

# Mágneses mérések kísérletileg megalapozott korrekciója az ASDEX Upgrade tokamakon

TDK dolgozat

**Pölöskei Péter Zsolt**

Fizika BSc hallgató

BME TTK

Témavezetők:

**Dr. Pokol Gergő** egyetemi docens

BME Nukleáris Technikai Intézet

**Horváth László** Fizikus MSc hallgató

BME Nukleáris Technikai Intézet

2014

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem



## Kivonat

A XXI. század növekvő energiaigényének kielégítésére ígéretes lehetőséggel szolgál a fúziós energiatermelés. Ennek során több százmillió kelvin hőmérsékletű, erősen ionizált közegben lejátszódó magfúziós folyamatok révén nyerhetünk energiát [1]. Ehhez szükséges körülményeket lehet létrehozni egy tórusz alakú, tengelyszimmetrikus berendezésben (ún. tokamakban), ha erős, csavart térszerkezetű mágneses teret hozunk létre benne. Ennek segítségével a közeget jól elszigetelve tarthatjuk az azt határoló falelemektől.

Ha a plazmában terjedő hullámok hullámhossza összemérhető a készülék méreteivel, globális módusok jöhetnek létre. Ezeket toroidális - és poloidális módusszámokkal, valamint radiális sajátfüggvénnyel jellemezhetjük. A módusszámok meghatározása a különböző plazmainstabilitások azonosításának első lépése lehet [2].

Adott időpillanatban a tórusz középsíkján egy globális módus fázisa egyenesen arányos a toroidális koordinátával, hányadosa a toroidális módusszámot adja. Ezt felhasználva a toroidális módusszám számítás, mint egyenesillesztési probléma kezelhető. Előző évi TDK munkámban [3] rámutattam, hogy az plazmahullámok kimutatására használt mágneses szondák között mért relatív fázisok, még egy erős globális módus esetén is, szisztematikusan eltérnek az illesztendő egyenestől.

Munkám első részében egy eddig figyelmen kívül hagyott effektust, az egyes mágneses szondák átviteli függvényének hatását elemeztem az erre szolgáló mérések [4] kiértékelésével. A vizsgálat során, melyet a kísérleti elrendezésből adódó problémák nehezítettek, megállapítottam, hogy frekvenciától függően az egyes relatív jelek akár 90°-os fázistorzítást is szenvedhetnek a mérés során, így az effektus közel sem elhanyagolható.

A kapott relatív fázisátviteleket, mint szisztematikus hibakorrektációs tagokat, a fázisátvitelek mérési bizonytalanságát pedig mint additív független szórásokat vettem figyelembe a toroidális módusszámot számító rutinokban. Az eljárás implementálásával sikeresen kiküszöböltem a szisztematikus hibákat. A korrekciót az ASDEX Upgrade tokamak különböző éveiben végzett méréseinek vizsgálatával validáltam. Erős módusok esetén a korrigált kereszt-fázisok ideálistól már szóráson belül estek, így az illeszkedés jóságára vonatkozó  $\chi^2$  próba is használhatóvá vált. Ezzel a módszerrel gyorsan változó és viszonylag kis módusamplitúdójú hullámok térbeli szerkezetének feltérképezéséhez is lehetőséget teremtettem.





# Tartalomjegyzék

|  |           |
|--|-----------|
| <b>1. Bevezetés</b>  | <b>5</b>  |
| 1.1. Fúziós plazmák összetartása tokamakokkal . . . . .                                    | 5         |
| 1.2. Globális plazmamódusok detektálása . . . . .  | 7         |
| <b>2. Mágneses mérések korrekciója</b>   | <b>11</b> |
| 2.1. Mágneses szondák átviteli függvényeinek mérése az ASDEX Upgrade tokamakokon . . . . . | 11        |
| 2.1.1. Átviteli függvények . . . . .   | 11        |
| 2.1.2. Mérési eljárás és adatfeldolgozás . . . . .   | 12        |
| 2.2. Átviteli függvények meghatározásához mért adatok kiértékelése                         | 15        |
| 2.3. Átviteli függvények fázisainak hibájának becslése . . . . .                           | 18        |
| 2.4. Relatív fázisátviteli függvények . . . . .  | 19        |
| <b>3. Relatív fáziskorrekciók alkalmazása</b>  | <b>21</b> |
| 3.1. Módusszámok meghatározása és korrekciója . . . . .                                    | 21        |
| 3.2. Globális plazmamódusok vizsgálata . . . . .   | 22        |
| <b>4. Összefoglalás és kitekintés</b>  | <b>29</b> |
| <b>Irodalomjegyzék</b>   | <b>33</b> |
| <b>Függelék</b>  | <b>35</b> |



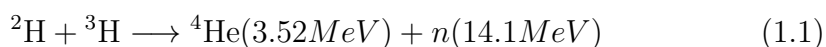
# 1. fejezet

## Bevezetés

A XXI. század mindennapjai elképzelhetetlenek lennének villamosenergia-termelés, áram nélkül. Mivel jelenleg az általánosan elterjedt fosszilis energiahordozókon alapuló eljárások hosszabb távon nehezen, vagy csak környezeti szennyezések árán fenntarthatóak, így találni kellene egy olyan alternatív energiaforrást, ami kiküszöböli ezen problémákat. Az alternatív eljárással szemben elvárás, hogy legyen költséghatékony, környezetszennyező hatásoktól mentes és a Föld minden régiója számára elérhető forrásokból gazdálkodó.

### 1.1. Fúziós plazmák összetartása tokamakokkal

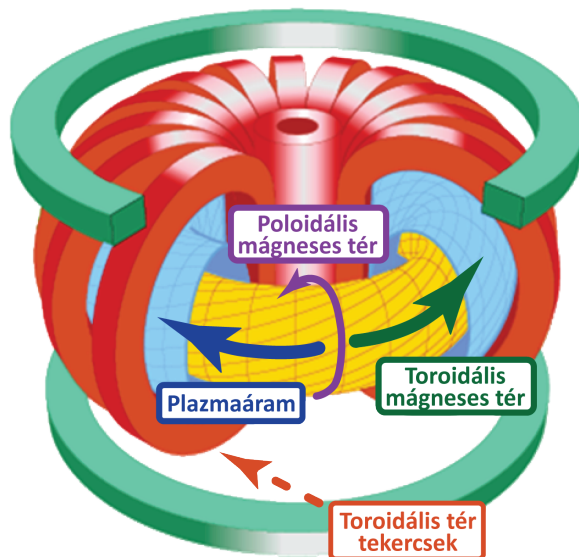
Régóta ismert, hogy a Napban könnyű atommagok egyesülésével, fúziójával keletkezik energia [5]. Ennek a földi körülmények között való megvalósításért küzd a fúziós plazmafizika. Ez legkönnyebben deutérium ( $^2\text{H}$ ) tríciummal ( $^3\text{H}$ ) való egyesítésével valósítható meg. Ennek során két részecske keletkezik, egy héliumatommag ( $^4\text{He}$ ), és egy nagy energiás neutron [6].



Ezek közül a  $^4\text{He}$  atommag a fúziós energiatermeléshez szükséges hőmérsékletet tartaná fenn, míg a neutron egy külső elnyelő rétegben termelne hőt. Pozitív energiamérleggel rendelkező folyamatot csak olyan körülmények között lehet megvalósítani, ahol az egyes atommagok átlagos mozgási energiája százmillió kelvin nagyságrendű termikus sebességgel ekvivalens. Ilyen körülmények mellett az atomok már erősen ionizált állapotban vannak, az anyag plazma halmazállapotba kerül.

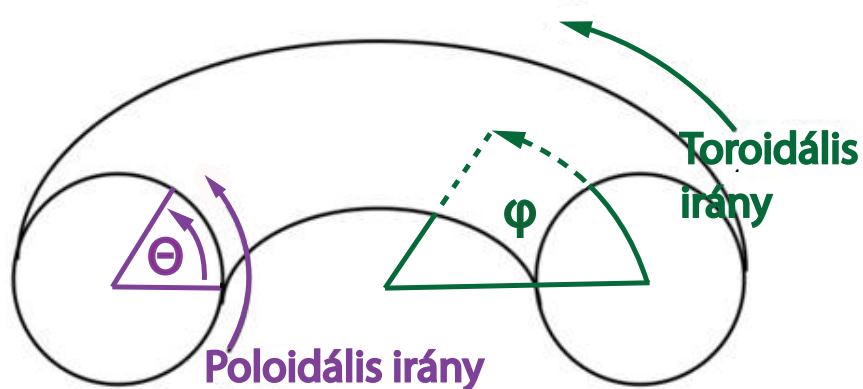
Kérdéses, hogy egy ilyen extrém hőmérséklettel rendelkező közeget hogyan lehet hosszabb ideig egybetartani úgy, hogy közben nem érintkezhet a

határoló elemekkel, mivel igen rövid idő alatt megolvasztaná azokat. Ezekhez szükséges körülményeket lehet létrehozni az orosz eredetű, tórusz alakú tokamakokban [1], aminek sematikus rajza látható az 1.1 ábrán.



**1.1. ábra.** A legelterjedtebb fúziós kísérleti konfiguráció, a tokamak sematikus ábrája.

A berendezés szimmetriáit figyelembe véve érdemes bevezetni a toroidális irányt, ami a tóruszt egy vízszintes síkkal elmetszve, valamint a poloidális irányt, ami egy függőleges síkmetszet esetén jelöli ki a körüljárási irányt, ezt szemlélteti a 1.2 ábra.



