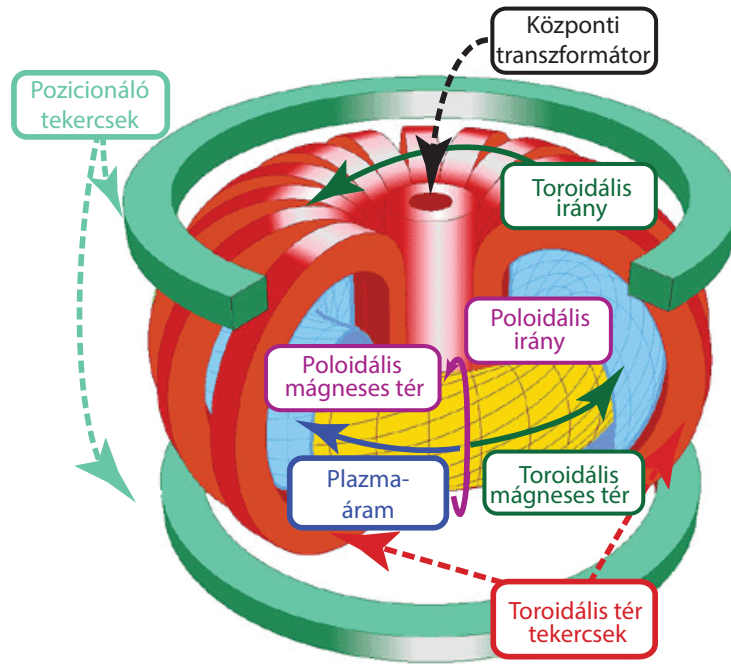
töltött részecskék összetartásának egyik lehetséges módja erős külső mágneses tér alkalmazásával történik, ekkor ezek a részecskék ún. Larmor pályákra állnak, amik a mágneses tér irányát követő spirális trajektóriák, ezek valós térbeli kinézetét szemlélteti az 1.2 ábra.



1.2. ábra. Töltött részecskék mozgása homogén mágneses térben.

Ez a konfiguráció alkalmas töltött részecskék összetartására, mert azok az erővonalak mentén szabadon mozoghatnak, míg arra merőlegesen csak elhanyagolható mértékben mozdulhatnak el. Egyenes berendezésekben a készülék végén elveszhetnének a részecskék, így célszerű a mágneses erőteret egy tó-

ruszba görbíteni. Ilyen geometriában a mágneses tér inhomogenitása instabil plazmaviselkedéshez vezet [5]. Az inhomogén mágneses tér hatására töltésztválás indul meg a plazmában, ami miatt egy függőleges irányú elektromos tér indukálódik. Az elektromos tér hatására a plazma kollektív, töltésfüggetlen driftet végez, ami az egész plazma falnak ütközését eredményezi. A töltésztválást el lehet kerülni a mágneses tér helikális felcsavarásával, ami már stabil plazmakonfigurációt eredményez. Ennek egyik lehetséges módszere a külső transzformátor segítségével a plazmában hajtott árammal történik, ezt a kísérleti berendezést tokamaknak nevezzük, aminek sematikus kinézetét az 1.3 ábra szemlélteti. A készülék tórusz geometriáját figyelembe véve érdemes

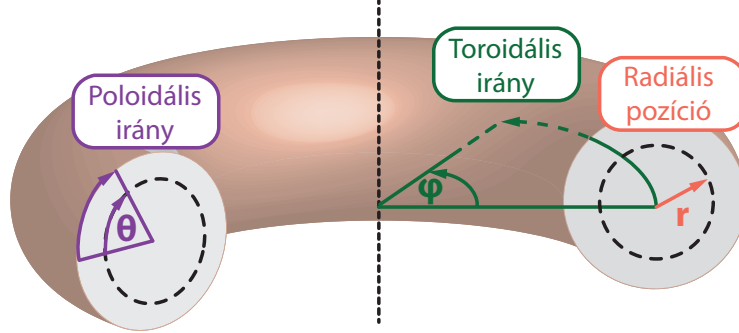


**1.3. ábra.** Tokamak fúziós berendezés sematikus rajza. A központi transzformátor a plazmában áramot hajt, ami piros toroidális tértekercsekkel együtt alakítja ki a helikálisan csavart mágneses térszerkezetet.

egy ehhez idomuló koordináta rendszerből vizsgálni a plazmában lezajló fizikai folyamatokat. Így vezetjük be a  $\varphi$  toroidális irányt, ami a tokamakot egy vízszintes síkkal elmeteszve jelöli ki a körüljárási irányt egy szögkoordinátával;



a  $\theta$  poloidális irányt, ami a toroidális irányhoz hasonlóan, a tokamakot egy függőleges síkkal elmeteszve jelöl ki egy pozíciót egy másik szögkoordináta segítségével; valamint az  $r$  radiális pozíció a tokamak poloidális (függőleges) metszetében. A geometriához illő koordináta irányokat szemlélteti az 1.4 ábra.



**1.4. ábra.** Tokamak tórusz geometriájához illeszkedő koordináta irányok szemléltetése.

A plazmában különböző hullámok terjedhetnek (sűrűség, elektromágneses stb.), amiknek ha a hullámhossza összemérhető a berendezés karakterisztikus méreteivel, a periodikus peremfeltétel következtében globális módusok jöhetnek létre. Egy ilyen globális  $\Psi$  hullámfüggvényt az alábbi formális egyenlettel írhatjuk le:

$$\Psi(r, \theta^*, \varphi, t) = \xi_{m,n}(r, \theta^*) e^{i(m\theta^* + n\varphi - \omega t)}, \quad (1.5)$$

A függvény helyfüggő változói  $r$ ,  $\theta^*$  és  $\varphi$  megfeleltethetőek a korábban ismert tokamak geometriához idomuló koordináta rendszer változóinak [6],  $\xi_{m,n}$  a hullám radiális sajátfüggvénye,  $\omega$  pedig a hullám körfrekvenciája. A módus térbeli periodicitását  $m$  poloidális-, és  $n$  toroidális egész módusszámmal jellemezhetjük, ezeknek ismeretében következtethetünk a plazmában lezajló folyamatok viselkedésére, így ismeretük alapvető fontosságú fúziós kutatásokban. A pozitív módusszám az 1.4 ábrán feltüntetett koordináta irányokba való terjedést jelenti, míg a negatív az azzal ellentéteset.

Vizsgáljuk meg, hogyan függ egy fentiekben definiált tisztán harmonikus hullám fázisa adott idő-frekvencia pontban különböző toroidális pozíciókban, de azonos poloidális pozícióban!

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{kl}^{id} &= \arg(\Psi(\rho, \theta^*, \varphi_k, t)) - \arg(\Psi(\rho, \theta^*, \varphi_l, t)) = \\ &= n \cdot (\varphi_k - \varphi_l) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Láthatjuk, hogy ebben az fent említett esetben a fáziskülönbség lineáris függvénye a toroidális pozíció különbségnek, az arányossági tényező pedig a toroidális módusszám. Az előbbiekkal analógiában hasonló megállapítások tehetőek a poloidális módusszám meghatározásának tekintetében is, ha azonos toroidális pozícióban, de eltérő poloidális pozíciókban vizsgáljuk egy globális hullámnak a fázisát. Ez az összefüggés szolgáltatja az alapot ahhoz, hogy plazmahullámok térbeli szerkezetét határozhassam meg, a továbbiakban a toroidális módusszám meghatározásával ismertetem a módszert.

Kutatásom alapját a németországi ASDEX Upgrade tokamak fúziós berendezésnél 2015 nyarán eltöltött két hetes időszakom adta. Ezen időszak alatt zajlott egy kísérletsorozat, amikben tranziens plazmahullámok módusszám analízisét végeztem. Ennek kivitelezéséhez a következő [2.](#) fejezetben ismertetem használt diagnosztikai eszközöket és a jelfeldolgozási módszert, majd a [3.](#) fejezetben bemutatom, hogy milyen plazmában lezajló fizikai folyamatokhoz köthetően végeztem vizsgálatokat, milyen megfigyeléseket tettem.

