



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem  
Természettudományi Kar

**BES szintetikus diagnosztika validálása  
AUG tokamakon végzett mérések alapján**  
TDK dolgozat

Konzulens  
Asztalos Örs

Hallgató  
Andorfi István  
Fizika BSc 3. évfolyam



# Tartalomjegyzék

<b>Kivonat</b>	<b>I</b>
<b>1. Bevezetés</b>	<b>1</b>
1.1. Fúziós berendezések . . . . .	3
1.1.1. Az ASDEX Upgrade . . . . .	4
1.2. Filamentumok . . . . .	5
1.2.1. A HESEL . . . . .	6
1.3. A nyalábemissziós spektroszkópia . . . . .	6
1.3.1. Az AUG BES rendszer . . . . .	9
1.4. Szintetikus diagnosztikák . . . . .	10
1.5. Dolgozatban előforduló statisztikai fogalmak . . . . .	11
1.6. A dolgozat célkitűzései . . . . .	13
<b>2. Detektorleírás, zajmodell</b>	<b>13</b>
2.1. A fotoelektron-sokszorozó cső . . . . .	15
2.2. Zajmodellek . . . . .	17
2.2.1. Részletes zajmodell . . . . .	18
2.2.2. Gauss-zajmodell . . . . .	19
2.2.3. Zajmodellek összehasonlítása . . . . .	20
2.3. Az AUG BES detektorai . . . . .	21
<b>3. Eredmények</b>	<b>22</b>
3.1. Zajmodellek alkalmazása . . . . .	23
3.2. Jelek statisztikus feldolgozása (kvalitatív validáció) . . . . .	25
3.3. Blobok identifikálása (kvantitatív validáció) . . . . .	27
3.3.1. Blobfrekvencia . . . . .	28
3.3.2. Amplitúdó-eloszlásfüggvény . . . . .	29
<b>4. Összegzés, kitekintés</b>	<b>31</b>

## Kivonat

A fúziós plazmafizika egy aktívan kutatott tudományterület, mely várhatóan hozzá fog járulni a fúziós energiatermelés jövőbeni elterjedéséhez. Ennek egyik megvalósítása mágnesesen összetartott, nagyságrendileg százmillió kelvines hőmérsékletű termikus plazmában történik.

A határréteg plazma (Scrape-Off Layer: SOL) a mágnesesen összetartott régió kívül, nyílt erővonalakon helyezkedik el, és kapcsolatot teremt a plazma és az azt határoló felületek között. A SOL viselkedése megadja a várható hőterhelést a plazmát határoló felületeken, továbbá jellegét meghatározza a benne fellépő, filamentumoknak nevezett sűrűségfluktuációk dinamikája. [1]

A plazmafizikai kutatások kivitelezéséhez elengedhetetlenek a diagnosztikai eljárások. A mágneses összetartás és az igen magas hőmérséklet miatt a plazmafizikai mérések bonyolult eljárásokat kívánnak. Ezek egyike a nyalábemissziós spektroszkópia (Beam Emission Spectroscopy - rövidítve: BES) [2], mely során egy neutrális atomnyaláb kerül belövésre a plazmába, ahol a nyalábatomok a plazmarészecskékkel való ütközések során gerjesztődnek, majd karakterisztikus hullámhosszokon spontán módon fotonokat emittálnak. Egy megfigyelőrendszer detektálja az emittált fotonfluxust, melynek intenzitása és térbeli eloszlása alapján következtethető a plazma sűrűségprofilja illetve annak fluktuációja. A gerjesztődés mellett lezajló egyéb atomi reakciók (ionizáció, töltéscsere) miatt a nyalábinszintenzitás a plazma belseje felé haladva csökken, ennek megfelelően a BES-t főként plazmaszél-diagnosztikaként alkalmazzák, ennél fogva kiválóan alkalmas SOL-filamentumok detektálására.

A BES modellezése elősegíti a detektált fizikai jelenségek értelmezését, illetve számszerűsíti a diagnosztika képességének korlátait [3]. A RENATE egy, a BME NTI által fejlesztett teljes-háromdimenziós BES szintetikus diagnosztikai kód.

Munkám során a RENATE BES szintetikus diagnosztikát egészítettem ki a BES szempontjából releváns detektorokra vonatkozó zajmodellel. Ennek elkészítése azért volt lényeges, mert a diagnosztika mikroszekundumos időskálán igen alacsony fotonszámok mellett dolgozik, így az emisszió során, illetve a detektálási rendszerben keletkező zaj szignifikánsan befolyásolhatja a mért jelet. Munkám során egy részletes, és egy Gauss-megközelítésű zajmodellt fejlesztettem, és a két eltérő módszer eredményeit hasonlítottam össze.

Ezt követően egy HESEL 2D SOL turbulenciakód [4] által generált hőmérséklet- és sűrűségfluktuáció alapján generáltam szintetikus jeleket, és ebben figyeltem meg a diagnosztika (különös tekintettel a zajra) a filamentumokat jellemző gyakoriságra, illetve amplitúdóeloszlás-függvényre gyakorolt hatását.

Végezetül pedig az ASDEX Upgrade tokamakon végzett Li-BES mérésekkel hasonlítottam össze a szintetikus diagnosztika eredményeit.

## 1. Bevezetés

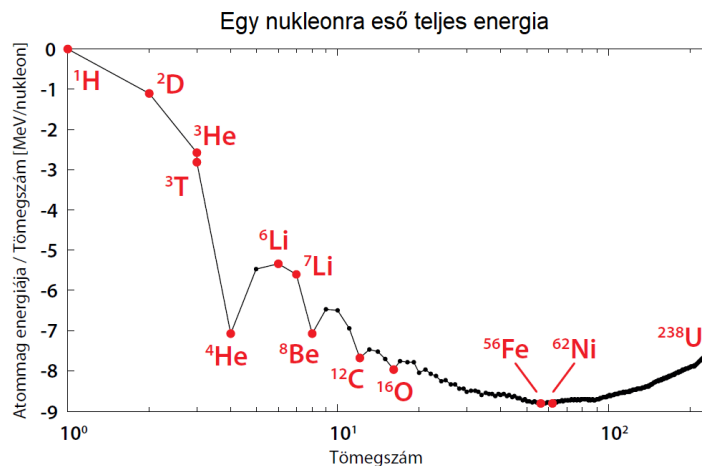
Modern világunk egyik alappillére a villamosenergia. A villamosenergia-hálózat nyújtotta mindenkire számára könnyen elérhető, és rendkívül széles körben hasznosítható elektromosság nélkül mindennapi életünk elképzelhetetlen lenne. A világítás, fűtés, mechanikai munkavégzés csak néhány az elektromosság legkorábbi alkalmazási területei közül, ezekhez társult újabban a számítástechnika, mely az emberiség számára óriási ugrásnak bizonyult.