**1.2. ábra.** Tórusz kitüntetett irányai.

A berendezésben egy központi szolenoid segítségével hajtanak toroidális irányú áramot, aminek a poloidális mágneses tere szuperponálódik a külső toroidális tér tekercsekkel létrehozott toroidális mágneses térre. Így jön létre a helikálisan felcsavart mágneses térszerkezet. Ilyen elektromágneses térszerkezet mellett a töltött részecskék az erővonalak mentén spirális, ú.n. Larmor-pályára kényszerülnek [1], így a határoló elemektől elszigetelve lehet lebegtetni azt.

A plazmában különböző hullámok terjedhetnek. Amennyiben ezek hullámhossza összemérhető a berendezés méreteivel, a periodikus határfeltételek miatt globális módusok jöhetnek létre. Ezeknek a leírására a toroidális és poloidális módusszámot  $(n, m)$ , ami a hullám térbeli periodicitását jellemző, valamint a radiális sajátfüggvényt, ami egy adott pozícióhoz köthető amplitúdónak felel meg, használjuk. Ekkor a hullámzó mennyiség formailag az alábbi módon írható le:

$$\Psi(r, \theta^*, \varphi, t) = A(r, \theta^*) e^{i(m\theta^* - n\varphi - \omega t)} \quad (1.2)$$

ahol  $\Psi$  globális hullám  $A(r, \theta^*)$  radiális sajátfüggvényvel,

$$\Theta = m\theta^* - n\varphi - \omega t \quad (1.3)$$

a hullám fázisa  $\omega$  körfrekvenciával,  $r$ ,  $\theta^*$  és  $\varphi$  pedig a tórusz úgynevezett egyenes B koordinátái. A  $\theta^*$  és  $\varphi$  koordináták megfeleltethetőek az előzőekben ismertetett toroidális ( $\varphi$ ) és poloidális ( $\theta$ ) térirányoknak megfelelő koordinátarendszer transzformáció segítségével [7].

Módusszámok segítségével jellemezhetjük a plazmahullámok térbeli szerkezetét. Ebből következtethetünk a plazmában lezajló folyamatokra, amiknek ismerete fontos, hiszen befolyásolják a plazma viselkedését.

## 1.2. Globális plazmamódusok detektálása

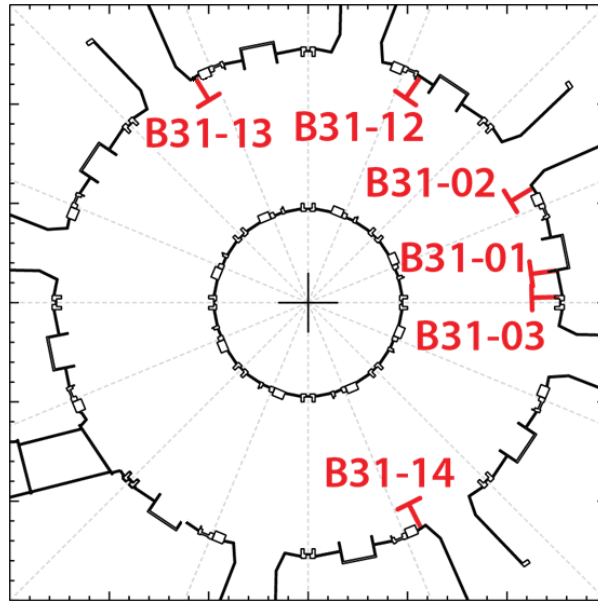
Első közelítésben vizsgáljunk egy tisztán harmonikus globális módust, rögzített  $\theta$  poloidális pozíció, valamint  $(t, \omega)$  idő-frekvencia pontban. Az (1.2) egyenlet alapján belátható, hogy annak  $\Theta$  fázisa lineárisan függ a térbeli  $\varphi$  toroidális pozíciótól, az egyenes meredeksége pedig az  $n$  toroidális módusszámot adja. Ezt az alábbi, (1.4) egyenlettel definiált módon írhatjuk le.

$$\Theta(\varphi) = -n \cdot \varphi + c(\theta^*, \omega, t) \quad (1.4)$$

Az egyenletben különválasztottam egy  $c$  konstansban a rögzített értékek hatását, és a fázis toroidális pozíciótól való függését. Ebből kiindulva, ha mérni tudjuk a módus fázisát azonos poloidális, de különböző toroidális pozíciókban

ennek segítségével meghatározható a toroidális módusszám, egy egyenesítésési problémára visszavezetve [8].

A fázisok mérésének egyik lehetséges módszere mágneses tekercsek segítségével történik. Ezek működési elve a Faraday-féle indukciós törvényen alapszik. Így az egyes tekercsek a helyükön a különböző hullámok által keltett mágneses tér változásával arányos jelet mérnek. Ebből következtethetünk a mágneses tér komplex amplitúdójára adott helyen. Az 1.3 ábra a TDK munkám során használt ún. ballooning szondák térbeli elhelyezkedését szemlélteti a németországi ASDEX Upgrade tokamakon. Ezek a szondák egyszerű négyzet alakú tekercsek, amik a mágneses tér radiális komponensének változását mérik.



**1.3. ábra.** Az ASDEX Upgrade tokamak középsíkjában elhelyezett mágneses szondák pozícióját szemléltető sematikus ábra felülnézetben.

Gyakorlatban relatív fázisok ismeretében határozható meg a toroidális módusszám. Mivel rögzített  $\theta$  poloidális pozícióba, és  $(t, \omega)$  idő-frekvencia pontokban végeztem vizsgálataimat, így az (1.4) egyenletben definiált  $c$  konstans különböző toroidális pozíciókban azonos. Ezt formálisan az alábbi módon írhatjuk:

$$\Theta_2 - \Theta_1 = (-n \cdot \varphi_2 + c(\theta^*, \omega, t)) - (-n \cdot \varphi_1 + c(\theta^*, \omega, t)) = n \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1.5)$$

$\Theta_2 - \Theta_1 = \Delta\Theta$  és  $\varphi_2 - \varphi_1 = \Delta\varphi$  bevezetésével adódik, hogy:

$$\Delta\Theta = -n \cdot \Delta\varphi \quad (1.6)$$

A fenti (1.6) összefüggésből következik, hogy a relatív fázisok is egyenesen arányosak a relatív pozíciókkal, hányadosuk a toroidális módusszámot adja.

Előző évi TDK munkámba [3] több globális plazmamódust vizsgálva szisztematikus hibákat vettem észre a németországi ASDEX Upgrade tokamak mágneses diagnosztika jeleinek feldolgozása során. Ezzel a problémával a jelenlegi legnagyobb tokamaknál, a JET-nél is szembesültek [9], de kiküszöbölni az effektust eddig még nem sikerült.

Eddigiekben sokféle eljárást használtak módusszámok meghatározásához. Például ez történhetett ú.n. Lomb periodogramok használatával [10], vagy a jelek lineáris idő-frekvencia transzformációjával [11]. Mindegyik a nyers adatokat dolgozta fel, figyelmen kívül hagyva az átviteli függvényekből származó, helyenként akár egy radián nagyságrendű fázistolásokat a különböző mágneses diagnosztikák eltérő karakterisztikái miatt.

Idei TDK munkám során az ASDEX Upgrade tokamak MHA-B31– sorozatszámú mágneses diagnosztikáinak átviteli függvényeinek kiértékelését végeztem el, amikből frekvenciafüggő fáziskorrekciókat határoztam meg. A következő fejezetekben a fáziskorrekciók meghatározásának módját írom le, majd ezután annak sikeres alkalmazásait mutatom be, amivel jelentősen javítottam a mért adatok illeszkedését a különböző illesztőegyenesekekhez képest.





## 2. fejezet

# Mágneses mérések korrekciója

A mágneses tekercsek, és hozzájuk csatlakoztatott feldolgozó egységek kezelhetők mint egy bemenetű, egy kimenetű lineáris rendszerek. Ezeknek fontos tulajdonsága az átviteli függvényük, ami megszabja a különböző frekvenciákon való viselkedésüket. Így ha az ilyen mérőrendszerekből származó jelek feldolgozás során valamilyen frekvenciatérbeli tulajdonságát szeretnénk vizsgálni a gerjesztő jelnek szükségessé válik a rendszer átviteli függvényének ismerete a kapott eredmények helyes értelmezéséhez.