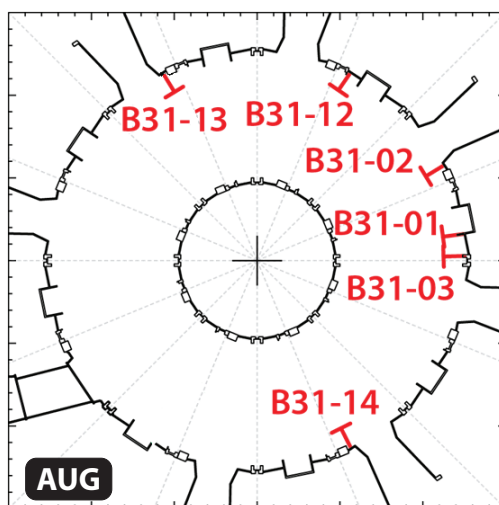
## 2. fejezet

# Globális plazmahullámok térbeli szerkezetének meghatározása

Ebben a fejezetben bemutatom, hogy idei évben elvégzett kutatómunkában milyen mérőeszközöket használtam és milyen adatfeldolgozási módszerekkel dolgoztam fel az általuk mért jeleket. A vizsgált plazma extrém magas hőmérséklete miatt olyan diagnosztikai eszközöket kell használni, amik képesek ilyen mérési körülmények mellett is működni. A fúziós berendezések egyik leg-alapvetőbb diagnosztikai családja a mágneses diagnosztikák, amik a mágneses tér változását detektáló készülékek. Vizsgálataim során az ASDEX Upgrade tokamak ún. ballooning szondáit használtam, ezek a tokamak középsíkjában elhelyezett mérőeszközök, amik a mágneses tér változásának radiális komponensét mérik [7].

### 2.1. Mágneses diagnosztika

A mágnesesen összetartott plazmákban terjedő hullámok jellemzően perturbálják a mágneses tér szerkezetét, így az indukciós törvény alapján tekercsekkel mérhetünk a tér változásával arányos jelet [7]. Az általam használt diagnosztika a németországi ASDEX Upgrade tokamak ún. ballooning szondái voltak, amik a tokamak belső falára szerelt tekercsek, ezek a mágneses tér változásának radiális komponensét hivatottak mérni. Ezek közül is azoknak a jelét dolgoztam fel, amik az ún. toroidális mérőgyűrűben találhatóak, ezeket a szondákat a tokamak középsíkjában, közel azonos poloidális pozícióban helyezték fel. Elhelyezkedésüket a 2.1 ábrán láthatjuk a tokamak felülnézetéből. Ezek 2 MHz-es mintavételezési frekvenciával rendelkeznek, ami lehetőséget



**2.1. ábra.** Ballooning mágneses szondák elhelyezkedése az ASDEX Upgrade tokamak középsíkjában, felülnézetből.

nyújt arra, hogy a legtöbb plazmában történő tranziens folyamatot megfelelő időbeli felbontással detektálhassuk. Mindemellett a korábbi években ezen diagnosztika szisztematikus hibáinak kiküszöbölését végeztem [8, 9], így egy megbízható, pontos mérési eredményeket szolgáltatató diagnosztikának a jeleit dolgoztam fel.

## 2.2. Folytonos, lineáris idő-frekvencia transzformáció

Ahogy az (1.6) egyenletnél láthattuk, a módusszám meghatározásához olyan jelfeldolgozási módszerre van szükségünk, ami egyaránt rendelkezik idő- és frekvenciabeli felbontással, valamint a vizsgált hullám harmonikus komponenseinek fázisának meghatározására is lehetőséget nyújt. A jelfeldolgozásnak egy széles körben elterjedt módszere a folytonos, lineáris idő-frekvencia transzformáción alapuló eljárások, amik kiválóan alkalmasak arra, hogy tranziens jelenségek időbeli fejlődését vizsgáljuk. Ebben a részben szereplő formulákat Stephane Mallat [10] munkája alapján ismertetem.

A folytonos idő-frekvencia transzformáció alapgondolata, hogy a mért  $f(t)$  valós térbeli jeleket az idő-frekvencia sík egy  $g_{t,\omega}$  analitikus bázisán fejtjük

ki, amit a következő módon formalizálhatunk:

$$Tf(t, \omega) = \langle f, g_{t, \omega} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) g_{t, \omega}^*(\tau) d\tau. \quad (2.1)$$

Az atomok egyre normáltak  $L^2(\mathbb{R})$ -ben, és energiájuk a  $(t, \omega)$  pozíciójuk körül egy  $(\sigma_t, \sigma_\omega)$  kiterjedésekkel jellemezhető tartományon koncentrálnak, ezeket a paramétereket a következő egyenletek definiálják:

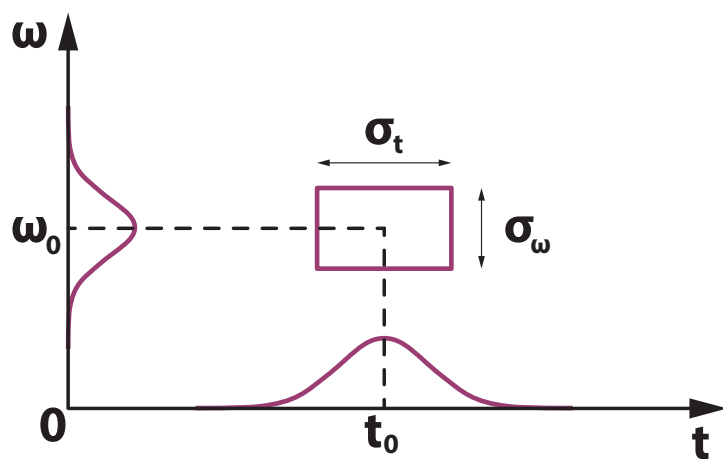
$$\begin{aligned} t &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tau |g_{t, \omega}(\tau)|^2 d\tau, \\ \omega &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega |G_{t, \omega}(\Omega)|^2 d\Omega, \\ \sigma_t^2 &= \int_{-\infty}^{+\infty} (\tau - t)^2 |g_{t, \omega}(\tau)|^2 d\tau, \\ \sigma_\omega^2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\Omega - \omega)^2 t |G_{t, \omega}(\Omega)|^2 d\Omega, \end{aligned} \quad (2.2)$$

ahol  $G_{t, \omega}(\Omega)$  a  $g_{t, \omega}(\tau)$  idő-frekvencia atom Fourier transzformáltja. Az egyes atomok lokalizáltságát szemléltethetjük azok úgynevezett Heisenberg-dobozaival, ami az atom helyét, és kiterjedését adja meg az idő-frekvencia síkon, ezt figyelhetjük meg a 2.2 ábrán.

Az idő-frekvencia síkot nem lehet tetszőlegesen kis részekre bontani, a (2.3) egyenlőtlenség korlátozza annak minimális méretét, így lehet értelmezni annak legkisebb alkotó elemeit, az atomokat.

$$\sigma_t \sigma_\omega \geq \frac{1}{2} \quad (2.3)$$

Mivel az egyes Heisenberg-dobozok megfeleltethetőek az idő- és frekvenciabeli felbontásnak, így látható, hogy nem lehet tetszőlegesen jó felbontást sem elérni. Amennyiben jobb időfelbontást szeretnék, akkor azt csak a frekvenciabeli felbontás rovására tehetem meg és fordítva. Az atomok családjának megválasztása a vizsgált problémától függ, célszerű olyat választani, ami segítségével a kapott eredmény könnyen értelmezhető. Az alábbiakban az általam használt típust, a rövididejű Fourier transzformációt mutatom be.



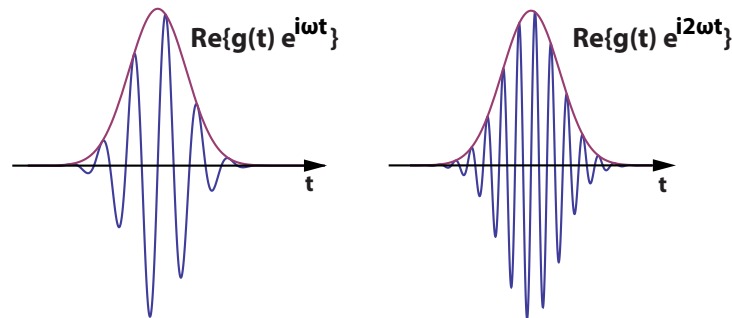
**2.2. ábra.** Idő-frekvencia doboz (Heisenberg-doboz), ami a vizsgált atomok energiájának kiterjedését szemlélteti. Paramétereit a fenti (2.2) egyenletek definiálják.