Ugyanakkor a villamosenergiát elő kell állítani, erre szolgálnak az erőművek. A múlt századra nyilvánvalóvá vált, hogy a fosszilis tüzelőanyagokon alapuló erőműveink az üzemanyag véges mennyisége és környezetszennyező hatásuk miatt nem jelentenek fenntartható energiaforrást [5].

A problémára megoldást jelenthetnek a megújuló energiaforrások, illetve a nukleáris energiatermelés, mivel jelen ismereteink szerint ezen energiatermelési módszerek lehetnek azok, amelyek segítségével képesek lehetünk üvegházhatású gázok kibocsátása nélkül energiát termelni.

Nukleáris energiatermelés alatt a maghasadáson, illetve magfúzió alapuló termelési formákat értjük. Ezek alapja az energiaminimum elve. A. Einstein 1905-ben elméleti úton bizonyította a tömeg-energia ekvivalenciáját. Ennek értelmében  $m$  tömeg  $E = mc^2$  energiamennyiséggel ekvivalens [6]. Így egy olyan reakcióban, melynek során atomi szinten releváns mennyiségű tömeg képes energiává alakulni, kis mennyiségű üzemanyag befektetésével is nagy mennyiségű energia válik felszabadíthatóvá. A gyakorlati megvalósítás szempontjából is releváns ilyen típusú magreakciók a maghasadás és a magfúzió. A maghasadáson alapuló energiatermelés létjogosultsága bizonyított, a fúziós energiatermelésé a mai napig egy aktívan kutatott terület.

Az atommagot a pozitív töltésű protonok és a semleges neutronok alkotják. A protonok közötti Coulomb-taszítást ellensúlyozó erőhatás az erős kölcsönhatásból származó magerő. Az ennek kialakulásához szükséges ún. kötési energiát a tömegdefektus biztosítja.



1. ábra. Atommagok egy nukleonra jutó átlagos teljes energiái [7]

Az 1. ábrán az atommagok egy nukleonra jutó teljes energiáinak grafikonja látható. Az egy nukleonra jutó teljes energia képlete az (1) összefüggésben látható. Mérések alapján

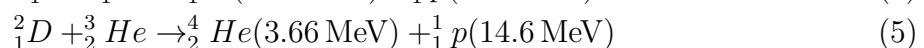
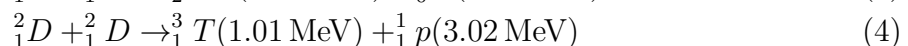
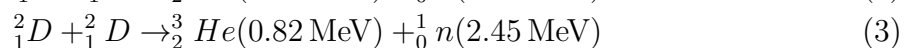
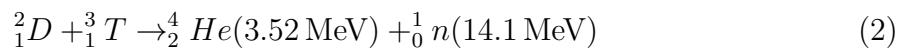
az atommag tömege kisebb, mint a az őt alkotó nukleonok (protonok, és neutronok) együttes tömege. Ez a tömegdefektus jelensége. Amikor a nukleonok kötött állapotba kerülnek, a tömegük egy része energiává alakul, ez a kötési energia. A kötési energia ellentettje a teljes energia, mely egy negatív szám, ami azt jelzi, hogy a nukleonok kötött állapotban találhatóak meg az atommagban. A teljes energiát a tömegszámmal (azaz a magban található nukleonok számával normálva) kapjuk meg az egy nukleonra jutó teljes energiát (1. ábra). [8]

$$\bar{E} = \frac{(N \cdot m_{proton} + (A - N) \cdot m_{neutron} - m_{mag}) \cdot c^2}{A} < 0, \quad (1)$$

ahol  $m_{mag}$  a mag tömege,  $m_{proton}$  a proton tömege,  $m_{neutron}$  a neutron tömege,  $N$  az elem rendszáma,  $A$  pedig az adott izotóp tömegszáma. Egy adott magátalkulás során ha a kiindulási mag(ok) alacsonyabb egy nukleonra jutó kötési energiára kerül(nek), akkor a reakció exoterm, ha magasabb szintre, akkor endoterm. Energiatermelés szempontjából az exoterm reakciók lényegesebbek. A legnagyobb mértékű energiefelszabadítás a maghasadásból, és a magfúzióból származik [7]. Az 1. ábrán látható, hogy a könnyű atommagok (hidrogén, deutérium) fúziója, illetve a nehéz atommagok (urán, plutónium) hasadása exoterm reakció.

A maghasadást 1938-ban fedezte fel O. Hahn és F. Strassmann [9]. A hasadás lényege, hogy bizonyos nehéz atommagok (tipikus ilyen mag az  ${}_{92}^{235}U$ ) neutron befogásával spontán két részre hasadnak. A kezdő- és végtermékekre jellemző kötési energia-különbség felszabadul. A hasadásból származó energia felhasználása hamar utat tört magának, 1942-ben már elkészült az első fission atomreaktor [10].

1938-ban H. Bethe egy másik magreakció, a fúzió elméleti leírását adta meg a csillagok energiatermelésének vizsgálata során [11]. A fúzió során az atommagok egyesülnek, nehezebb elemeket képezve. A fúziós reakcióban a magok egyesüléséhez a Coulomb-potenciálgátat kell legyőzni, így a reakció megvalósításához a részecskéknél igen nagy energiával kell rendelkezniük, ez termikus közegben a hőmérséklet formájában mutatkozik meg. Ezt a termikus közeget kell egyben tartani. A folyamat jelentős energiefelszabadulással jár. A csillagok energiatermelő folyamatát, ahol  ${}^1_1H$  atommagok több lépcsőben egyesülnek  ${}^4_2He$  atommagokká, ám ennek a reakciónak igen kicsi az energiasűrűsége, és lassú, így a laboratóriumokban, illetve fúziós berendezésekben a következő egyenletekkel leírható reakciók megvalósíthatók:



Az elképzelések szerint a (2) egyenlettel leírt reakció lesz a fúziós energiatermelés alapja, mert a lehetséges fúziós reakciók közül ennek beindulásához szükséges a legkevesebb termikus energia.