### 2.1. Mágneses szondák átviteli függvényeinek mérése az ASDEX Upgrade tokamakon

#### 2.1.1. Átviteli függvények

Az egyszerű tekercsek és a hozzájuk tartozó feldolgozó áramköri elemek mint egy bemenetű és egy kimenetű lineáris rendszerek vizsgálhatóak. Esetünkben diagnosztikai szempontból a bemenő jel a plazma által létrehozott mágnesestér-változás a tekercs helyén, a kimenő jel pedig a ténylegesen rögzített adathalmaz. Egy ilyen lineáris rendszer átvitelét úgy értelmezzük, hogy megvizsgáljuk egy egységnyi, adott frekvenciájú szinuszos gerjesztésre milyen a kimenő oldalon megjelenő jel fázisa és amplitúdója. Ezek alapján adott frekvencián az alábbi módon definiálhatjuk egy rendszer átvitelét, ha  $i(t)$  jellel gerjesztettük, aminek Fourier transzformáltja  $I(\omega)$  és  $o(t)$  jelet mértünk a kimenetén, aminek transzformáltja  $O(\omega)$  [12].

$$H(\omega) = \frac{O(\omega)}{I(\omega)} \quad (2.1)$$

A fenti egyenlet komplex formalizmust használva az alábbi módon írható, ahol  $A$  az adott jel amplitúdója,  $\varphi$  pedig annak fázisa:

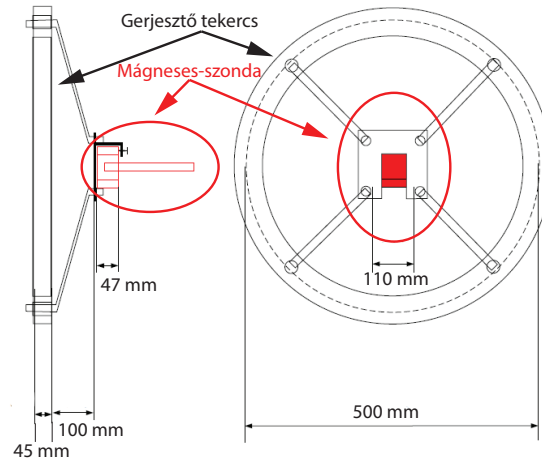
$$H(\omega) = \frac{A_{ki}(\omega)}{A_{be}(\omega)} e^{i(\varphi_{ki}(\omega) - \varphi_{be}(\omega))} \quad (2.2)$$

Ezeket minden egyes frekvenciapontban meghatározva definiálhatjuk egy lineáris rendszer komplex értékű átviteli függvényét.

### 2.1.2. Mérési eljárás és adatfeldolgozás

Egy korábbi MSc diplomamunkához [4] végeztek kalibrációs méréseket az ASDEX Upgrade tokamak MHA–B31– sorozatú ballooning szondáin, de csak az abszolút értékének kiértékelését hajtották végre. A ténylegesen üzemelő diagnosztika tartalmaz egy 2 MHz mintavételezési frekvenciájú ADC-t, és egy ehhez tartozó 512 kHz levágási frekvenciájú, Bessel aluláteresztő szűrőt is. Mivel a kalibrációs méréseket a teljesen felszerelt tokamakon végezték el, így a kapott szondaválasz tartalmazza mindezen áramköri elemek hatását is, amit más esetekben is figyelembe kellene venni a mérési eredmények kiértékelése során.

Az átviteli függvények meghatározásához, egyenként mérték végig az egyes mágneses szondákat, amiket egy tekercs segítségével gerjesztettek, rögzített geometria mellett. Ezt az elrendezést szemlélteti a 2.1 ábra.



**2.1. ábra.** Az ASDEX Upgrade tokamak mágneses szondáinak átviteli függvény meghatározásához összeállított mérés geometriai elrendezése [4].

A gerjesztő tekercset egy állandó feszültségű jelgenerátorral hajtották meg, ami kilenc másodperc alatt seprte végig (ú.n.: sweepelte) az 1 kHz -

1 MHz frekvenciatartományt. Egy szondára a teljes mérés tíz másodpercig tartott, így volt egy másodpercnyi átfedő szakasz. A sweepelés nem folytonos jellegű, hanem 4 kHz-ként léptetett volt. A gerjesztő tekercsben folyó áramot egy áramfogó segítségével mérték. A jel léptetett jellegét szemléltethetjük lineáris, folytonos idő-frekvencia transzformáció segítségével, az eljárással kapcsolatos fogalmakat Stephane Mallat könyve alapján vezetem be [13]. Erre a módszerre támaszkodva későbbi vizsgálatokat is végeztem.

A transzformáció során  $f(t)$  jelet idő-frekvencia atomok családján ( $g_{u,\xi}$ ) fejtjük ki, amiket egymásból ( $u$ ) idő- és ( $\xi$ ) frekvenciaeltolással állíthatunk elő:

$$g_{u,\xi} = e^{i\xi t} g(t - u) \quad (2.3)$$

Ezen atomok segítségével a következő módon számíthatjuk a transzformáltat:

$$Tf(u, \xi) = \langle f, g_{u,\xi} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) g_{u,\xi}^*(t) dt \quad (2.4)$$

A kiértékelés során úgynevezett Gábor-atomokat használtam, ami normált ( $\|g_{u,\xi}\| = 1$ ), időben eltolt Gauss függvény, adott szórással és egy komplex exponenciális függvény szorzata. Az eljárást rövididejű Fourier transzformációnak (**STFT** - **S**hort **T**ime **F**ourier **T**ransform) nevezik. Az így kapott komplexértékű, kétváltozós függvény abszolútérték négyzetét értelmezhetjük, mint a jel energiájának spektrális eloszlása. Ezt **spektrogramnak** nevezzük.

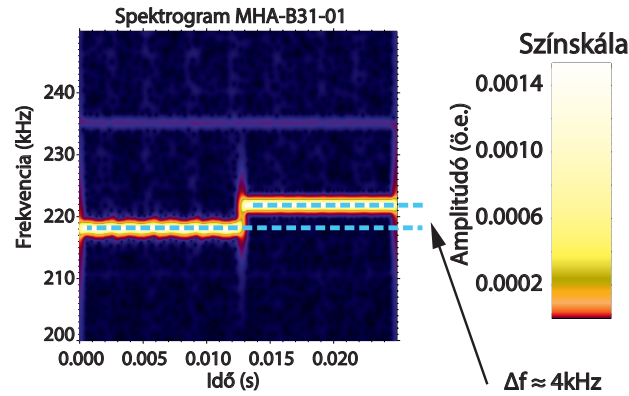
$$|Tf(u, \xi)|^2 \propto Ef(u, \xi) \quad (2.5)$$

A fent leírt lineáris idő-frekvencia számításokat képes kiszámítani az általam is használt és fejlesztett, a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Nukleáris Technikai Intézetében fejlesztett NTI Wavelet Tools nevű plazmadiagnosztikai és jelfeldolgozó programcsomag [14].

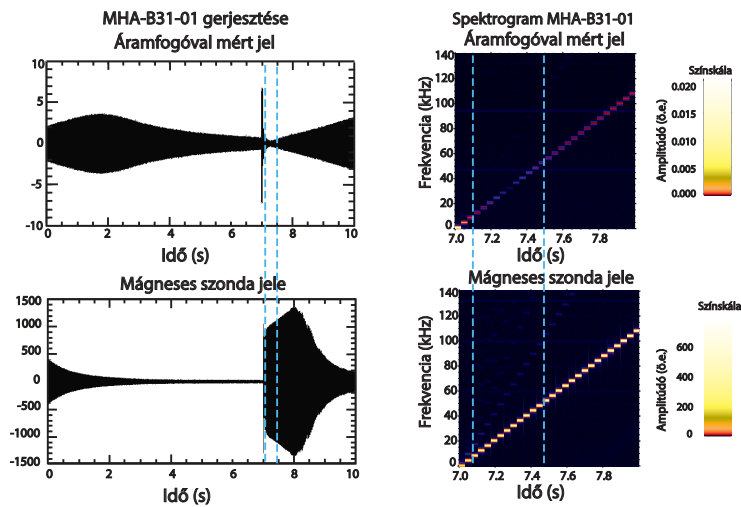
Visszatérve előző gondolatmenetünkhöz spektrogramok segítségével szemléltethetjük a gerjesztő jel 4 kHz-es frekvencialépésközeit, ez látható a 2.2 ábrán.

Nem szabad azonban megfeledezni arról, hogy a mérőoldal egy RLC kör volt, így az áramfogóval mért érték nem minden esetben felelt meg annak az áramnak ami a tekercsen tényleges keresztülfolyt. Ezt szemléltethetjük egyszerűen a nyers jelek vizsgálatával, de a spektrogramokon keresztül szemléletesebben jelenik meg a rezonancia jelensége.

A 2.3 ábrán látható, hogy 30 kHz környékén a gerjesztő jel „eltűnik” de ennek ellenére a mágneses szonda aránytalanul nagy amplitúdójú jelet detektál a környező frekvenciákhoz képest.



**2.2. ábra.** Az ASDEX Upgrade tokamak mágneses szondáinak átviteli függvény meghatározásához mért gerjesztőoldali áram egy rövid időszakaszának transzformáltja, ami szemlélteti annak 4 kHz-es lépésközeit.



**2.3. ábra.** Az MHA-B31-01-es szondán mért gerjesztő jel, és a mágneses szonda által mért jel, azoknak spektrális megjelenésükkel. Az ábrákon megfigyelhető a gerjesztő oldal rezonanciájának jelensége, itt mind a nyers jelen, mind annak spektrogramjának amplitúdója lecsökken.

Mivel nem a gerjesztő tekercs áramával arányos jelet mértek, így ezekkel az adatokkal a szondák abszolút kalibrálása nem lehetséges. Ellenben minden egyes szonda esetén azonos körülmények mellett végezték el a mérést, így lehetséges az egyes szondapárok relatív kalibrálása.

## 2.2. Átviteli függvények meghatározásához mért adatok kiértékelése

A jelfeldolgozáshoz szükséges rutinokat IDL (Interactive Data Language) [15] programozási nyelven implementáltam.