### 2.2.1. Rövid idejű Fourier Transzformáció

Munkám során rövid idejű Fourier-transzformációt (Short Time Fourier Transform - STFT) használtam, ami olyan transzformáció, ahol az atomok családját az alapatom időbeli és frekvenciabeli eltolásával állítjuk elő:

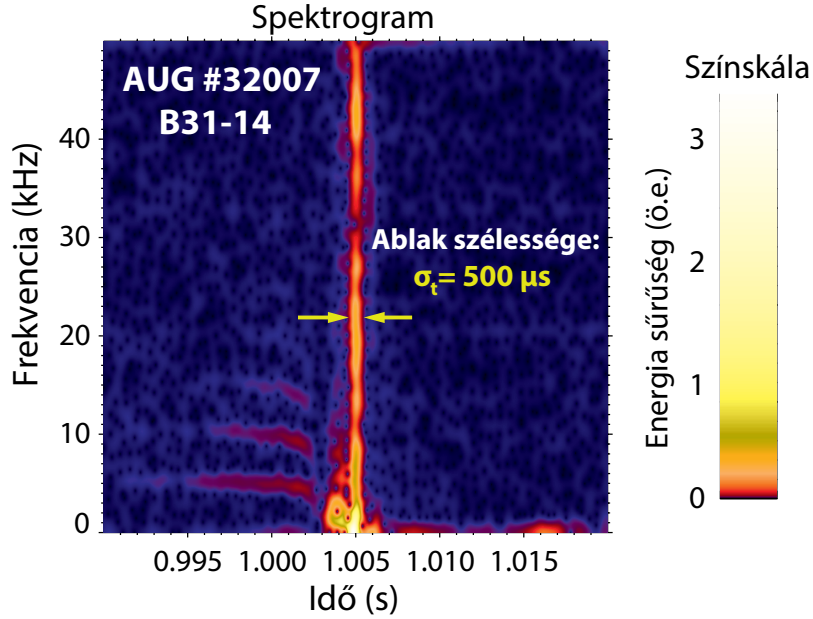
$$g_{t,\omega}(\tau) = e^{i\omega\tau} g(\tau - t). \quad (2.4)$$

A konstrukció miatt a transzformált nem csak időbeli, hanem frekvenciabeli eltolásra is invariáns lesz. Mindemellett az atomokhoz asszociálható Heisenberg-doboz minden egyes idő-frekvencia pontban azonos méretű lesz. Ez azt jelenti, hogy a felbontásunk a transzformáció során konstans, amit függetlenül az idő-frekvencia pozíciótól egy  $(\sigma_t, \sigma_\omega)$  számpárossal jellemezhetjük. A vizsgálataim során Gábor-atomokat használtam, amik egy fix  $\sigma_t$  szórású Gauss ablakfüggvény és egy komplex exponenciális szorzata, ennek valós részét figyelhetjük meg a 2.3 ábrán.



2.3. ábra. Gábor-atomok valós része különböző frekvenciákon.

A transzformáció abszolút értékének négyzete értelmezhető mint a mért jel energiasűrűsége az idő-frekvencia síkon, ezt az STFT esetében spektrogramnak nevezzük, erre láthatunk példát a 2.4 ábrán. A spektrogram olyan frekvenciákon fog felvenni nagy értékeket rögzített időpillanat mellett, ahol az adott időablakon belül domináns, nagy amplitúdójú harmonikus komponensek vannak a mért valós jelben. A 2.4 ábrán a sötétkék szín a kis-, míg a fehér, sárga a nagy energiasűrűségeket jelöli. 0.995 s-tól 8 ms-on keresztül alacsony frekvencián több módust is megfigyelhetünk jól kivehető időfejlődéssel, majd 1.005 s körül egy szélessávú mágneses perturbációt láthatunk. Mindezen kívül megfigyelhetjük azt is a szélessávú perturbáció segítségével, hogy a transzformált felbontása minden pontban azonos, az azonos időben bekövetkező perturbációt egy adott időablakhoz köthetően figyelhetjük meg.



2.4. ábra. MHA-B31-14-es ballooning szonda jeléből számított spektrogram a #32007-es kisülésben.

## 2.3. Módusszám meghatározása kereszttranszformáltakból

Ahogy az (1.6) egyenletnél láttuk, módusszám meghatározásához fázis információra van szükségünk az idő-frekvencia síkon, amit az egyes szondákra számolt transzformáltakból képezhető kereszttranszformáltak segítségével kaphatunk meg:

$$\Delta\phi_{kl}^{meas}(t,\omega) = \arg(Tf_k(t,\omega)Tf_l^*(t,\omega)), \quad (2.5)$$

ahol \* a transzformált komplex konjugáltját jelöli. Két különböző szonda között számított kereszttranszformált fázisa azt fogja megadni minden egyes idő-frekvencia pontban, hogy az ott kiszámolt transzformáltak fázisa között mi lesz a különbség. Így mérésből meghatároztuk, amit a 1.6 egyenletnél kaptunk mint elméleti összefüggés, hogy hogyan függ egy  $\omega$  frekvenciával jellemezhető harmonikus hullám fázisa adott időpillanatban, különböző toroidális pozíciókban, de azonos poloidális pozícióban. Ennek ismeretében úgy határozhatunk meg toroidális módusszámot adott idő-frekvencia pontban a toroidális mérőkör jeleiből számított transzformáltak segítségével, hogy kiszámoljuk minden egyes szondapár között a kereszttranszformáltakat, majd



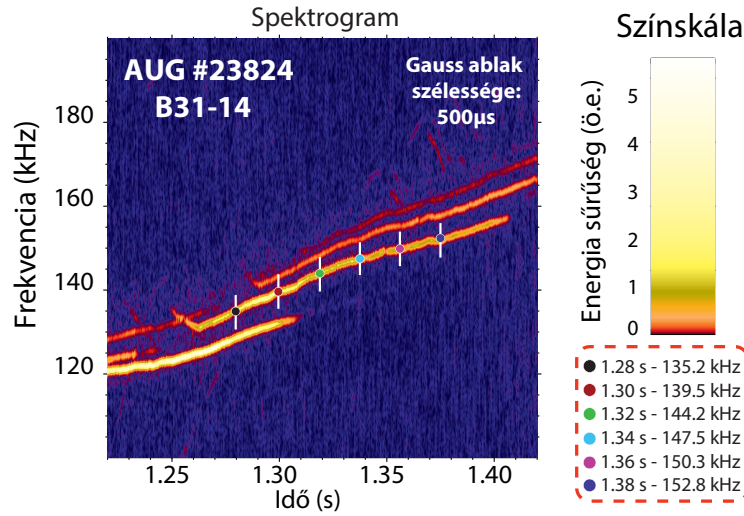
megvizsgáljuk, hogy mi az az  $n$  toroidális módusszám, ami minimalizálja a következő kifejezést adott idő-frekvencia pontban:

$$Q(n) = \sum_{\langle k,l \rangle} \|\Delta\phi_{kl}^{meas} - \Delta\phi_{kl}^{id}(n)\|^2, \quad (2.6)$$

ahol az egyenletben szereplő kifejezéseket a (1.6) és (2.5) egyenletek definiálják. A (2.6) egyenletben minden egyes  $\langle k,l \rangle$  szondapárra összegezzük, ami a korábban bemutatott toroidális mérőgyűrű hat szondája esetén tizenöt szondapárt jelent, a módusszám előjele a hullám terjedési irányát fogja megadni.

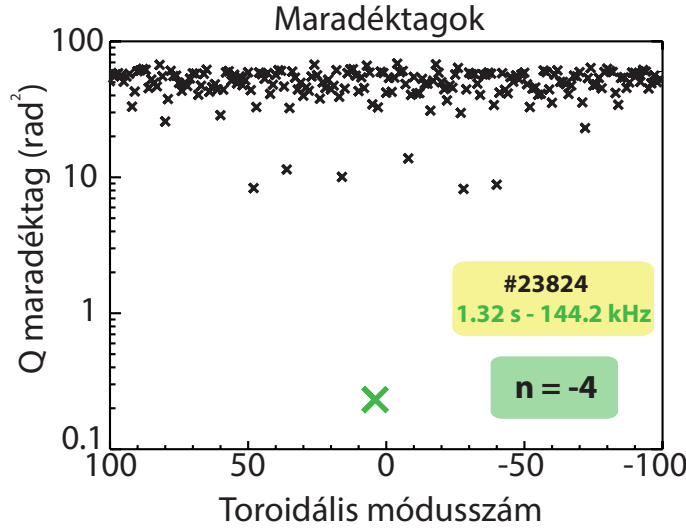
Vizsgáljuk meg, hogy hogyan jelentkezik egy globális módus egy spektrogramon, és ehhez milyen módusszámokat lehet rendelni a fent ismertetett módszerrel.