Az ezen reakció során felszabaduló energia kb.  $17.6 \text{ MeV}$ -nyi, amely  $0.846 \frac{\text{TJ}}{\text{mol}} = 170 \frac{\text{TJ}}{\text{kg}}$  fajlagos energiatermelési kapacitásnak felel meg. Összevetve az  ${}_{92}^{235}U$  hasadása során keletkező  $83.14 \frac{\text{TJ}}{\text{kg}}$ -os energiatermelési kapacitással látható, hogy a fúziós reakcióban adott tömegű anyagból lényegesen nagyobb mennyiségű energia szabadítható fel [8]. Az energia

nagyrészt egy neutron viszi magával, mely nagy valószínűséggel elhagyja a reakcióközeget. Ugyanakkor a keletkező  $\alpha$  részecske is még nagyjából 3.5 MeV-nyi energiával rendelkezik. A várakozások alapján mágnesesen összetartott plazmákban (lásd 1.1 szakasz) ezek a nagyenergiájú részecskék képesek lesznek "fűteni" a plazmát, így hozva létre egy önfenntartó rendszert [7].

A reakció küszöbenergiája kb.  $10\text{ keV}$ , ami azt jelenti, hogy csak az ennél nagyobb energiával rendelkező részecskék képesek fuzionálni. Termikus közegben akkor alakulhat ki fúzió, ha a részecskék átlagos energiája ezt az értéket meghaladja. Ehhez a termikus közegnek kb.  $10^8\text{ K}$  hőmérsékletűnek kell lennie. Mivel ekkora hőmérsékleten az anyag már plazmaállapotban van, célszerű a fúziós plazma elnevezés bevezetése. Plazmaállapotban az igen forró gáz részecskéi ionizálódnak oly módon, hogy közben az anyag egésze kifelé semleges marad (kvázisemlegesség), azaz (elvi megközelítésben legalábbis) egyik töltéshordozó sem kerül többségbe a rendszerben.

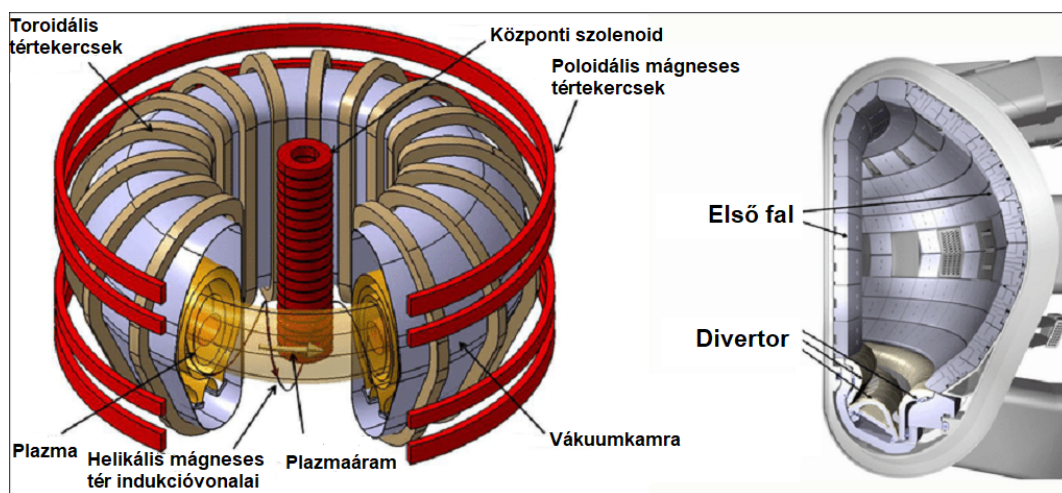
A magfúzió során keletkező reakciótermékek nem mérgezőek, nem radioaktívak, nem járulnak hozzá az üvegházhatáshoz, nem károsítják a környezetet. Az erős neutronfluxus ugyan okozhat felaktiválódást a fúziós berendezések szerkezeti elemein, ez azonban a megfelelő anyagválasztással csökkenthető [12]. Ezek alapján kijelenthető, hogy a fúzió egy szinte teljes mértékben környezetbarát, alaperőműként is funkcionáló energiaforrás.

## 1.1. Fúziós berendezések

A nukleáris fúzió gyakorlati alkalmazásának számos kihívása közül az egyik, hogy nincs olyan szilárd anyag, mely a reakció beindulásához kellő hőmérsékletet kibírná. Ezért a plazmát valahogyan mindenféle anyagtól elszigetelten kell tartani. További problémát okoz az óriási hőmérséklet által eredményezett 0-tól különböző belső nyomás, még a plazmákra jellemző  $\sim 2 - 3 \cdot 10^{20} \frac{\text{részecske}}{\text{m}^3} \approx 10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  sűrűségek esetén is. A belső nyomás miatt a plazma nem képes egyben maradni valamilyen ellenhatás nélkül. A csillagokban a tömegvonzás oldja meg ezt a problémát. Földi körülmények között más megoldást kellett találni. Ennek kulcsa a fúziós plazma belső felépítésében rejlik. A fúziós plazmát töltött részecskék alkotják, melyekre hatással van a Lorentz-erő, és a mágneses erővonalak mentén ciklotronfrekvenciával Larmor-mozgást végeznek. Tehát egy berendezésen belül záródó mágneses térszerkezet számottevően csökkenti a töltött részecskéknek az erővonalakra merőleges elmozdulását.

A plazma összetartásában nagy szerepet játszik az ún. Pinch-effektus [13]. Ennek lényege, hogyha egy plazmaoszlopban hossz tengelye mentén áram folyik, akkor ez olyan mágneses teret indukál, amely összeszorítja a plazmát. Ha a mágneses tér nyomása egyensúlyt tart a plazma belső nyomásával, a rendszer egyensúlyban van. Kezdetben lineáris berendezéseket használtak a plazma összetartására, de hamar kiderült, hogy ez a koncepció nem alkalmas a reális megvalósításra, ugyanis a lineáris eszköz végein szignifikáns veszteségek lépnek fel [14]. Ennek megoldása a lineáris eszköz önmagába zárásában rejlik, így egy tórusz alakú kamrát alakítva ki a plazmának. A tóruszkamra problémája, hogy a mágneses tere inhomogén, így a driftmozgás töltésszeparációt eredményez a plazmában (gradB drift). Ennek hatására egy globális elektromos tér alakul ki, mely radiális irányú mozgásra kényszeríti a plazmarészecskéket (ExB drift), ez pedig a berendezés falának vezeti a plazmát. Ez a probléma a mágneses erővonalak csavarásával megoldható, hiszen ennek hatására az erővonalrendszer behálóz egy felületet, és meggátolja a töltésszétválást

[13]. Az erővonalak megcsavarására jó módszer, ha a plazmán áramot átvezetve hoznak létre egy ilyen helikális teret. Az ilyen plazmaösszetartást megvalósító berendezések az ún. tokamakok. A tokamak szó az orosz "Tóruszkamra mágneses tekercsekkel" kifejezés rövidítésének latin betűs átírata. A tokamakot I. J. Tamm, és A. D. Szaharov szovjet fizikusok találták fel az 1950-es években [13]. Egy tokamak elvi felépítése a 2. ábrán látható. A toroidális illetve poloidális tekercsek keltik a megfelelő irányú mágneses teret, a központi szolenoid pedig a plazmaáramot hajtja, melyek eredőjeként alakul ki az ábrán is látható helikális tér.