A kiértékelés alap gondolata az volt a mérési eljárást ismerve, hogy meghatározom minden egyes, állandó frekvenciájú időszakaszra a gerjesztő oldal jelének és a mágneses szonda jelének Fourier transzformáltját. Amennyiben megfelelő módon választom ki az időszakaszt, akkor annak transzformáltjának abszolút értékének pozitív frekvenciás részében egy-egy csúcs lesz, mégpedig a kiválasztott időszakaszon a gerjesztő frekvencián. Ehhez a frekvenciához tartozó transzformáltak hányadosaként értelmezhetjük adott frekvenciapontban az átvitelt. Jelöljük a bemenő és kimenő jelet  $i(t)$ -vel és  $o(t)$ -vel, Fourier transzformáltjait pedig  $I(\omega)$ -val és  $O(\omega)$ -val. Ekkor egy adott időszakaszban az alábbi módon definiáljuk az átviteli függvény egy pontját:

$$H(\omega_j) = \frac{O(\omega_j)}{I(\omega_j)} \quad (2.6)$$

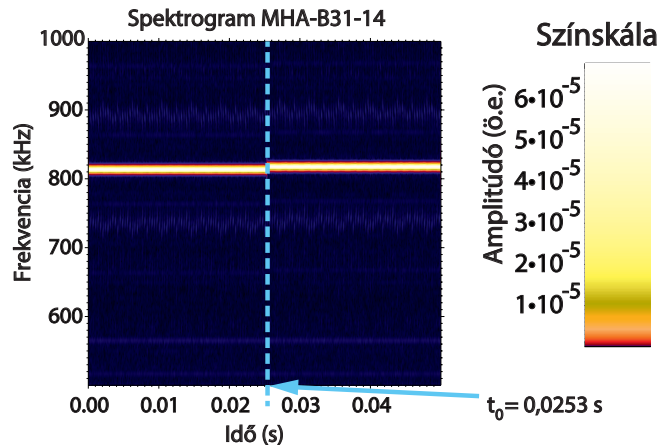
$$\omega_j = (\omega : |I(\omega)| = \max |I(\omega)|). \quad (2.7)$$

Minden egyes időszakaszra ezt végigszámolva meghatározható az átviteli függvény diszkrét pontokban. Tehát az eljárás megvalósításának egyik lépése, hogy meghatározzam a megfelelő időablakokat.

A mérést egy folyamatosan működtetett jelgenerátorral végezték, aminek jelét nem triggerelték semmihez sem, így minden egyes mérés más-más kezdőfrekvenciáról indul, az első állandó frekvenciás időszakasz is véletlen időtartamú volt. A kiértékelés első lépéseként meghatároztam az egyes gerjesztő jelekből számított spektrogramok vizsgálatával az első teljes időszakasz kezdőidőpontját. Ehhez az eljáráshoz tartozó spektrogram látható a 2.4 ábrán. A kapott eredményeket a függelék tartalmazza.

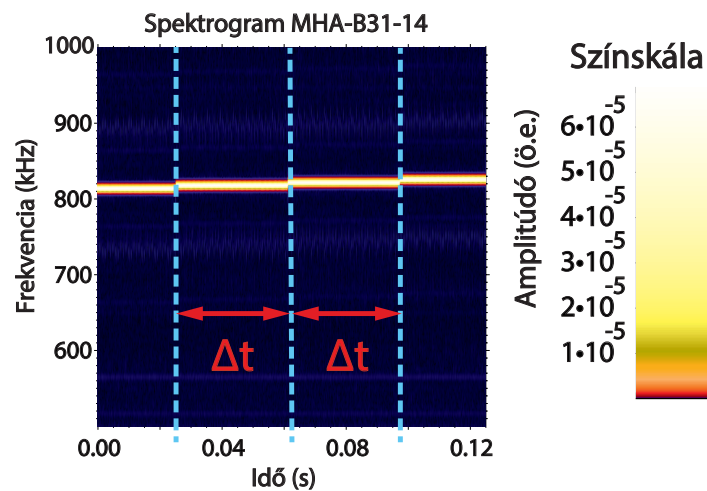
Az átviteli függvények kiértékelésének következő lépéseként meghatároztam, hogy az egyes állandó frekvenciás időszakaszok milyen periódusidővel követik egymást. Ez az átviteli függvény meghatározásának egy kritikus pontja volt, mivel amennyiben rosszul állítom be ezt a paramétert, akkor az 1 kHz - 1 MHz frekvenciatartományon végighaladva akár akkora „elcsúszás” is összegyűlhet, ami a Fourier transzformáció során a  $\pm 4$  kHz-es csúcsok megjelenését is jelentheti a spektrumba. Ennek következtében szélsőséges esetben nem a megfelelő frekvenciát találja meg a rutin a transzformált abszolút értékében.

Hasonló módszerrel, mint a kezdőidőpontok meghatározásánál, a spektrogramokat vizsgáltam, egy nagyobb időszakaszra, mint ahogyan a 2.3 áb-



**2.4. ábra.** Az egyes mágneses szondák átviteli függvények meghatározásához mért jelek első pár ms-ja, amiből meghatározható az első „teljes” állandó frekvenciás időszakasz kezdő időpontja.

rán is látható, jól elkülöníthetőek az egyes időablakok. A teljes időszakasz hosszának, és a benne található frekvencialépések számából következtettem az időablak hosszára, amit a 2.5 ábra szemléltet.

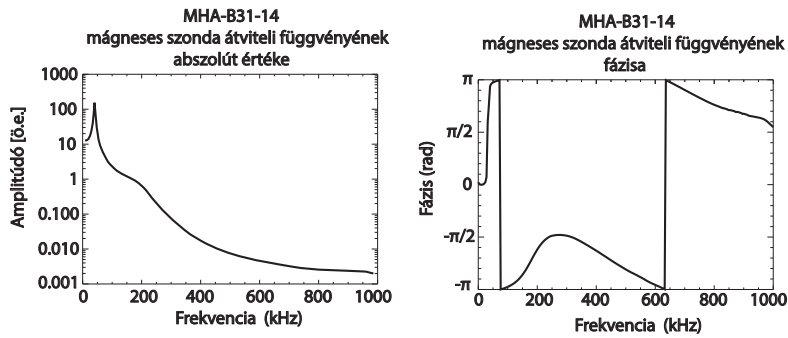


**2.5. ábra.** Az egyes időlépések hosszának meghatározásának módszere a spektrogramok vizsgálatával.

Az ablak hosszára  $\Delta t = 36.05$  ms adódott. Az átvitelek számítása közben az egyes időablakokhoz tartozó spektrumokat vizsgálva ellenőriztem, hogy a  $\pm 4$  kHz-es csúcsok ténylegesen nem látszódnak bennük. A vizsgálatok során nem használtam fel a teljes  $\Delta t$  időintervallumot, annak csak közbülső 20 ms-át, elkerülve a frekvenciaugrások okozta esetleges problémákat.

Annak érdekében, hogy az összes átviteli függvény együttesen lehessen kezelni, egy közös, 0 - 1 MHz-es, 4 kHz-enkénti diszkrét frekvenciatengelyre interpoláltam az előzőekben leírtak szerint meghatározott átviteli függvényeket lineárisan módon mind fázisban, mind abszolút értékben.

Mivel a gerjesztő oldal jelét a mágneses tér nagyságával arányosnak tekintjük, viszont a mágneses tekercsek ennek időbeli deriváltját mérik, ami Fourier térben egy  $j\omega$  szorzásnak felel meg, ahol  $j = \sqrt{-1}$  komplex egység, így az átvitel számításánál az adott értékeket még el kellett osztani  $j\omega$ -val a megfelelő értékekért.

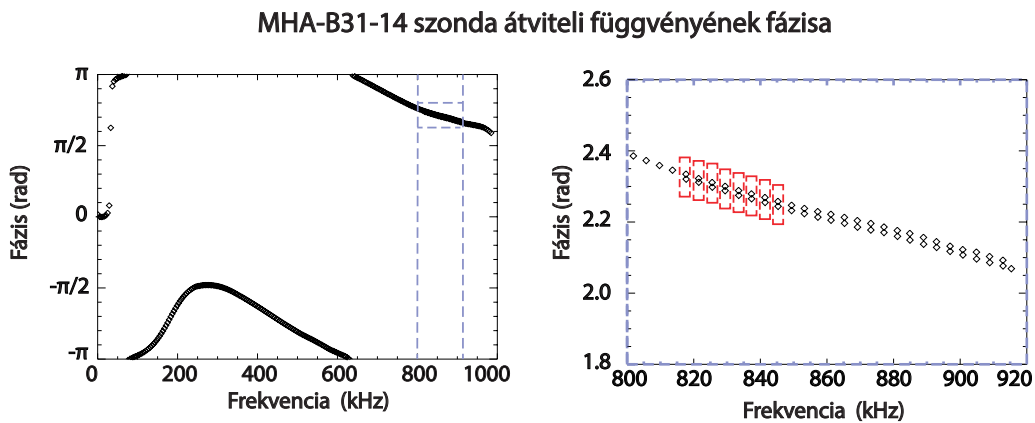


**2.6. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA–B31–14-es mágneses szondájára számított átviteli függvény abszolút értéke és fázisa.

A kapott átviteli függvényekre példát mutató 2.6 ábrán megfigyelhető a 30 kHz körül eltűnő bemeneti jel (lásd 2.3 gerjesztő jel spektrogramja) hatása. Ennek következtében az átviteli függvény abszolút értékének lokális maximuma van. Mivel ezt minden egyes átviteli függvénynél megfigyelhető, és a plazmakisülések során végzett mérések esetén sem látható erre a viselkedésre utaló nyom, így ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy ez nem a mágneses tekercsek sajátos tulajdonsága, hanem a gerjesztésé, így a vizsgálataim szempontjából irreleváns. Mivel a meghatározott átviteli függvények a gerjesztés jellegét is tartalmazzák, így ezen adatok alapján a mágneses szondák abszolút kalibrálása nem lehetséges. Viszont amennyiben a gerjesztés jellege nem változott mérésről mérésre, akkor lehetséges az egyes szondák relatív kalibrálása.