A módszerrel minden egyes idő-frekvencia pontban meg lehet határozni egy legjobban illeszkedő módusszámot, ennek bemutatására láthatunk egy példát a következő ábrákon. A 2.5 ábrán megfigyelhető négy jól elkülönít-



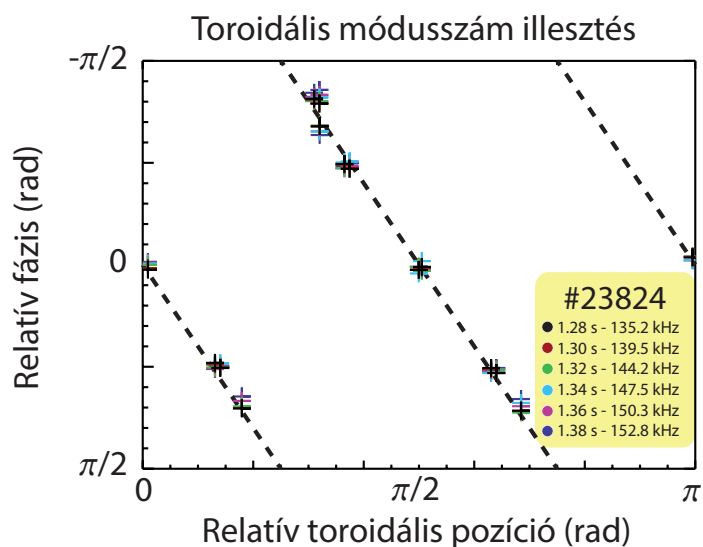
**2.5. ábra.** MHA-B31-14-es ballooning szonda jeléből számított spektrogram a #23824-es kisülésben.

hető globális plazmamódus időfejlődése, növekvő frekvenciával a 120 – 170 kHz frekvenciatartományon. Vizsgáljuk meg az ábrán az egyik módus gerince mentén kijelölt idő-frekvencia pontok közül a feketével jelöltben hogyan alakulnak a maradéktagok a módusszám függvényében, milyen toroidális módusszámmal jellemezhetjük a kijelölt pontot. A 2.6 ábrán megfigyelhető, hogy a vizsgált idő-frekvencia pontban az  $n = -4$  toroidális módusszám minimalizálja a maradéktagot, széles módusszám tartományon nagyságrendekkel

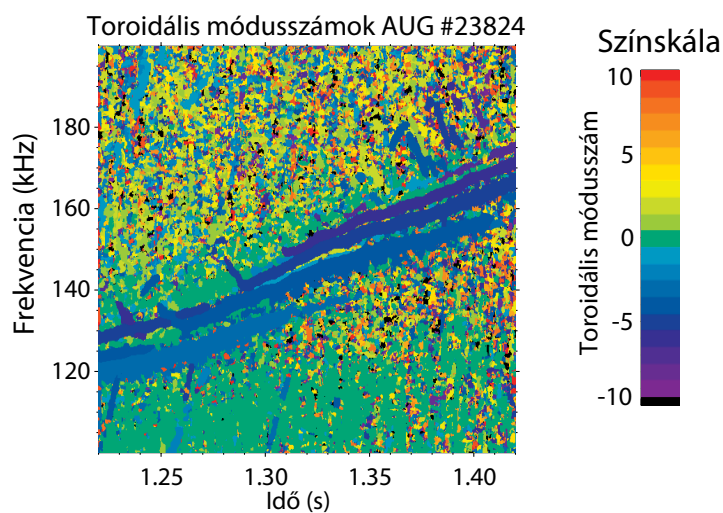


**2.6. ábra.** Maradéktagok toroidális módusszám függése a vizsgált idő-frekvencia pontban.

kisebb maradéktaggal, így ezzel jellemezhetjük ezt a pontot. Vizsgáljuk meg, hogy a 2.5 ábrán feltüntetett többi módushoz tartozó idő-frekvencia pontban kiszámított relatív fázisok hogyan viszonyulnak az  $n = -4$  által meghatározott ideális fázismenethez, ezt láthatjuk a 2.7 ábrán. Megfigyelhető, hogy a mért adatok jól illeszkednek az ideális fázismenetre, az egész módushoz tartozó gerincet ugyanaz a módusszám jellemzi. De nem csak az erős módusok esetén, hanem az idő-frekvencia sík minden egyes pontjában meghatározható egy legjobban illeszkedő módusszám, erre láthatunk példát a 2.8 ábrán. Az idő-frekvencia síkon a különböző színek különböző toroidális módusszámot jelölnek, láthatjuk, hogy a korábban vizsgált módushoz rendelhető minden idő-frekvencia pontban azt az  $n = -4$  jellemzi, a többi, a spektrumon is jól kivehető módushoz is egyértelmű módusszám határozható meg. Viszont ez nem árulkodik arról, hogy az alacsony energiasűrűségű helyeken mennyire jó a meghatározott módusszám illeszkedése, mennyire alacsony a  $Q$  maradéktag, így célszerű bevezetni az ábrák könnyebb értelmezhetőségének érdekében kétféle szűrést. Egyrészt egy  $Q_{limit}$ -et, ami azt jelenti, hogy csak azokat a módusszámokat fogadjuk el, aminek a maradéktagja kisebb, mint az összes vizsgált idő-frekvencia pontban a legrosszabb illeszkedés  $Q_{limit}$  százaléka. Másrészt célszerű bevezetni egy  $E_{limit}$  értéket, aminek segítségével csak azokat a pontokat vizsgáljuk, ahol az energia sűrűség nagyobb, mint az átlagolt kereszttranszformáltak abszolút értékének maximumának  $E_{limit}$  szá-

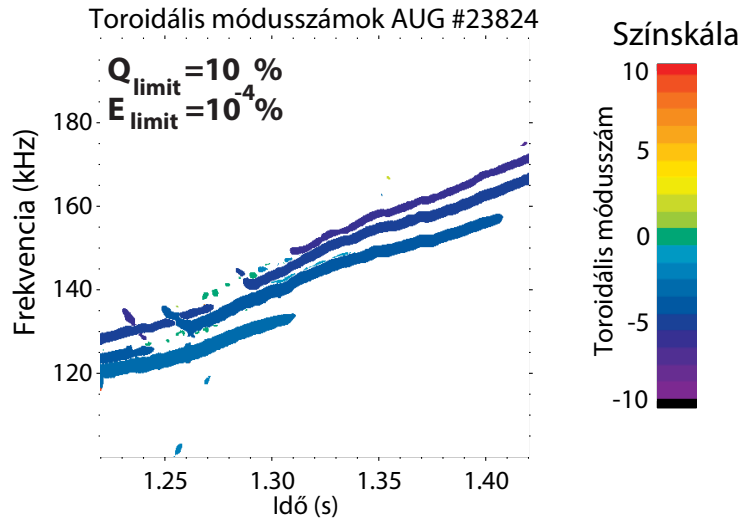


**2.7. ábra.** A kereszttek a kereszttranszformáltakból meghatározott relatív fázisokat jelölik a szondák közötti relatív szondapozíció függvényében, különböző, a 2.5 ábrán kijelölt idő-frekvencia pontokban. A szaggatott vonal az  $n = -4$  által meghatározott ideális relatív szondapozíció-relatív fázis értékeket ábrázolja.



**2.8. ábra.** A #23824-es kisülés vizsgált időszakában az idő-frekvencia síkhoz rendelhető legjobban illeszkedő toroidális módusszámok.

zaléka, ilyen szűrésre láthatunk példát a 2.9 ábrán. Megfigyelhetjük, hogy



**2.9. ábra.** A #23824-es kisülés vizsgált időszakában az idő-frekvencia síkhoz rendelhető legjobban illeszkedő toroidális módusszámok szűrésekkel.

egy letisztultabb képet kaptunk, csak az erős módusok látszódnak a szűrt módusszám ábrákon.