2. ábra. A tokamak elvi felépítése [15]

A tekercselés keltette mágneses tér szuperponálódva a plazmaáram mágneses terével egy helikális mágneses térszerkezetet létrehozva képes összetartani a plazmát. Így elkerülhető, hogy a plazma közvetlen kontaktusban legyen az őt tartalmazó berendezés bármely alkotóelemével. A tokamakokban az áramot egy transzformátorral hozzák létre, melynek szekunder köre maga a plazmagyűrű. Ennek hátránya, hogy a központi szolenoidban csak véges ideig növelhető az áram, így a tokamak ezzel a módszerrel csak impulzusszerű kisülések produkálására alkalmas, másrészt szuszceptibilis az áram hajtotta instabilitásokra.[13]. A tokamak jelenleg a legelterjedtebb fúziós berendezéstípus. Tokamak koncepció alapján épült az ASDEX Upgrade [16] fúziós berendezés, valamint a jelenleg is építés alatt álló, a világ legnagyobb fúziós berendezésének szánt ITER is [17]. Ezen berendezések fontossága abban rejlik, hogy a jövőben esetlegesen elkészülő, energia-termelésre alkalmas fúziós reaktorok működése szempontjából releváns adatok nyerhetők ki a tanulmányozásuk során. Jelen dolgozatban egy tokamak koncepciójú berendezéssel, az ASDEX Upgrade-del foglalkozom.

### 1.1.1. Az ASDEX Upgrade

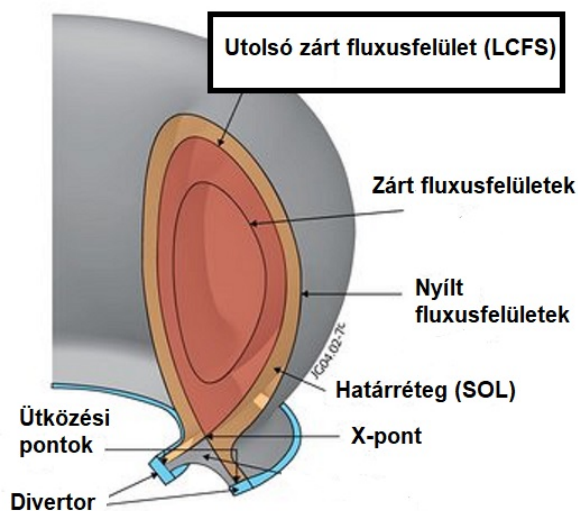
Az **ASDEX Upgrade** (**A**xially **S**ymmetric **D**ivertor **EX**periment **U**pgrade), vagy gyakori rövidítéssel AUG egy tokamak, mely 1991 óta üzemel a németországi Max Planck Plazmafizikai Intézetben Garchingban. Ez Németország második legnagyobb fúziós berendezése a Wendelstein 7-X után. Ez az egyik első tokamak, ahol a korai időkben jellemző karbon borítást a teljes mértékben volframra cserélték a vákuumkamra belső

felületén. A. Herrmann et al. áttekintést ad a berendezés főbb paramétereivel kapcsolatban [16].

A plazma nagysugara 1.65 m. A maximális mágneses térerősség 3.9 T, a maximális plazmaáram 2 MA, a fűtőteljesítmény pedig 27 MW. 16 toroidális és 12 poloidális tértekerccsel rendelkezik. A plazmatérfogat  $13\text{ m}^3$ , a kisülési idő pedig maximum 10 s. Nagy előnye, hogy főbb paramétereit tekintve az ITER kicsinyített verziójának tekinthető. Ez a berendezés leginkább a H-mód plazma felfedezéséről ismeretes [18].

## 1.2. Filamentumok

A 3. ábrán a fúziós plazma poloidális síkmetszete látható. A tokamakokban fontos szerepe van a mágneses tér utolsó zárt fluxusfelületének (last closed flux surface - LCFS), mely az ábrán fekete kerettel kiemelve látható. Az ettől kisebb radiális koordinátákon helyezkednek el a zárt erővonalak (az ábrán pirossal jelölve), ezen kívül pedig nyílt erővonalak (az ábrán sárgával jelölve), ezt az LCFS-en kívül lévő térrészt határrétegnek (scrape-off layer - SOL) nevezzük. Ideális esetben a plazma egésze LCFS-en belül található, ez azonban nem felel meg a valóságnak. A SOL jelentősége abban áll, hogy egyrészt kapcsolatot teremt a plazma, és az azt határoló felületek között, ennek megfelelően a plazmából kiváló anyag és energiakiválást szabályozza és elvezeti, így egyfajta kipufogóként szolgál, és meghatározza a a határoló felületeket érő hőterhelést. Másrészt pedig határfeltételt szab az összetartott plazmának, így meghatározó szerepe van a benne megjelenő transzport minőségére.



3. ábra. Tokamakban található mágnesesen összetartott fúziós plazma poloidális síkmetszete [19]

A *filamentumok*, vagy (jelen esetben *blokként* is lehet rájuk hivatkozni) a határrétegben, a plazmából kiváló koherens sűrűségstruktúrák, melyek az eredő mágneses térrel párhuzamos irányban erősen lokalizáltak, térben és időben intermittensen keletkeznek, és lényegesen sűrűbbek a háttérplazmánál. D'Ippolito et al., 2011-ig szintetizál elméleti, kísérleti és modellezési törekvéseket SOL filamentum témában [20].



A filamentumok a határrétegplazmában keletkeznek. Ezen sűrűségstruktúrák konvektív részecske-, hő- és impulzuatranszportot valósítanak meg radiális irányban. A plazmasűrűség-fluktuációk, és turbulens struktúrák kutatása igen lényeges a fúziós energiatermelés jövőbeni megszületésének szempontjából. Ennek az az oka, hogy jelenlegi tudásunk szerint a filamentumok dinamikája határozza meg a berendezés falát érő hőterhelést, és az ebből származó erózió mértékét.