## 2.3. Átviteli függvények fázisainak hibájának becslése

Fontos kérdés, hogy az átviteli függvényünket milyen pontosan is határoztuk meg, azaz mekkora a mérés bizonytalansága. Mivel az átviteli függvény meghatározásához végzett méréseket szondánként 10 s-ig végezték, de az 1 kHz -1 MHz sweepelése csak 9 s-ig tartott, így minden esetben volt 1 s-i szakasz, ami frekvenciában átfedett, amihez tartozó értékeket kétszer mértek végig. Ezt szemlélteti a 2.7 ábra, amelyen még a nem interpolált fázisátvitelek láthatóak.



**2.7. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA-B31-14 -es mágneses szondájára számított átviteli függvény fázisa, ami szemlélteti az átfedő frekvenciatartományt.

A méréshez egy átlagos szórást becsültem. Meghatároztam minden egyes szonda esetében, hogy melyek azok a frekvenciapontok a spektrumban, amelyek kétszer lettek mérve. Ezekre a pontpárookra meghatároztam az átlagértékeiktől való eltéréseiket, és ennek átlagát vettem mint adott frekvencaszakaszhoz tartozó szórás.

$$\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n |\bar{x}_i - x_{i1}|}{n} \quad (2.8)$$

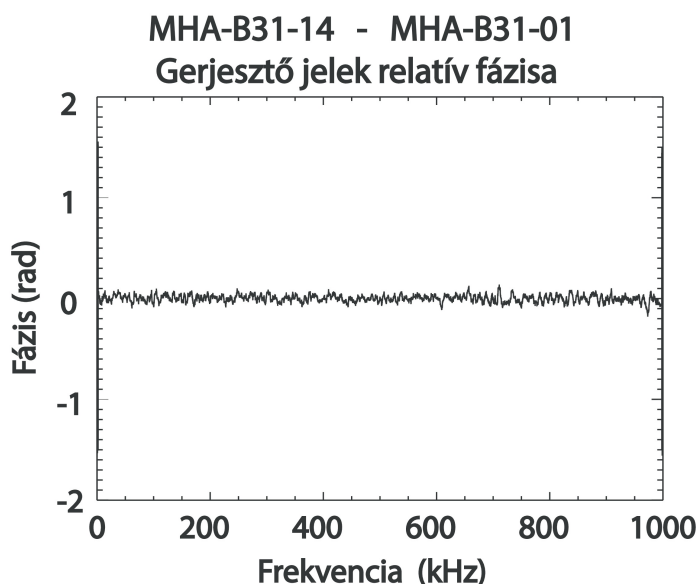
A (2.8) egyenletben az összegzés adott szonda esetén az egyes pontpárookra történik,  $\bar{x}_i$  az  $i$ -dik pontpár átlaga,  $x_{i1}$  pedig a pontpár közül az egyik. Mivel feltételezésünk szerint a hiba minden frekvencián azonos, így a későbbiekben az egyes szondák szórásainak átlagával végeztem számításokat.



## 2.4. Relatív fázisátviteli függvények

Mivel a vizsgálataim során a relatív fázisokat (keresztfázisokat) vizsgáltam, így a továbbiakban az átviteli függvénynek csak a fázisával részletezem a számításaimat.

Ahogy a 2.2 fejezetben említettem, a mért adatok segítségével az egyes szondák abszolút kalibrálása nem lehetséges. Felmerül azonban a kérdés, hogy ettől függetlenül lehetne-e relatív kalibrálásra használni az adatokat. Ehhez először meg kellett vizsgálni, hogy az egyes gerjesztő jelek fázisban vannak-e, azaz minden frekvencián azonos a gerjesztések fázisa. Ezt úgy ellenőriztem, hogy megvizsgáltam két gerjesztő jel Fourier transzformáltjának hányadosának fázisát. Ez látható a 2.8 ábrán.



**2.8. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA-B31-14, MHA-B31-01-es mágneses szondáinak átviteli függvényeinek mérése során, azoknak gerjesztő jeleire számított Fourier transzformáltak hányadosának simított fázisa.

Megfigyelhetjük, hogy a két gerjesztő jel egy nulla körüli, kicsi tartományon belül mutat statisztikus ingadozás. Ez alapján megállapítható, hogy a szondák relatív kalibrálása lehetséges a mért adatok felhasználásával, mert a gerjesztő jel azonosnak vehető minden mérés során.

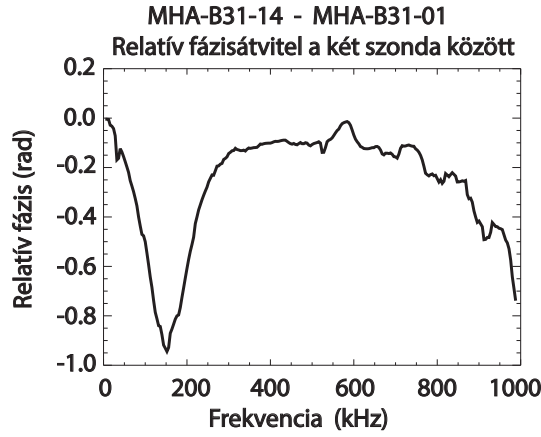
Két mágneses szonda közötti relatív átviteli függvényt az alábbi módon definiálhatjuk.

$$H_{kl}(\omega) = \frac{H_k(\omega)}{H_l(\omega)} \quad (2.9)$$

Ahogy az (2.2) egyenlet alapján látható, amennyiben a gerjesztő jelek transzformáltjainak azonos a fázisa, akkor csak a relatív átviteli függvény amplitúdóját fogja befolyásolni a gerjesztő jel tulajdonságai.

$$H_{kl}(\omega) = A(\|H_k\|, \|H_l\|, \omega) e^{i(\varphi_{ki_k}(\omega) - \varphi_{ki_l}(\omega))} \quad (2.10)$$

$A(\|H_k\|, \|H_l\|, \omega)$  a relatív átviteli függvény abszolút értéke,  $\varphi_{ki_k}(\omega)$  pedig a „kimeneti jel”, azaz a mágneses diagnosztika által detektált jel transzformáltjának fázisa. Az eljáráshoz készítettem az egyes transzformáltakból relatív transzformáltakat számító rutint. Ez minden egyes szondapárhoz elvégzi a 2.2 fejezetben leírtak alapján az átviteli függvények kiszámítását, majd meghatározza a relatív átviteli függvényeket, ennek fázisára mutat példát a 2.9 ábra.



**2.9. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA-B31-14 és MHA-B31-01-es mágneses szondái között számított relatív átviteli függvény fázisa.

A 2.9 ábrán megfigyelhető, hogy a 50 kHz - 250 kHz tartományon az egyes szondák sajátos átviteli függvénye miatt adódó relatív átviteli függvény fáziskarakterisztikája közel sem elhanyagolható. Figyelmen kívül hagyásuk frekvenciától függően torzíthatja a mérési adatokat, szélsőséges esetben a mért adatok pontatlan értelmezését eredményezheti.

## 3. fejezet

# Relatív fáziskorrekciók alkalmazása

A fejezetben bemutatom az általam használt folytonos, lineáris idő-frekvencia transzformáción alapuló módusszám meghatározási módszert. Ennek ismeretében leírom a mérési adatok korrekciójának módját, és példákkal szemléltetem a korrekció hatását valós mérési adatokon.

### 3.1. Módusszámok meghatározása és korrekciója

Ahogy az a 1.2 fejezet (1.6) egyenleténél láttuk, módusszámok meghatározásához adott globális módusok relatív fázisának ismerete szükséges. Két szonda által mért jelek közötti keresztfázisokat határozhatunk meg rövididejű Fourier transzformáció segítségével, amit a 2.1.2 fejezetben mutattam be. A két jel keresztspetrogramjának fázisa az alább módon definiálható:

$$\Delta\Theta_{kl}(u, \xi) = \arg(Tf_k(u, \xi)T^*f_l(u, \xi)) \quad (3.1)$$

Ahol  $\Delta\Theta_{kl}(u, \xi)$  két szonda által mért jelek relatív fázisa, adott  $u, \xi$  idő-frekvencia pontban,  $Tf_k(u, \xi)$  az egyes szondák által mért jelek STFT-je, a  $*$  művelet pedig komplex konjugálást jelöl.

A relatív fáziskorrekciókat a keresztspetrogramokon alkalmaztam. Az NTI Walvelet Tools grafikus kezelőfelületén implementálásra került egy kapcsoló, aminek segítségével igénybe lehet venni a korrekciót. Ennek során a korrekciót alkalmazó rutin végighalad a keresztspetrogram mátrixának minden egyes időpillanatán, a korrekciót a megfelelő frekvenciatengelyre interpolálja,

majd ezzel elosztja az adott időpillanati metszetét a mátrixnak.

$$\Delta\Theta_{kl_{valos}}(u, \xi) = \Delta\Theta_{kl_{mert}}(u, \xi) \frac{1}{\arg(H_{kl}(\xi))} \quad (3.2)$$

A korrekció elvégzése után, a relatív szondapozíciók ismeretében, rögzített poloidális koordináta mellett, a toroidális módusszám meghatározása egy egyenesillesztési probléma. Mivel a fázisok és ezzel párhuzamosan a relatív fázisok is tetszőleges  $2\pi k$ ,  $k \in \mathbb{Z}$  eltolásra invariánsak, így gyakorlatiban  $2\pi$  melletti osztási maradékra végezzük illeszkedés vizsgálatot megfelelő súlyozás mellett. Az ábrákat, amiken a relatív szondapozíció függvényében ábrázoljuk az egyes keresztfázisokat, fázisdiagramnak nevezzük. Az eljárás részét képezi az NTI Wavelet Tools diagnosztikai programcsomagnak [14]. A fejezet következő részében a korrekció alkalmazására mutatok példákat.