Meg kell jegyezni, hogy nem csak a toroidális mérőgyűrűre lehet a fentebb ismertetett számításokat végezni. Az ASDEX Upgrade tokamak rendelkezik egy teljes poloidális mérőgyűrűvel, azonos toroidális pozícióban, viszont mivel poloidális metszetben a tokamaknak már nincs egzakt axiál-szimmetriája, így egy megfelelő koordináta-rendszer transzformáció szükséges a megfelelő poloidális pozíciók kiszámításához. Mivel jelenlegi munkám nem foglalkozott ezzel a korrekcióval, így csak korlátozottabb kijelentéseket tehettem a poloidális módusszám tekintetében.

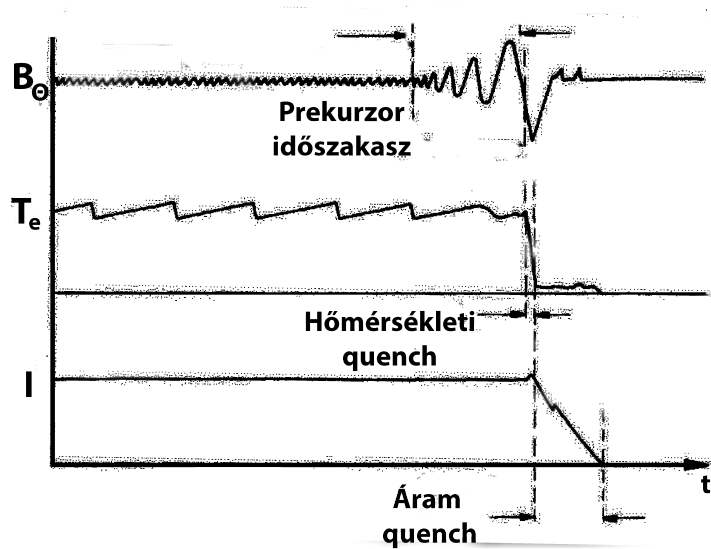
Ebben a fejezetben ismertetett, idő-frekvencia transzformációkat, és hozzájuk köthető módusszám analízisi számításokat valósít meg az NTI Wavelet Tools [11] IDL (Interactive Data Language) programnyelven [12] írt jeldiagnosztikai programcsomag, aminek a fejlesztésében én is aktívan részt veszek. Ennek segítségével végeztem számításaimat, vizsgálataimat.

## 3. fejezet

# Diszrupciók tokamakokban

A plazmában különböző instabilitást okozó folyamatok odáig vezethetnek, hogy a plazma összetartása pár milliszekundum alatt leromlik, és nagy energia- és hőfluxus éri a plazmát határoló elemeket. Ennek hatására azok súlyosan károsodhatnak, szélsőséges esetben akár meg is olvadhatnak. A fúziós kutatások következő lépése az ITER [13], Franciaország déli részén épülő berendezés, amiben ha bekövetkezik egy diszrupció, annak hatására két nagyságrenddel nagyobb energia- és hőfluxusok is keletkezhetnek [14] mint az eddigi készülékekben. Emiatt fontos megérteni a diszrupció dinamikáját, hogyan keletkezhetnek, hogyan lehet csillapítani hatásukat [15, 16].

A diszrupció lefolyásának három nagyobb időszakaszát különböztetik meg [5], amiket vázlatosan a 3.1 ábrán láthatunk. Először egy prekursor szakasz zajlik le, amikor az instabilitások különböző öngerjesztő hatáson keresztül destabilizálják a plazma összetartását, aminek hatására a plazma radiális hőtranszportja megnő, és gyors, pár milliszekundum alatti lehűlés következik be, amit hőmérsékleti quench-nek neveznek. Ennek hatására a plazma ellenállása megnő [5], így egy toroidális irányú elektromos tér indukálódik, mivel a plazmában hajtott áram értéke nem tud ugrásszerűen változni annak induktivitása miatt. Ezt az utolsó szakaszát a diszrupciónak nevezik áram quench-nek. A keletkező toroidális elektromos tér gyorsíthatja a plazmát alkotó töltött részecskéket, amikből ún. elfutó elektron nyaláb formálódhat [17], amit ha külső beavatkozás nélkül hagyunk szintén súlyosan károsíthatja a tokamak falát.



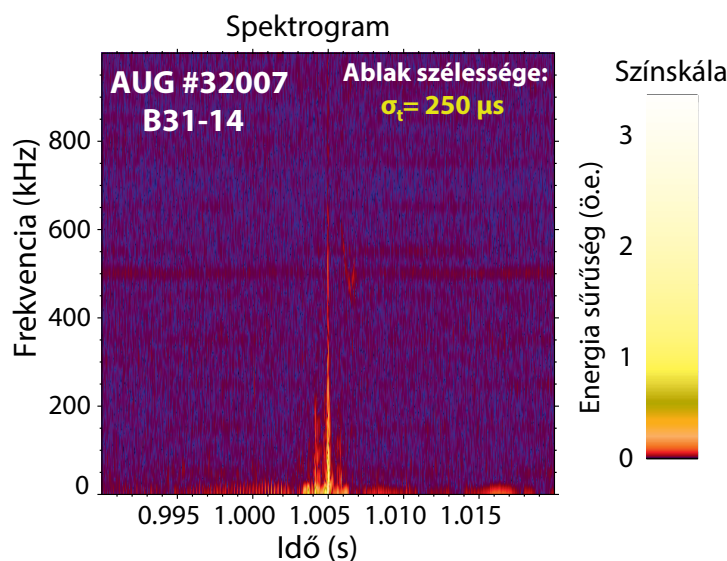
**3.1. ábra.** Egy diszrupció lefolyásának főbb szakaszai, ahol megfigyelhetjük a plazma mágneses terének, hőmérsékletének és áramának időbeli változását (önkéntes egységekben) [5].

### 3.1. Diszrupciók módusszám analízise

Munkám alapját az adta, hogy idén nyáron két hetet töltöttem a németországi ASDEX Upgrade tokamak fúziós berendezésnél, ahol akkor zajlottak az MST1-AUG15-1.3-5, 1.3-6 kísérletsorozatai. Ezekben a kísérleteket 2 - 2.5 T toroidális mágneses térrel,  $\sim 0.8$  MA plazmaárammal és  $2 \cdot 10^{19} m^{-3}$  plazmasűrűséggel végezték. A kör alakú, a belső fal által limiteres plazmákban egy másodperckor argon befecskendezéssel (0.5 - 1 bar -on, egy  $100 cm^3$ -s szelepből) idézték elő a plazma gyors lehűlését, így keltve diszrupciókat, elfutó elektronokat. Ezt megelőzően 0.9-1 másodperc között 2 - 2.5 MW-os ECRH fűtést alkalmaztak az elektronok hőmérsékletének növeléséhez. A tudományos célja a kísérletsorozatnak, hogy az elfutó elektronok keletkezésének és viselkedésének mechanizmusait megértsék, megvizsgálják, hogy a különböző plazma paraméterek hogyan befolyásolhatják azt, és hogyan lehet csillapítani, kontrollálni őket. A két hét alatt in-situ módon vizsgáltam, hogy milyen mágneses aktivitás jelentkezik a diszrupciók körül, kialakulnak-e globális módusok, és azoknak állnak-e bármiféle kapcsolatban az elfutó elektronokkal.

A feladatomban a 2. fejezetben ismertetett mágneses diagnosztika felügyeletét és kiértékelését kaptam. Mivel a diszrupció során a mágneses tér drasztikusan tud változni, így az egyes szondák által mért jelek telítésbe mehetnek ezen időszakon. Először korábbi lövések alapján úgy módosítottam az egyes szondák erősítését, hogy a diszrupció alatt is értelmezhető mérési adataink legyenek. Viszont ezt csak annak a rovására tudtuk megtenni, hogy emiatt a diszrupció előtti időszakon mért mágneses aktivitás alkalmanként bitzajosnak bizonyult, azaz kvantálási hiba jelentkezett a mért jelekben az alacsony erősítés miatt.