Jelen tudásunk szerint a szélplazmában tapasztalható turbulencia, vagy MHD instabilitás okozta perturbációkat a kicserélődési dinamika hajtja és ez eredményezi a blobokat.

A szakirodalomban blobok alatt olyan struktúrákat értünk, melyek eleget tesznek az alábbi három tulajdonságnak:

1. Egycsúcsú sűrűségeloszlással rendelkeznek, melynek csúcserőtel lényegesen (ált. 2-3-szor) nagyobb, mint a környező háttérplazmára jellemző szórás.
2. Párhuzamosan irányítottak a mágneses térrel, azaz a mágneses tér iránya körüli szórásuk jóval kisebb mint a keresztirányú.
3. Irányuk a plazmában jellemző driftek által meghatározott.

Az 1. pontban meghatározott szorzótényező értékének bizonytalansága egy önkényesen megválasztott filamentum-definícióhoz vezet.

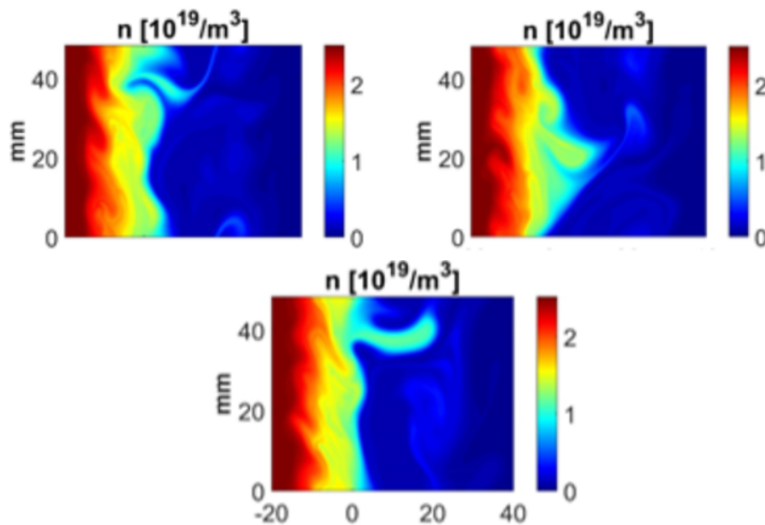
### 1.2.1. A HESEL

A HESEL egy dán fejlesztésű 2D-s többfolyadék-kód. Képes az alacsonyfrekvenciás turbulencia időevolúciójának modellezésére a szélplazma egy mágneses térre merőleges, 2D-s metszetén. Modellezi a sűrűséget, ion- és elektronhőmérsékletet és az általános örvényességet. Mivel a HESEL a szélplazma turbulenciáit modellezi, ezért kiválóan alkalmas filamentumok vizsgálatára. [4]

A 4. ábrán egy HESEL-sűrűségmező időevolúciója látható, a felül balra a legelső időpont, felül jobbra egy későbbi időpont, alul pedig egy még későbbi időpont. A modellezett felület kb. 50x60 mm-es, ahol a vízszintes tengely 0 pozíciója jelzi az LCFS-t. A szinkrodolás az adott helyen tapasztalható plazmasűrűséget jelzi  $10^{19} \frac{\text{részecske}}{\text{m}^3}$  mértékegységben. Az időevolúciót tekintve látható, hogy egy, a SOL-ba leváló koherens sűrűségstruktúra keletkezik. Ez egy modellezett filamentum.

## 1.3. A nyalábemissziós spektroszkópia

A fúziós plazmákon végzett mérési, diagnosztikai eljárások kivitelezését nagyban megnehezíti, hogy a plazmával annak hőmérsékletviszonyai miatt nem tudunk közvetlen kontaktusba kerülni. Így a plazma különféle paramétereinek mérése különleges mérési eljárásokat kíván. A fúziós mérési módszereknek két alapvető típusa létezik, ezek az aktív,



4. ábra. Egy filamentum HESEL szimulációja [21]

illetve passzív diagnosztikák [22].

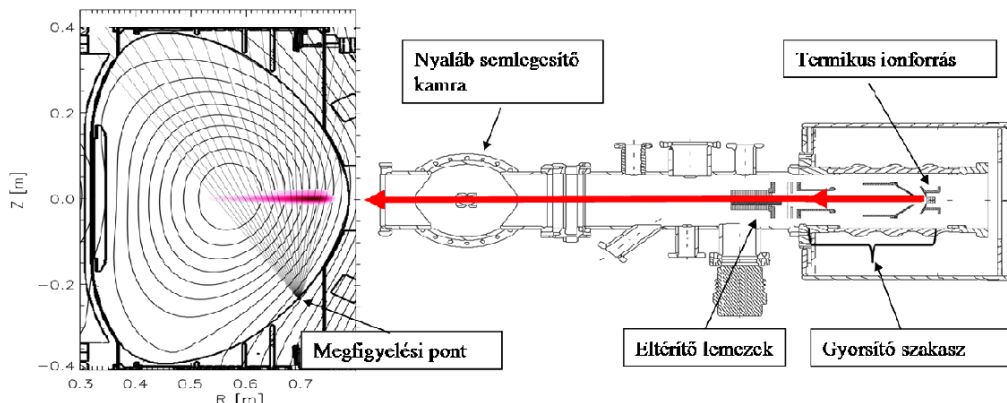
A passzív diagnosztika lényege, hogy a diagnosztikai eljárás során a semmilyen indikátort nem juttatnak a plazmába, azaz a plazma spontán viselkedését (tipikusan a plazmából emittált foton sugárzást, vagy részecskéket, illetve a plazma által generált elektromágneses tér változását) követik figyelemmel, és ebből következtetnek a plazma bizonyos tulajdonságaira. Passzív plazmadiagnosztikai módszerek közt a mágneses mérések [22], a lágyröntgen (Soft X-ray Emission - SXR, semleges részecske detektorok, neutron detektorok, látható - UV kamerák) [22]. A passzív diagnosztikák általános jellemzője, hogy átfogó képet adnak a plazma állapotáról, nagyobb térrészek vizsgálatára alkalmasak.

Az aktív diagnosztikában általában valamilyen részecskét, vagy hullámot juttatnak a plazmába, ahol az a plazmarészecskével valamilyen kölcsönhatásban vesz részt, és a plazma válaszreakciójából képesek következtetni a plazma bizonyos paramétereire.