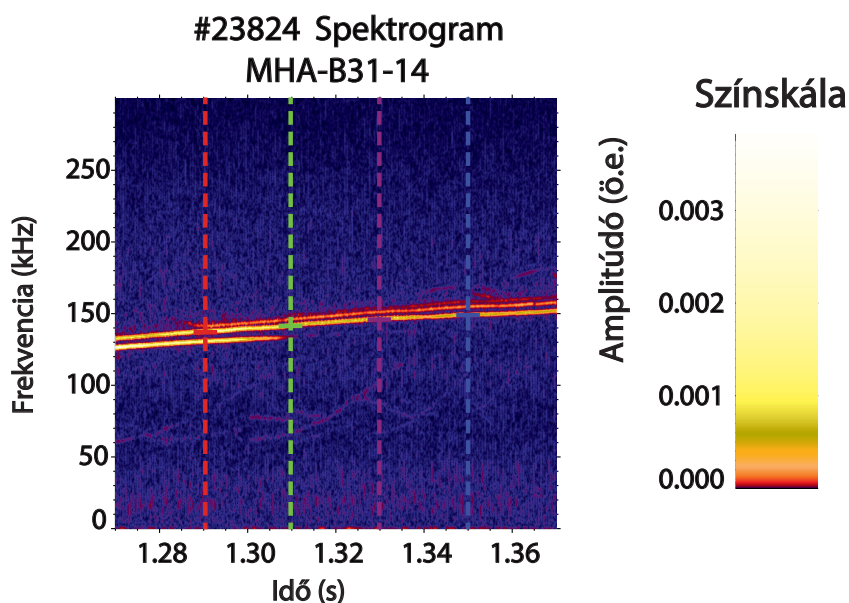
## 3.2. Globális plazmamódusok vizsgálata

Spektrogramokon a globális módusok, mint lokális maximumok jelentkeznek, ezekhez tartozó idő-frekvencia pontokban végeztem módusszám számítási vizsgálatokat. A vizsgált kisülések 2008 és 2013 között készültek így egy igen nagy időintervallumot lefedtem velük az ASDEX Upgrade üzemeléséből. Ennek előnye, hogy a korrekció alkalmazhatóságát több évre bizonyítottam.

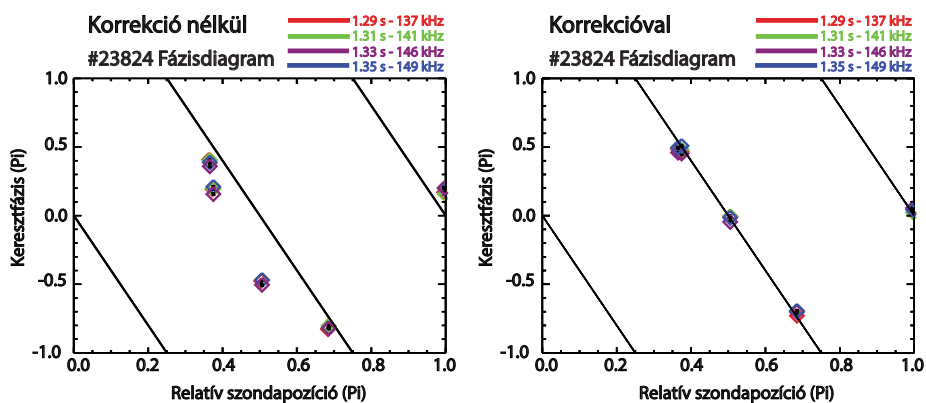
Megvizsgáltam, hogy korrekcióval, és korrekció nélkül az előző évi TDK dolgozatomban [3] implementált  $\chi^2$ -próbát számító rutin milyen eredményt ad különböző esetekben. A  $\chi^2$ -próba egy olyan statisztikai illeszkedésvizsgálat, ami kvantitatívan és kvalitatívan egyaránt jellemzi az illesztett függvény „minőségét”.

Az első, vizsgált kisülésben egy  $n = -4$ -es toroidális módusszámhoz köthető idő-frekvencia gerincet elemeztem [16]; a negatív előjel az adott plazmahullám forgási irányára utal. Az egyes idő-frekvencia pontokat a szaggatott vonallal való metszet jelöli ki a 3.1 ábrán látható spektrogramon. A négy különböző időpillanathoz tartozó fázisdiagramokat egy közös koordináta-rendszerben ábrázoltam, a különböző színek a különböző időpontoknak felelnek meg.

Toroidális módusszám meghatározása úgy történik, hogy minden egyes módusszámra az adott rutin kiszámolja a  $\chi^2$  értéket, és ezen értékek közül a legkisebb értékhez tartozó módusszámot fogadjuk el, mint tényleges érték. A 3.2 ábrán megfigyelhetjük, hogy korrekció alkalmazása nélkül a feltételezett módusszám által meghatározott egyenestől szisztematikus eltérések vannak különböző időpontokban. Ezzel szemben a keresztfázisok korrekciójának alkalmazásával már az illesztendő egyenes körül mutatnak statisztikus ingado-

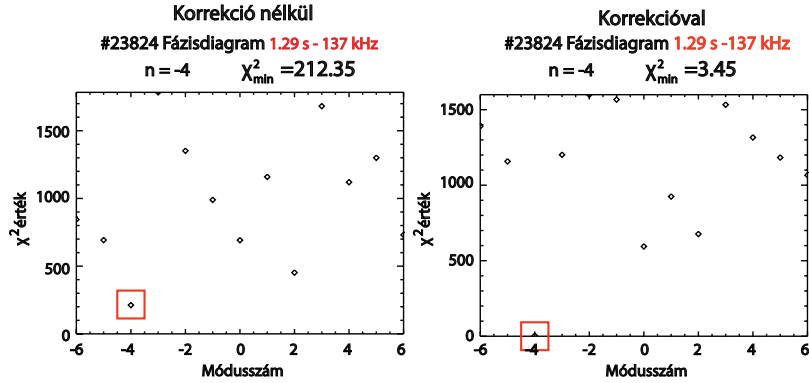


**3.1. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA-B31-14 mágneses szondájának jeléből, a #23824-es kisülésben számított spektrogram, amin megfigyelhető három, jól elkülöníthető globális módus. Fázisdiagramokat a szaggatott vonalakkal való időmetszetekben számítottam.



**3.2. ábra.** Az ASDEX Upgrade #23824-es kisülésében, különböző idő-frekvenciapontokban (a módus gerince mentén) számított fázisdiagramok.  $n = -4$

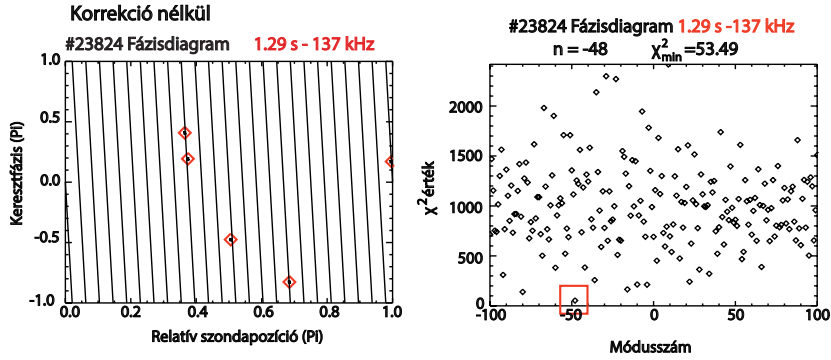
zást a mért adatpontok. Az illeszkedés jóságáról a  $\chi^2$  próba ad számszerű eredményt.



**3.3. ábra.** Az ASDEX Upgrade #23824-es kisülésében adott idő-frekvenciapontban számított illesztés jósága a  $\chi^2$ -próbát ábrázolva a módusszám függvényében

Megfigyelhető az illeszkedés jóságának a módusszám függése a 3.3 ábrán. Korrekció alkalmazásával nagyságrendi javulás érhető el a  $\chi^2$ -próba eredményének tekintetében. Míg előbbi esetben a különböző módusszámok közül a  $\chi_{min}^2 = 3.45$ , addig korrigálatlan esetben ez  $\chi_{min}^2 = 212.35$ . Ebben a két esetben a módusszámokat csak egy szűk  $[-6,6]$  közötti intervallumon vizsgáltam.

A korrekció hatását megvizsgáltam olyan esetekben is, amikor nagyságrenddel nagyobb intervallumon kerestem ez illesztendő egyenesekhez tartozó módusszámokat.