Az elvégzett vizsgálataimat tipikus esetekre fogom bemutatni, a többi eredményemet a 3.1 táblázat segítségével ismertetem a fejezet végén. Minden egyes vizsgált kisülésben 1 másodperckor történt az első gázbefecskendezés, aminek hatására nagyjából 4 - 6 milliszekundum elteltével következett be a diszrupció. Így úgy választottam ki egy közös időablakot minden kisüléshez, hogy az tartalmazza a gázbefecskendezés előttről illetve a diszrupció utáni tartományból is egyaránt mért adatokat, a számunkra releváns fizikai folyamatok időskálájára nézve stacioner folyamatok is kialakulhassanak. Ezt szem előtt tartva a 0.99 - 1.02 s időablakot vizsgáltam. Először meg kellett vizsgálnom, hogy milyen frekvenciákon jelentkezik mágneses aktivitás, így egy széles, 0 - 1 MHz frekvenciatartományra számítottam spektrogramokat. A 3.2 ábrán megfigyelhetjük, hogy 1.005 s körül következik be a diszrupció,



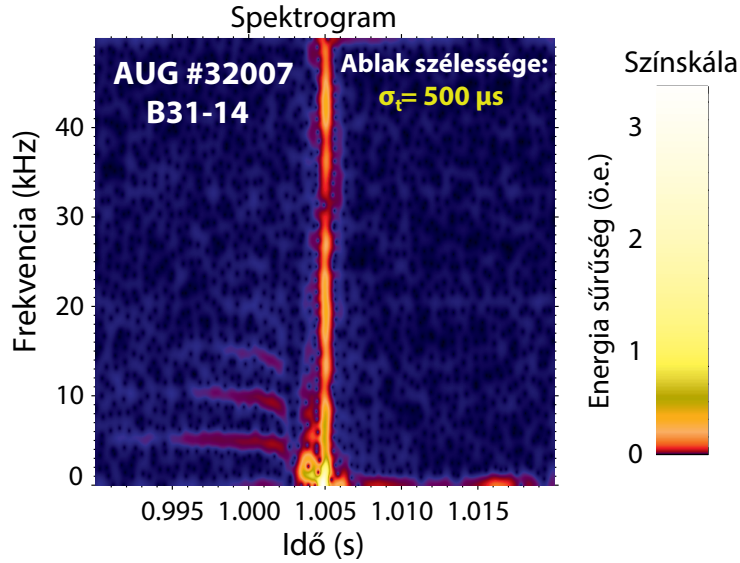
**3.2. ábra.** A #32007-es kisülés vizsgált időszakára számított spektrogram 250  $\mu$ s-os ablakmérettel.

ami széles sávú mágneses perturbációt okoz, viszont a vizsgált időtartomány többi részén nem jelentkezik szignifikáns mágneses aktivitás magasabb frekvenciákon. Az is látható, hogy alacsony ( $\leq 100$  kHz) frekvenciákon szintén jelentkezik mágneses aktivitás, viszont az ábra széles frekvenciaskálája nem alkalmas arra, hogy ezeket részletesebben vizsgáljuk. Így következő lépésként egy szűkebb, a 0 - 50 kHz frekvenciatartományt vizsgáltam meg amit a 3.3 ábra szemléltet.

Ilyen frekvenciatartományon már jól kivehető az alacsony frekvenciás mágneses aktivitás. Megfigyelhetünk három, egymástól jól elkülönülő módus időfejlődését a diszrupció előtti időszakaszban. A módusok már az 1 másodperces gázbefecskendezés előtt és jelen vannak a plazmában, a legkisebb frekvenciás 5 kHz-en jelentkezik, közel állandó frekvenciával, ami a diszrupció előtt lecsökken. Emellett láthatjuk, hogy a diszrupció utáni időszakaszban is jelentkezik mágneses aktivitás alacsony, 1 kHz körüli frekvenciatartományon. A következő lépésként megvizsgáltam, hogy milyen módusszámokkal jellemezhetőek a spektrogramon megjelenő módusok.

A 3.4 ábráin megfigyelhető, hogy a spektrogramon 0.995 - 1.003 másodperc között jelentkező diszrupció előtti módusok felharmonikusok, növekvő frekvenciájuk a meghatározott toroidális módusszámmal skálázódik. Ez azt jelenti, hogy egy anharmonikus rezgést találtunk, ami a spektrogramon felharmonikusokként jelentkezik. Mindemellett látható, hogy a diszrupció utáni időszakaszban alacsony frekvencián olyan mágneses aktivitás figyelhető meg,





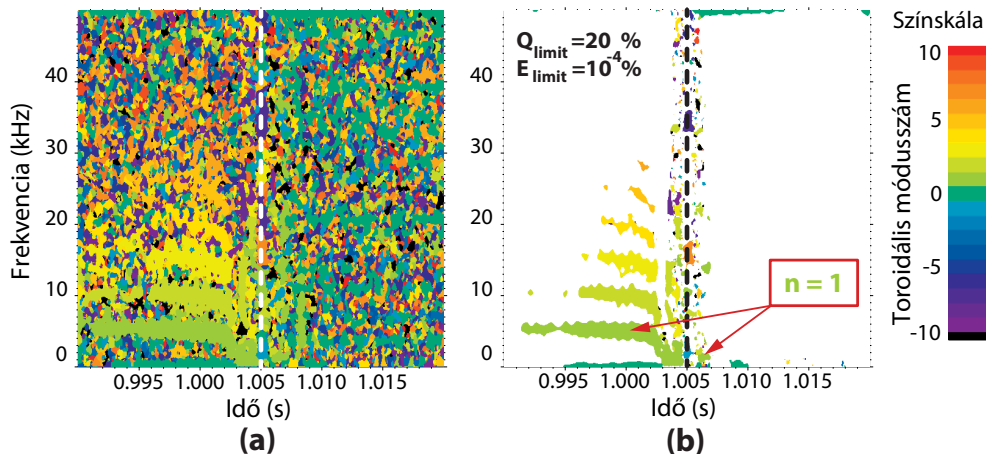
**3.3. ábra.** A #32007-es kisülés vizsgált időszakaszára számított spektrogram  $500 \mu\text{s}$ -os ablakmérettel, amit az (2.2)-ben definiáltam. Ehhez hasonló felharmonikus szerkezet jelen meg még másik 7 kisülésben.

amihez konkrét  $n = 1$  toroidális módusszám is köthető. Ez azt jelentheti, hogy a diszrupció előtt megjelenő módus a diszrupció után is létezhet, túlélheti a szélesávú perturbációt. Ezután megvizsgáltam, hogy milyen poloidális módusszámokkal jellemezhetőek a spektrogramon jelentkező módusok.

A 3.5 ábrán megfigyelhetjük, hogy ahogyan a toroidális módusszámoknál, úgy a poloidálisoknál is hasonló módusszám szerkezetet alakul ki a diszrupció előtt. Ez nem meglepő, hiszen a tokamakokban megjelenő hullámok, perturbációk terjedési sebessége az erővonalak mentén nagyságrendileg nagyobb, mint arra merőlegesen [5], így amit látunk, az egy azonos, az erővonal mentén elnyújtott hullámnak a különböző koordináta irányokra vett vetületei. Amennyiben ismerjük, hogy egy hullám milyen toroidális és poloidális módusszámokkal jellemezhető, megbecsülhetjük az elhelyezkedését a plazmán belül, ha feltételezzük, hogy az racionális fluxusfelületen lokalizált [5]. Ez esetemben azt jelenti, hogy a vizsgált módus azon a fluxusfelületen helyezkedik el, ahol az erővonalak egyszeri toroidális körbefordulásra egyszer fordul körbe poloidálisan is. A mágneses erővonalak csavarodásának arányát  $q$  biztonsági tényezőnek nevezik, ami alkalmas a plazmában kialakuló fluxusfelületek azonosítására [5]. Ezen feltételezés szerint a módus a plazma egy belső tartományán a  $q = 1$  felület közelében lokalizált, amit a 3.6 ábra szemléltet.

Ha elfogadjuk, hogy a módus a plazma egy központi tartományán he-

Toroidális módusszámok AUG #32007



**3.4. ábra.** A #32007-es kisülés vizsgált időszakására számított toroidális módusszám ábrák. Az (a) ábrán minden idő-frekvencia pontban ábrázoltam a legjobban illeszkedő toroidális módusszámot, míg a (b) ábrán csak azokat a pontokat, amik teljesítik a rajta feltüntetett limitfeltételt. Az ábrákon a szaggatott vonal a diszrupció időpillanatát jelöli a mágneses mérésekből számított spektrogrammal összhangban.

lyezkedik el, akkor a diszrupció túlélése azt jelenti, hogy annak során a plazma ezen tartománya nem ergodizálódik, összetartott maradhat a diszrupció okozta perturbációval szemben.

Nem minden esetben jelentkeztek a felharmonikusok a módusszám ábrákon, mint ahogy azt a 3.7 ábrán is láthatjuk. Ennek ellenére alacsony, 3 kHz körül megjelenik állandó frekvenciával egy  $n = 1$  módus, aminek a frekvenciája diszrupció előtt lecsökken, majd diszrupció után szintén megjelenik pár milliszekundumig, mint ahogyan azt a 3.4 ábrán is megfigyeltük.