Az egyik ilyen eljárás az atomnyalábemissziós-spektroszkópia (Beam Emission Spectroscopy - BES) [2]. Ezt az eljárást kifejezetten mágnesesen összetartott fúziós plazmák sűrűségprofiljának, és sűrűségfluktuációinak megfigyeléséhez lett kifejlesztve, és ma már szinte az összes nagyobb fúziós berendezésen megtalálható ilyen diagnosztika. Az eljárás lényege, hogy egy semleges részecskéből álló nyaláb hatol a plazmába, ahol a semleges nyalábatomok a plazmarészecskével való ütközések során gerjesztődnek, majd a spontán legerjesztődési folyamat során karakterisztikus hullámhosszakon fotont emittálnak.

Meg kell jegyeznünk, hogy a gerjesztés mellett számos más reakció is végbemegy. A nyalábatomok elektronívó-betöltöttségeinek megváltozásához vezet az ütközési fel-, és legerjesztődés, illetve spontán legerjesztődés (ezt figyeli meg a BES), ezeken kívül a nyaláb gyengüléséhez vezetnek az ütközési ionizáció, illetve töltéscsere folyamatok is.

A semleges diagnosztikai nyaláb alkalmazása azért előnyös, mert a semleges részecskékre nincsen hatással a mágneses tér, így irányítottan lehet a plazmába juttatni őket. A diagnosztikai nyalábokat többféle szempontból is csoportosíthatjuk. Lehetséges csoportosítás a nyalábot alkotó atomok anyagi minősége alapján (hidrogén, hélium, lítium, nátrium, stb.), a mérés időbeni lefutása alapján (folytonos, periodikus, egyszeri), vagy a plazmára gyakorolt hatása alapján (diagnosztikai, vagy fűtőnyaláb). Egy jellemző csoportosítás



5. ábra. Nyalábemissziós spektroszkópia (BES) diagnosztikai rendszer vázlatos felépítése [23]

még a nyaláb energiája szerinti, amelyben megkülönböztetünk termikus ( $E \ll 1$  eV), lézer blow-off ( $E \sim 10$  eV), illetve a nagyenergiájú gyorsított nyalábokat ( $E \approx 10 - 150$  keV) [22]. A gyorsított nyalábok között célszerű különbséget tenni az alkáli-, illetve hidrogénnyalábok között. Az alkáli nyalábok általában diagnosztikai nyalábok, a hidrogénnyalábok pedig fűtőnyalábok [14].

Az alkáli nyalábokat általában szél-, és határrétegplazma-diagnosztikaként szokás alkalmazni, ugyanis a nyaláb plazmába hatolásának mértékével párhuzamosan az ionizált nyalábatomok száma is nő. Ezekre az ionizált részecskékre már hatással van a berendezés mágneses tere, és távoznak a nyalábból, ennek megfelelően a nyaláb intenzitása a plazma belseje felé haladva csökken. A szél- és határrétegplazmában való alkalmazás esetén a nyalábdiaagnosztika közvetlen információt hordoz a plazmasűrűségről. Alkalmazása azért célszerű, mert kismértékű a plazmát perturbáló hatása, és a plazmába juttatott szennyezők mértéke is elenyésző [14].

Egy BES rendszer felépítése az 5. ábrán látható. A nagyenergiájú semleges diagnosztikai nyalábot úgy állítják elő, hogy egy termikus ionforrásból származó töltött részecskéket elektromos térrel gyorsítanak, majd keresztülvik egy semlegesítőn, ahol általában nátriumot párologtatnak, és a nyalábionok töltéscsere reakciókkal elektronokat vesznek fel a nátriumatomoktól. Ezután a nyalábot a plazmába juttatják. Az alkáli nyaláb alkalmazása azért célszerű, mert ezen elemeknek csupán egyetlen vegyértékük van, így lehet élni azzal a következtetéssel, hogy a gerjesztési reakcióban csak ez az egyetlen elektron vesz részt. A nyaláb alkotójaként általában lítiumot vagy nátriumot alkalmaznak [24]. Az emittált kis intenzitású fényjelet képesek vagyunk detektálni.

A BES rendszer fontos eleme az optikai rendszer. Ennek nélkülözhetetlen része egy keskeny sáv szélességű szűrő. Ennek alkalmazása azért szükséges, mert a plazmából nagymértékű sugárzás távozik, mely teljesen elnyomná a nyaláb fényét, így csak azt a keskeny frekvenciataromány kell átengedni, amelybe a nyalábatomokat jellemző, kiválasztott atomi átmeneteknek megfelelő frekvenciájú fényt várjuk. Az optikai szűrő beállítása nagymértékben meghatározza azt, hogy a plazma háttérsugárzás milyen mértékben nyomja el a detektált jelet.

A detektálás általában egy lassú ( $\sim 50$  Hz-es), és egy gyors ( $\sim 1$  MHz-es) mintavételezésű megfigyelő rendszer egyidejű alkalmazásával történik. Az előbbi a nyaláb menti, az

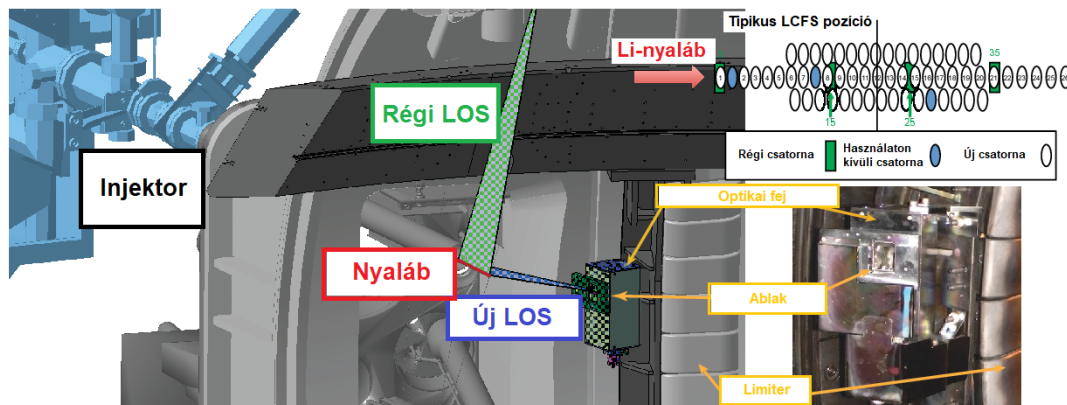
időablakra átlagolt intenzitáseloszlást, az ún. fényprofil mérési, a másik pedig sűrűség-fluktuációk mérésére alkalmas [24].