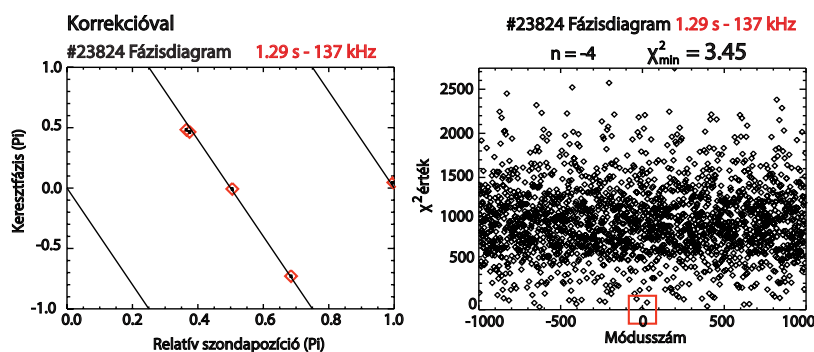


**3.4. ábra.** Az ASDEX Upgrade #23824-es kisülésében adott idő-frekvenciapontban számított fázisdiagram korrekció nélkül, a módusszámot a  $[-100,100]$  intervallumon keresve és a hozzá tartozó  $\chi^2$  érték módusszám függése. Ebben az intervallumban a  $\chi_{min}^2$  keresés az  $n = -48$  toroidális módusszámot találja legjobban illeszkedőnek.

A 3.4 ábrán látható, hogy amennyiben egy tágabb intervallumon végezzük a módusszámok keresését korrekció nélkül, a feldolgozott adatokból már nem

határozható meg a korábbi vizsgálatok alapján várt módusszám [16]. Ennek következtében csak erősen korlátos keretek között lehet a feldolgozott adatok használni.

Azonban ha korrekciót alkalmazunk, akkor egy nagyságrenddel nagyobb, a  $[-1000, 1000]$  intervallumon is egyértelmű eredményt kapunk. A módusszám számító rutin megtalálja a várt  $-4$ -es toroidális módusszámot, ezt szemlélteti a 3.5 ábra.



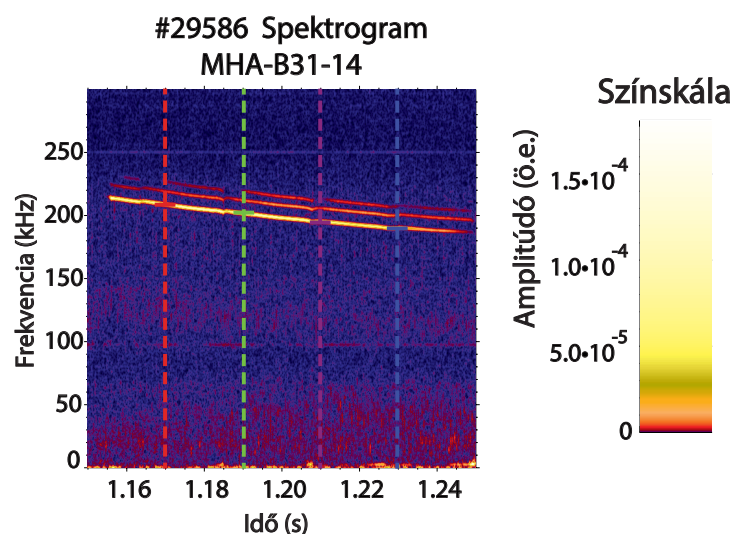
**3.5. ábra.** Az ASDEX Upgrade #23824-es kisülésében adott idő-frekvenciapontban számított fázisdiagram korrekció alkalmazásával. A módusszámot még egy nagyságrenddel nagyobb, a  $[-1000, 1000]$  intervallumon keresve is megtaláljuk a korábbi vizsgálatok alapján várt értéket.

A következőnek vizsgált kisülésben szintén megvizsgáltam egy globális módus időbeli fejlődését, és ennek a fázisdiagramokon történő realizációját korrekcióval, és nélkül.

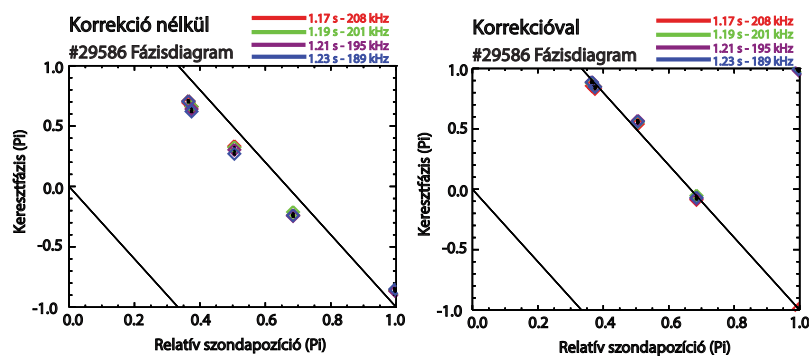
Az előző kisüléshez (#23824) hasonlóan itt is megfigyelhető a fázisdiagramokon, a 3.7 ábrán, hogy a korrekció alkalmazása javulást eredményez az eddigi illesztéshez képest. Minden független szondapárra számolva meghatároztam, hogy a spektrogramon látható, legkisebb frekvenciás módus toroidális módusszáma  $-3$ . Ennek ismeretében megvizsgáltam hogy, mindösszesen három szonda (két szondapár) használatával lehetséges e toroidális módusszámot meghatározni a korrekció alkalmazásával, és ha igen milyen körülmények mellett. Ennek eredményét szemlélteti a 3.8 ábra.

A korrigált mérési adatok segítségével igen jelentős, a  $[-100, 100]$  intervallumon is lehetséges toroidális módusszámot meghatározni mindösszesen két szondapárra, ezt figyelhetjük meg a 3.8 ábrán.

Ideális esetben, amennyiben pontosan ismernénk a szondáink pozícióit, és hiba nélkül tudnánk méréseket végezni, mindösszesen egyetlen-egy szondapár által szolgáltatott mérési adatból is vissza kellene tudni állítani a toroidális



**3.6. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA-B31-14 mágneses szondájának jeléből a #29586-os kisülésben számított spektrogram, amin szintén megfigyelhető három, jól elkülöníthető globális módus. Fázisdiagramokat a szaggatott vonalakkal való időmetszetekben számítottam.

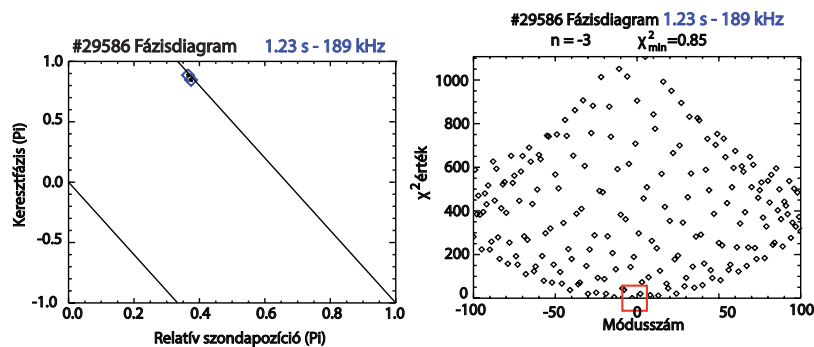


**3.7. ábra.** Az ASDEX Upgrade #29586-os kisülésében, különböző idő-frekvenciapontokban (a módus gerince mentén) számított fázisdiagramok.  $n = -3$

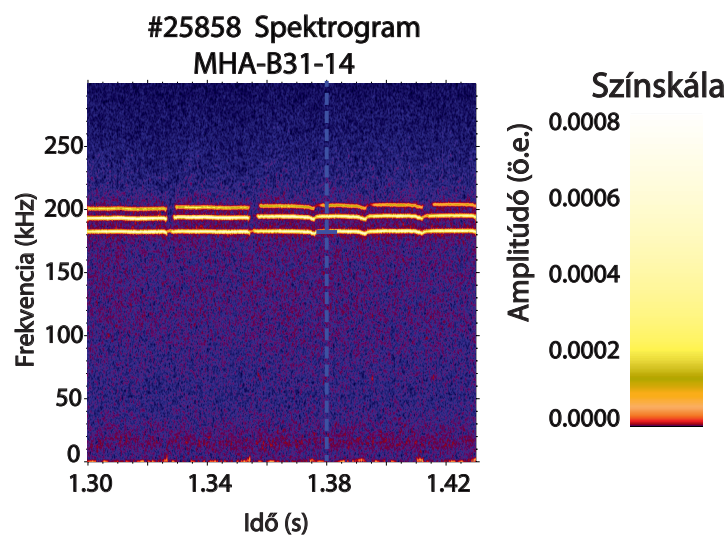
módusszámot. Ezt vizsgáltam a #25858-as kisülésnél, ennek a vizsgált időszakaszának spektrogramját szemlélteti a 3.9 ábra.

A 3.9 ábrán szintén három, jól elkülöníthető globális módus figyelhető meg, közel állandó frekvenciákon. Első lépésként minden szondapár felhasználásával, korrigált mérési adatokkal meghatároztam a spektrogramon látható, legkisebb frekvenciás globális módus toroidális módusszámát, ami  $n = -3$





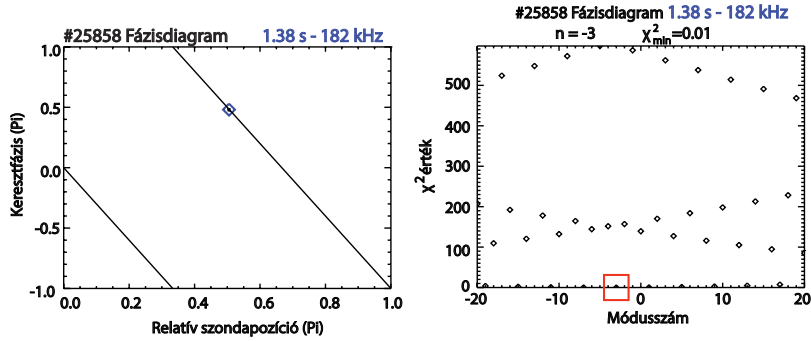
**3.8. ábra.** Az ASDEX Upgrade #29586-os kísérésében, adott idő-frekvencia pontokban számított fázisdiagram két szondapár esetén (MHA-B31-14 - MHA-B31-03 és MHA-B31-14 - MHA-B31-01).  $n = -3$



**3.9. ábra.** Az ASDEX Upgrade MHA-B31-14 mágneses szondájának jeléből a #25858-as kísérésben számított spektrogram, fázisdiagramot a szaggatott vonalalal való időmetszetben számítottam.

nak adódott. Ezután adott időmetszetben egy szondapárra (MHA-B31-14 - MHA-B31-03) számítottam fázisdiagramokat, és annak illeszkedését vizsgáltam, amit a 3.10 ábrán figyelhetünk meg.