Egy esetben a felharmonikusok időfejlődése is eltérő volt, erre mutat példát a 3.8 ábra. Megfigyelhetjük, hogy a 3.4 ábrához hasonló módusszerkezet alakul ki a diszrupciót megelőzően, azonban nem állandó, hanem csökkenő frekvenciával jelentkeznek felharmonikusok. Az eddigi megfigyelésekkel konzisztensen megjelenik az  $n = 1$  módus is, ami a diszrupció után itt is rövid ideig még megfigyelhető alacsony frekvencián.

A kísérletsorozatban összesen huszonegy kisülését vizsgáltam meg, a következő 3.1 táblázat tartalmazza a fontosabb megfigyeléseimet.

A megvizsgált kisülések szignifikáns hányadában gerjesztődött alacsony 3-5 kHz-en a egy plazma közepinek feltételezett alacsony módusszámú módus (összesen egy kivétellel), ami toroidálisan  $n = 1$ -gyel, poloidálisan pedig

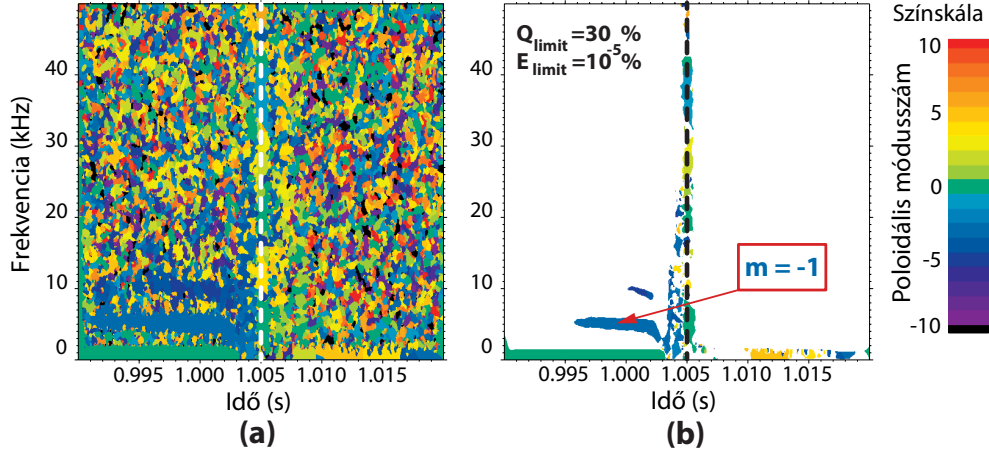
(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
#32007	✓	6	6	✓	280
#32008	✓	6	7	✓	195
#32009	✓	3	-	✓	100
#32011	✓	5	6	✓	350
#32012	✓	5	-	✗	315
#32013	✓	5	3	✓	294
#32014	✓	6	2	✓	232
#32015	✓	5	-	✓	194
#32016	✓	5	-	✓	352
#32033	✓	3	-	✓	0
#32034	✓	4	2	✗	418
#32035	✓	4	-	✓	276
#32036	✓	5	-	✓	240
#32037	✗	-	-	✓	160
#32250	✓	5	-	✓	184
#32251	✓	5	-	✓	163
#32252	✓	5	-	✓	216
#32262	✓	5	3	✓	0
#32263	✓	5	-	✓	218
#32264	✓	3	-	✓	0
#32270	✓	5	4	✓	0

**3.1. táblázat.** Az MST1-AUG15-1.3-5, 1.3-6 kísérletsorozatban megvizsgált kisülésekben tett megfigyelések összefoglaló táblázata.

A táblázat oszlopainak magyarázata :

(a) Lövésszám (b) Prediszrupciós  $n = 1$  (c) Frekvencia (kHz) (d) Felharmonikusok száma (e) Posztdiszrupciós  $n = 1$  (f) Elfutó elektron áram (kA).

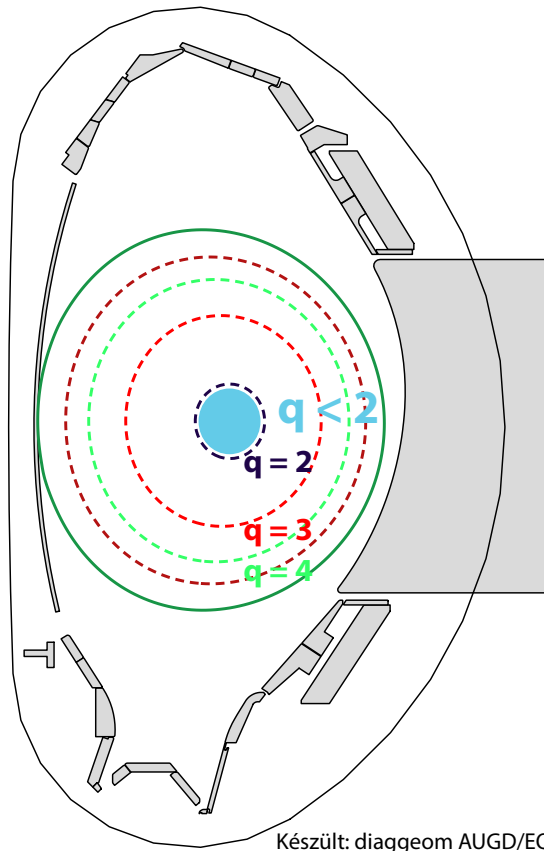
Poloidális módusszámok AUG #32007



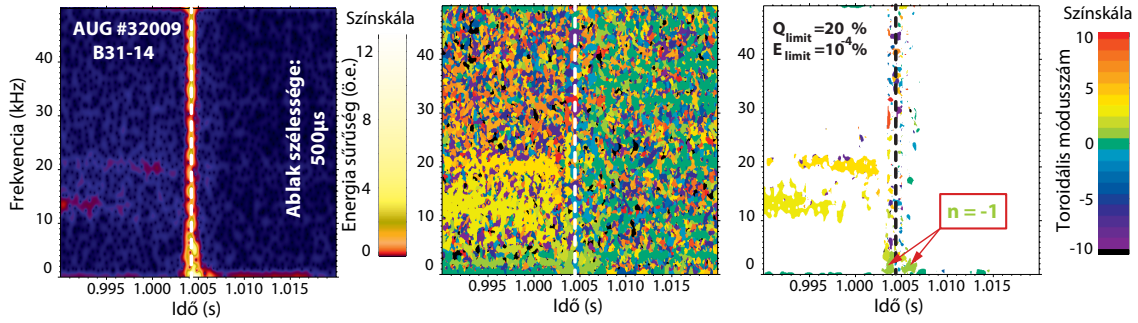
**3.5. ábra.** A #32007-es kisülés vizsgált időszakaszára számított poloidális módusszám ábrák. Az (a) ábrán minden idő-frekvencia pontban ábrázoltam a legjobban illeszkedő toroidális módusszámot, míg a (b) ábrán csak azokat a pontokat, amik teljesítik a rajta feltüntetett limitfeltételt. Az ábrákon a szaggatott vonal a diszrupció időpillanatát jelöli a mágneses mérésekből számított spektrogrammal összhangban.

$m = -1$ -gyel lehetett jellemezni. Ennek minden esetben a diszrupció előtt lecsökkent a frekvenciája, majd a diszrupció okozta szélessávú perturbációt követően még pár milliszekundumig létezni tudott. Ebből arra következtettem, hogy a diszrupció során a plazma egy belső tartománya kellően stabil marad ahhoz, hogy fennmaradjanak az egymásba ágyazott fluxusfelületek azaz ne ergodizálódjon teljesen. Vannak tanulmányok, amik feltételezik, hogy a diszrupció során a plazma egy belső tartománya érintetlen marad, ami a magját szolgáltathatja az elfutó elektron populációnak [18].