A fényjel-intenzitás információt szolgáltat a plazma lokális sűrűségéről, és fluktuációról. Jó térbeli felbontás (néhány cm), s megfelelő mintavételezési frekvencia (néhány MHz mellett a BES ideális módszer a turbulens struktúrák kutatására [3].

Meg kell jegyeznünk, hogy a plazma turbulens jelenségei nagyságrendileg  $\mu\text{s}$ -os időskálán mennek végbe, ezért szükséges, hogy a detektorrendszer MHz-es nagyságrendű mintavételezési frekvencián működjön. Így a mintavételezésenként bejövő fotonok száma igen alacsony (nagyságrendileg  $10^9 - 10^{11}$  1/s-os fotonárammal számolva ez  $10^3 - 10^5$  foton mintavételként). Így igen érzékeny optikai, és detektorrendszerre, valamint a detektált jel erősítésére van szükség.

### 1.3.1. Az AUG BES rendszer

Az AUG tokamakokon egy olyan nyalábemissziós spektroszkópai rendszer található, mely a nyaláb alkotójaként lítium atomokat használ (Li-BES). A mintavételezéshez a  $Li_{2p}$  nívó átmeneteit detektálják, mely az elektronsűrűségről ad információt. Az AUG Li-Bes rendszerének vázlatát a 6. ábrán látható (a diagnosztika 2014-ben átalakításon esett át, a "rég" és "új" megfogalmazások ennek fényében értendők, erről bővebben: Willensdorfer et al., [25]).



6. ábra. Az ASDEX Upgrade tokamak Li-BES rendszerének vázlatát figyelembe véve a 2014-es módosításokat [25]

A nyaláb az injektorból kerül kibocsátásra, 180 W-os maximális teljesítménnyel, ennélfogva alacsony a plazmát perturbáló hatása. Az ábrán kézzel látható az új (jelenlegi) diagnosztikai rendszer látóvonalát (line of sight - LOS), mely az adja meg, hogy az adott metszetben a detektor mely kiindulópontokból képes fényt fogadására. Az ábra jobb felső sarkában a detektorrendszer elrendezése látható. A teljes rendszer 60 csatornát tartalmaz. A teljes apertúra  $\sim 10$  cm. Az egyes detektorokhoz tartozó fénygyűjtő felületek elliptikusan elnyújtottak, 6 mm-es radiális és 12 mm-es nyalábirányra merőleges kiterjedéssel. A csatornák 3 sorba rendezve találhatók, ahol a középső sor 28 detektort, a két szélső sor pedig 16 detektort tartalmaz a poloidális sebesség mérésére. A sűrűségmérést a középső sor detektorai végzik. Ezen csatornák interferenciaszűrővel vannak ellátva, mely

a  $671.5 \pm 1.5$  nm-es sávban eresztenek át, megfelelően a  $Li_{2p-2s}$  átmenetet jellemző vörös fénynek. Az optikai rendszer védelme érdekében piezohajtású mozgatható üveglap van beépítve.

A detektálást fotoelektron sokszorozó csövek (fotomultiplier tube - PMT, lásd bővebben: 7) végzik.

Az adatgyűjtést egy 96 csatornás, 200 kHz-es mintavételezéssel rendelkező adatgyűjtő (data acquisition - DAQ) végzi.

## 1.4. Szintetikus diagnosztikák

A szintetikus diagnosztikai kódok plazmadiagnosztikák szimulálására alkalmasak, az összetett diagnosztikai rendszerek működésének fizikáját modellezik. A BES szintetikus diagnosztikai kód feladata, hogy a turbulencia-kód által generált sűrűségadatokat detektált jellé (fotonárammá) konvertálja, és a plazmaszimulációkat a kísérleti megfigyelésekkel egyazon vonatkoztatási rendszerbe helyezze [21].

A BES szintetikus diagnosztikai kódok lényege, hogy különféle atomfizikai modellek segítségével igyekeznek szimulálni a nyaláb evolúcióját a plazmán belül, majd modellezik a fotonok viselkedését az optikai rendszeren. A kibocsátott fény intenzitása a nyaláb- és plazmaparaméterek ismeretében közvetlenül számolható a megfelelő atomfizikai összefüggések felhasználásával. Számos kód létezik BES diagnosztikák modellezésére (RENATE [3], CHERAB [26], SOS [27], FIDASIM [28]). A legegyszerűbb implementációk nem feltétlenül veszik figyelembe a diagnosztika optikai, és a nyaláb geometriai viszonyait, így ezek leginkább atomfizikai szimulációkként működnek.

A RENATE a BME NTI által fejlesztett szintetikus diagnosztikai kód [3]. IDL programnyelven íródott moduláris felépítésű BES szintetikus diagnosztikai kód. Az ún. ütközési-sugárzási modellt valósítja meg, azaz az atomi nívók betöltöttségét atomfizikai folyamatokat felhasználva követi (ütközési fel-, és legerjesztődés), figyelembe véve egyéb atomi reakciókat (ionizáció, töltéscsere) is. A program a nyalábatomokat hidrogénszerűnek tekint, azaz csak a vegyértékelektron állapotait követi, és az ehhez tartozó populációk evolúcióját számolja ki a térben. A kód meghatározza az adott reakciókhoz tartozó rátaegyenleteket, és így követi nyomon a fotonemisszió nyalábmenti eloszlását. Ezt összevetve az egyes detektorok által megfigyelt nyalábszakaszokkal, képes kiszámítani az optikai rendszerre érkező fotonáramot [24].

A számítások során a kód a vegyértékelektronnak csak véges számú állapotát veszi figyelembe.

A RENATE alapvetően a detektor felületét elérő fotonáram kiszámítására alkalmas. Egy BES szintetikus diagnosztikából kapott adatok azonban nem ekvivalensek a mérhető elektromos jellel, ugyanis a bejövő fotonjelet egy detektorrendszernek kell digitalizálható eredményekké transzformálni. Ezen folyamat során számos olyan tényező lép fel, melyek akár szignifikáns elváltozásokat is okozhatnak a mért jelben.

A szintetikus diagnosztikák a plazmaszimulációs kódok eredményeit egy valódi mérésekkel összevethető vonatkoztatási rendszerbe helyezik. Így például egy HESEL turbulenciajellet a RENATE konvertál át olyan formába és vonatkoztatási rendszerbe (fotonáram), amelyet egy valós mérés során vizsgálhatunk. Egy BES turbulenciamérés során maga a turbulens struktúra okozta zavar is egyfajta zajként jelenik meg a jelben, és ha az egyéb zajok túlságosan erősek, akkor el tudják nyomni ezt a zajt, így a turbulencia mérése le-

hetetlenné válik.