Még ilyen szélsőséges esetben, ha csak egy szondapár mérési adatait vesszük figyelembe, is meg tudjuk állapítani a  $[-20, 20]$  intervallumon a tényleges módusszámot, amit korrekció nélkül nem lehetne meghatározni.



**3.10. ábra.** Az ASDEX Upgrade #25858-as kisülésében, adott idő-frekvenciapontokban számított fázisdiagram egy szondapár esetén.  $n = -3$

A korrekció alkalmazásával ellenőriztem, hogy az átviteli függvényekből származó eltérések mind a mai napig szisztematikusan torzítják az ASDEX Upgrade tokamak mágneses szondáinak adatait. Viszont korrigálásuk lehetséges, amivel már igen pontos méréseket lehet végezni. Így lényegesebben kevesebb méréssel és nagyságrenddel nagyobb módusszám tartományon állapíthatunk meg módusszámokat. Mindemellett statisztikai irányadó adatunk is van az illeszkedés jóságának meghatározásához.

Mindezek hozzájárulnak ahhoz, hogy időbeli simítás nélkül határozhassak meg módusszámokat. Ez lehetséges, mivel a korrekció alkalmazásával kellően pontosak már a mágneses mérések eredményei, a  $\chi^2$ -próba segítségével pedig statisztikai értelemben jellemezhetjük az módusszámainkat. Ezzel lehetővé téve tranziens események vizsgálatát a plazmában, mint például az ú.n. ELM-ek (Edge Localized Modes) [17]. Az eddigiekben az NTI Wavelet Tools által használt módusszám meghatározó rutin ú.n. koherenciaszűrést alkalmazott, amihez szükségképpen időbeli simítást kellett végezni a keresztspektrogramokon. A koherencia arra jellemző mérőszámként szolgált, hogy mik azok a komponensek két különböző szonda által mért jelben, amik mindkettőben jelen vannak.

## 4. fejezet

# Összefoglalás és kitekintés

Idei évben folytattam tavaly megkezdett munkámat, aminek során szisztematikus hibák jelentését realizáltam az ASDEX Upgrade tokamak mágneses szondáinak jeleit vizsgálva különböző globális módusok jelenlétében [3]. A szisztematikus hibák korrekciójára, egy 2005-ben elvégzett kalibrációs mérésorozat kiértékelését végeztem el.

Ennek során meghatároztam az egyes mágneses szondák átviteli függvényeit, a rendelkezésre álló mérési adatok felhasználásával. Mivel a kalibrációs mérésorozat nem volt alkalmas a szondák abszolút kalibrációjára, így az először felmerülő kérdés az volt, hogy lehet e ettől függetlenül relatív kalibrálást végezni különböző szondapárokon. Az ehhez szükséges feltételek ellenőrzése után elvégeztem a szondák fázisainak relatív kalibrálását, amit implementáltam az NTI Wavelet Tools nevű diagnosztikai programcsomagba.

Az egyes relatív fázisátviteleket, mint korrekciót több, különböző plazmakisülésen mért jelen is alkalmaztam, és annak hatását demonstráltam a 3.2 fejezetben. Megmutattam, hogy a korrekció alkalmazásával a mért adatok biztosabban, és szélesebb spektrumon értelmezhetőek.

Mivel a kalibrációt nem csak a toroidális mérőgyűrűre 1.3 végezték el, hanem több másik, különböző poloidális pozícióban elhelyezett szondára is, ezért a továbbiakban tervezem, hogy poloidális módusszámokat is lehessen korrekció segítségével számítani.



# Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőimnek, Pokol Gergőnek és Horváth Lászlónak fáradhatatlan munkájukat, támogatásukat, ami nélkül a TDK munkám ezen fejezete nem készülhetett volna el, Papp Gergelynek hasznos kritikáit. Köszönöm barátaimnak akik támogatásukkal és kritikáikkal formálták végző alakjára dolgozatomat.



# Irodalomjegyzék

- [1] John Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, third edition, 2004.
- [2] T. Szepesi, S. Kálvin, G. Kocsis, K. Lackner, P.T. Lang, M. Maraschek, G. Pokol, and G. Por. Investigation of pellet-driven magnetic perturbations in different tokamak scenarios. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009.
- [3] P. Pölöskei. Toroidális módusszám-meghatározás közben jelentkező szisztematikus hibák vizsgálata az ASDEX Upgrade tokamakon, 2013. [http://deep.reak.bme.hu/~poloskei/2013\\_Poloskei\\_TDK.pdf](http://deep.reak.bme.hu/~poloskei/2013_Poloskei_TDK.pdf).
- [4] A. Schmid. *Charakterisierung von Plasmafluktuationen mit einer kombinierten Mirnov-Langmuir-Sonde am Tokamak ASDEX Upgrade*. 2005.
- [5] H. A. Bethe. Energy production in stars. *Phys. Rev.*, 55:434–456, Mar 1939.
- [6] Jeffrey P. Freidberg. *Plasma Physics and Fusion Energy*. Cambridge University Press, 2007. Cambridge Books Online.
- [7] W.D. D’haeseleer, W.N.G. Hitchon, J.D. Callen, and J.L. Shohet. *Flux coordinates and magnetic field structure*. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [8] G.I. Pokol, N. Lazányi, G. Pór, A. Magyarokuti, G. Papp, A. Gude, V. Igochine, M. Maraschek, and ASDEX Upgrade Team. A wavelet based method for detecting transient plasma waves and determining their spatial structure. In *Proceedings of the 37th EPS Conference on Plasma Physics, Dublin, 2010*, volume 34A of *Europhysics Conference Abstracts*, pages P–5.129, 2010. <http://ocs.ciemat.es/EPS2010PAP/pdf/P5.129.pdf>.
- [9] E. Giovannozzi, P. Buratti, G. Pucella, M. Baruzzo, S. Gerasimov, and JET EFDA Contributors. Analysis of MHD signals for measuring systematic errors in the coil response. In *Proceedings of the 41th EPS*

- Plasma Physics Conference, Berlin, 2014*, volume 38F of *Europhysics Conference Abstracts*, page P1.015, 2014. <http://ocs.ciemat.es/EPS2014PAP/pdf/P1.015.pdf>.
- [10] S. Zegenhagen, A. Werner, A. Weller, and T. Klinger. Analysis of Alfvén eigenmodes in stellarators using non-evenly spaced probes. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48:1333–1346, 2006.
- [11] G. Pokol, G. Papp, G. Por, S. Zoletnik, A. Weller, and the W7-AS team. Experimental study and simulation of W7-AS transient MHD modes. *AIP Conference Proceedings*, 993(1):215–218, 2008. <http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.2909112>.
- [12] G. Pór. *Műszaki Diagnosztika*. Egyetemi jegyzet, 2005. .
- [13] Stephane Mallat. *A Wavelet Tour of Signal Processing, Third Edition: The Sparse Way*. Academic Press, 3rd edition, 2008.
- [14] NTI Wavelet Tools. *Publikus fejlesztői oldal*, 2014. <http://deep.reak.bme.hu:3000/projects/wavelet/wiki>.
- [15] Interactive Data Language hivatalos honlapja. <http://www.exelisvis.com/ProductsServices/IDL.aspx>.
- [16] M. García-Muñoz, N. Hicks, R. van Voornveld, I.G.J. Classen, R. Bilato, V. Bobkov, M. Brambilla, M. Bruedgam, H.-U. Fahrback, V. Igochine, S. Jaemsae, M. Maraschek, K. Sassenberg, and the ASDEX Upgrade Team. Fast-ion losses induced by ACs and TAEs in the ASDEX Upgrade tokamak. *Nuclear Fusion*, 50(8):084004, 2010. <http://stacks.iop.org/0029-5515/50/i=8/a=084004>.
- [17] H Zohm. Edge localized modes (elms). *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 38(2):105, 1996. <http://stacks.iop.org/0741-3335/38/i=2/a=001>.



# I. Függelék

| Szonda neve | Kezdő időpont (ms) |
|-------------|--------------------|
| MHA-B31-14  | 25.33              |
| MHA-B31-01  | 12.84              |
| MHA-B31-03  | 12.08              |
| MHA-B31-05  | 32.60              |
| MHA-B31-06  | 4.70               |
| MHA-B31-07  | 17.50              |
| MHA-B31-02  | 27.00              |
| MHA-B31-08  | 13.50              |
| MHA-B31-09  | 9.80               |
| MHA-B31-10  | 27.10              |
| MHA-B31-11  | 4.50               |
| MHA-B31-12  | 25.98              |
| MHA-B31-13  | 19.29              |

**1. táblázat.** Az ASDEX Upgrade tokamak minden egyes mágneses szondájához meghatározott első teljes, állandófrekvenciás időszakok kezdő időpontjai az átviteli függvények meghatározásához végzett mérések során.