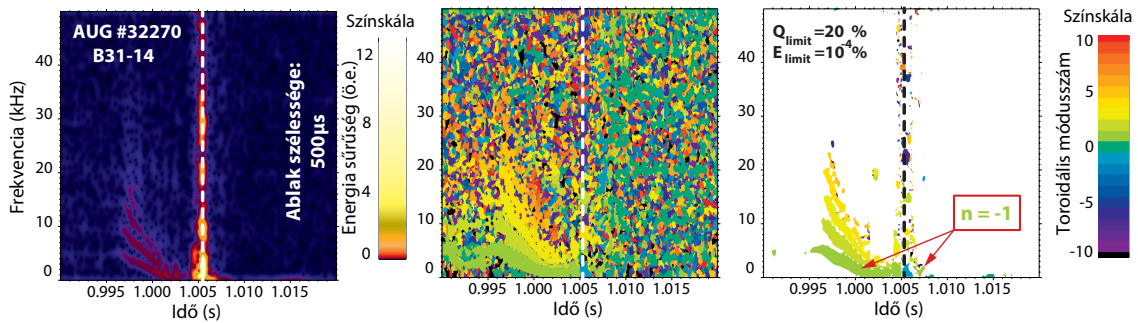
A másik kérdés az volt, hogy van-e kapcsolat a plazma diszrupciót megelőző mágneses aktivitása, és az elfutó elektronok keletkezésének ténye között, de eddigi vizsgálataim során nem láttam megerősítést ennek a feltételezésnek, a diszrupciót megelőző anharmonikus mágneses viselkedés a vizsgálataimban nem mutatott közvetlen befolyást a kialakuló elfutó áramra. További vizsgálatokhoz a mért adatok részletesebb, statisztikai vizsgálata lenne szükséges.



**3.6. ábra.** A #32007-es kisülésben az ASDEX Upgrade tokamak poloidális metszetére számított egyensúlyi fluxusfelületek sematikus pozíciója 0.5 s-kor.



**3.7. ábra.** A #32009-es kisülés vizsgált időszakaszára számított spektrogram és toroidális módusszám ábrák. A 3.3 ábrán láthatókkal ellentétben itt nem jelenik meg felharmonikus szerkezet, ehhez hasonló viselkedést mutat még 12 másik kisülés is.



**3.8. ábra.** A #32270-es kisülés vizsgált időszakaszára számított spektrogram és toroidális módusszám ábrák. Látható, hogy a felharmonikus módusszerkezet időfejlődése eltérő a tipikustól (vö.: 3.3)

## 4. fejezet

# Összefoglalás

Idei munkám során a németországi ASDEX Upgrade tokamak balloning mágneses szondáinak mérései adatainak kiértékelésével foglalkoztam. Ezek a szondák a mágneses tér változásának radiális komponensét mérik, korábbi években ezek kalibrálása végeztem[8, 9], ezzel teremtve lehetőséget pontos mérések kivitelezéséhez.

Munkám részeként két hetet töltöttem a németországi ASDEX Upgrade tokamaknál, ahol egy olyan kísérletsorozat zajlott ezen idő alatt amiben argon gázbefecskendezéssel keltettek diszrupciókat. Ezek körül megjelenő tranziens plazmahullámokat vizsgáltam, azok térbeli szerkezetét elemeztem. A jelfeldolgozás módja a rövidiejjű Fourier transzformáció volt, amit az NTI Wavelet Tools jeldiagnosztikai programcsomag segítségével valósítottam meg.

A vizsgálataim során 21 kisülést vizsgáltam meg az MST1-AUG15 - 1.3-5, 1.3-6 kísérletsorozatok keretein belül, ahol azt találtam, hogy az esetek többségében a diszrupciót megelőzően egy alacsony frekvenciás módus gerjesztődhet, ami feltételezhetően a plazma egy belső tartományán helyezkedik el. A módus időfejlődése során képes a diszrupció okozta perturbációval szemben érintetlen maradni, ami azt jelentheti, hogy ez a tartomány nem ergodizálódik a diszrupció alatt. Ez a viselkedés független volt attól, hogy keletkeztek-e elfutó elektronok, vagy sem, és a diszrupciót megelőző anharmonikus rezgés időfejlődése se befolyásolta az.

Megvizsgáltam mindemellett, hogy a diszrupciót megelőző mágneses aktivitás befolyásolja-e a kialakuló elfutó elektron populációnak nagyságát, de az elvégzett vizsgálatok azt mutatták, hogy nem jelentkezik szignifikáns különbség az eltérő scenáriókban.

A diszrupció előtt és után megjelenő módusok további vizsgálatához a jövőben egyéb diagnosztikák - például lágy röntgen sugárzás (SXR) diagnosztika - részletes elemzése szükséges, amivel pontosabb radiális lokalizáció lehetséges.





# Irodalomjegyzék

- [1] D.J.C. MacKay. *Sustainable Energy—without the Hot Air*. Without the Hot Air Series. UIT, 2009.
- [2] European Physical Society. Energy for the future - EPS position paper on the nuclear option. *Press release of the European Physical Society*, pages 1–24, 2007.
- [3] H. A. Bethe. Energy production in stars. *Phys. Rev.*, 55:434–456, March 1939.
- [4] Jeffrey P. Freidberg. *Plasma Physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2007. Cambridge Books Online.
- [5] John Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, third edition, 2004. <http://www.iop.org/EJ/abstract/0741-3335/46/3/173515>.
- [6] W.D. D’haeseleer, W.N.G. Hitchon, J.D. Callen, and J.L. Shoet. *Flux coordinates and magnetic field structure*. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [7] J. Gernhardt. *Magnetic Diagnostic on ASDEX Upgrade with Internal and External Pick-up Coils*. 1: IPP-Bericht. Max-Planck-Inst. für Plasmaphysik, 1992.
- [8] P. Zs. Pölöskei. Mágneses mérések kísérletileg megalapozott korrekciója az ASDEX Upgrade tokamakon, 2014. [http://deep.reak.bme.hu/~poloskei/Poloskei\\_tdk\\_2014.pdf](http://deep.reak.bme.hu/~poloskei/Poloskei_tdk_2014.pdf).
- [9] L Horváth, P Zs Poloskei, G Papp, M Maraschek, K H Schuhbeck, G I Pokol, the EUROfusion MST1 Team, and the ASDEX Upgrade Team. Reducing systematic errors in time-frequency resolved mode number analysis. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57(12):125005, 2015.
- [10] Stephane Mallat. *A Wavelet Tour of Signal Processing, Third Edition: The Sparse Way*. Academic Press, 3rd edition, 2008.

- [11] NTI Wavlet Tools. *Public developer page*, 2015. <http://deep.reak.bme.hu/projects/wavelet/wiki>.
- [12] Interactive Data Language official homepage. <http://www.exelisvis.com/ProductsServices/IDL.aspx>.
- [13] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Groups, ITER Joint Central Team, and Physics Integration Unit. ITER Physics Basis. *Nuclear Fusion*, 39(12):2137–2638, 1999.
- [14] S. E. Kruger, D. D. Schnack, and C. R. Sovinec. Dynamics of the major disruption of a DIII-D plasma. *Physics of Plasmas*, 12(5):–, 2005.
- [15] E M Hollmann, P B Aleynikov, Tünde Fülöp, D A Humphreys, V A Izzo, M Lehnen, V E Lukash, Gergely Papp, G Pautasso, F Saint-Laurent, and J A Snipes. Status of research toward the ITER disruption mitigation system. *Physics of Plasmas*, 22:021802, 2015.
- [16] M. Lehnen, K. Aleynikova, P.B. Aleynikov, D.J. Campbell, P. Drewelow, N.W. Eidietis, Yu. Gasparyan, R.S. Granetz, Y. Gribov, N. Hartmann, E.M. Hollmann, V.A. Izzo, S. Jachmich, S.-H. Kim, M. Kočan, H.R. Koslowski, D. Kovalenko, U. Kruezi, A. Loarte, S. Maruyama, G.F. Matthews, P.B. Parks, G. Pautasso, R.A. Pitts, C. Reux, V. Riccardo, R. Rocella, J.A. Snipes, A.J. Thornton, and P.C. de Vries. Disruptions in ITER and strategies for their control and mitigation. *Journal of Nuclear Materials*, 463:39 – 48, 2015. PLASMA-SURFACE INTERACTIONS 21 Proceedings of the 21st International Conference on Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices Kanazawa, Japan May 26-30, 2014.
- [17] H M Smith, T Fehér, T Fülöp, K Gál, and E Verwichte. Runaway electron generation in tokamak disruptions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12):124008, 2009.
- [18] S. S. Abdullaev, K. H. Finken, K. Wongrach, M. Tokar, H. R. Koslowski, O. Willi, and L. Zeng. Mechanisms of plasma disruption and runaway electron losses in the TEXTOR tokamak. *Journal of Plasma Physics*, 81, 10 2015.