## 1.5. Dolgozatban előforduló statisztikai fogalmak

Az ebben a szakaszban tárgyalt fogalmakat, és meghatározásokat a [29]-ből vettem.

Legyen  $X$  az  $(\Omega, A, \mathbf{P})$  valószínűségi mezőn értelmezett tetszőleges eloszlású valószínűségi változó.

$X$  valószínűségi változó eloszlásfüggvénye (eloszlása):

$$F : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R} \quad (6)$$

$$F(x) := \mathbf{P}(X < x) \quad (7)$$

$X$  sűrűségfüggvénye ( $f(x)$ ) az eloszlásfüggvény első deriváltja, melynek legfontosabb tulajdonságai:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 \quad (8)$$

$$\mathbf{P}(X \in [a; b]) = \int_a^b f(x) dx \quad (9)$$

Megkülönböztetünk diszkrét és folytonos eloszlásokat annak fényében, hogy milyen számosság halmaz a valószínűségi változó értékészlete.

Ekkor  $X$  várható értéke:

$$\mathbf{E}(X) = \int X d\mathbf{P} \quad (10)$$

Legyen egy  $x_n = x(t_0 + n\Delta t)$  idősorunk, ahol  $t_0$  a mérés kezdőpontja,  $\Delta t$  pedig a mintavételi idő. Ekkor a mért adatsor időátlaga:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n \quad (11)$$

Nagyszámú mintavétel esetén az adatsor várható értéke jól közelíthető az időátlaggal.

$X$  szórásnégyzete (varianciája):

$$\mathbf{D}^2(X) = \mathbf{E}((X - \mathbf{E}(X))^2) \quad (12)$$

Szórásnégyzet diszkrét idősor esetén:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^2 \quad (13)$$

A szórásnégyzet négyzetgyöke a szórással ( $\mathbf{D}(X)$ ,  $\sigma$ ).

A ferdeség (skewness) az eloszlás szimmetrikusságáról árul el információt. Ha a sűrűségfüggvény a szimmetrikushoz képest jobbra "nyúlik" el, akkor a ferdeség pozitív, ha balra akkor negatív, szimmetrikus eloszlás esetén 0.  $X$  ferdesége:

$$\beta_1 = \frac{\mathbf{E}[(X - \mathbf{E}(X))^3]}{(\mathbf{E}[(X - \mathbf{E}(X))^2])^{\frac{3}{2}}} \quad (14)$$

Ferdeség definíciója diszkrét idősorra:

$$\beta_1 = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^3}{\sigma^3} \quad (15)$$

A lapultság (kurtosis) az eloszlásfüggvény csúcsosságáról ad információt, melyben a nullérték a normál eloszlás sűrűségfüggvénye, az ettől csúcsosabb sűrűségfüggvénnyel rendelkező eloszlások lapultsága pozitív, a laposabbaké negatív.:

$$\beta_2 = \frac{\mathbf{E}[(X - \mathbf{E}(X))^4]}{(\mathbf{E}[(X - \mathbf{E}(X))^2])^2} - 3 \quad (16)$$

Lapultság definíciója diszkrét idősorra:

$$\beta_2 = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^4}{\sigma^4} - 3 \quad (17)$$

Jelen dolgozatban előforduló eloszlások a Poisson- és Gauss- (normál-) eloszlás, illetve a gamma-eloszlás.  $X$   $\lambda$  paraméterű Poisson-eloszlású, ha

$$\mathbf{P}(X = k) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!} \quad (18)$$

Poisson eloszlásra:

$$\mathbf{E}(X) = \lambda; \quad \mathbf{D}(X) = \sqrt{\lambda}; \quad \beta_1(X) = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}; \quad \beta_2(X) = \frac{1}{\lambda}$$

$X$  ( $m, \sigma$ ) paraméterű normális eloszlású, ha sűrűségfüggvénye:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}}, \quad (19)$$

melyre

$$\mathbf{E}(X) = m; \quad \mathbf{D}(X) = \sigma; \quad \beta_1(X) = 0; \quad \beta_2(X) = 0$$

A normális eloszlás előnye, hogy a természeti folyamatok nagy mintavételezési szám esetén jól modellezhetők normális eloszlással, ez a centrális határeloszlás tétele (CHT).

$X$  ( $p, \lambda$ )  $p$ -edrendű,  $\lambda$  paraméterű gamma-eloszlású, ha sűrűségfüggvénye:

$$f(x) = \frac{\lambda^p x^{p-1} e^{-\lambda x}}{\Gamma(x)}, \quad (20)$$

ahol  $\Gamma(x)$  a gamma-függvény. Gamma-eloszlásra

$$\beta_1(X) = \frac{2}{\sqrt{p}}; \quad \beta_2(X) = \frac{6}{p}$$

Látható, hogy gamma-eloszlás esetén:

$$\beta_2 = \frac{3}{2}\beta_1^2 \quad (21)$$

A hisztogram metrikusan skálázott tulajdonságok grafikus ábrázolása. A hisztogramot nagyszámú adat esetén oszlopdiagram formájában szokás ábrázolni. Az oszlopok területe az adott érték, vagy adott intervallumban lévő értékek gyakoriságát mutatják. A téglalapok magassága az osztály gyakorisági sűrűsége. A hisztogram a valószínűségi sűrűségfüggvény közelítése. Ha több adatsor hisztogramját szeretnénk közös grafikonon ábrázolni, akkor célszerű csak az oszlopok tetejét összekötő görbét feltüntetni.

## 1.6. A dolgozat célkitűzései

A RENATE korábbi emissziós modellezéseiben tapasztalható volt egy szisztematikus eltérés a mért, és szimulált jelek között. Ez a kísérleti, és modellezett turbulenciajel amplitúdó-, és spektrális eloszlásfüggvényében megjelenő szisztematikus eltérésként mutatkozott meg (lásd [30]).

Ennek egyik oka lehet a realisztikus mérésekben tapasztalható zaj, melyet korábbi TDK dolgozatomban részletesen vizsgáltam ([31]). Munkám során a korábban ismertetett és implementált zajmodellt egészítettem ki, melynek keretében a PMT-re elkészült két, különböző megfontolásokon alapuló zajmodell (lásd 2.2.), majd a különböző zajmodellezési megfontolások hatását vizsgáltam (2.2.3. szakasz), ezek után egy HESEL által generált sűrűségmező alapján készült szintetikus BES jel zajterhelését végeztem el, melynek eredményeit összehasonlítottam az AUG Li-BES rendszerén végzett mérési eredményekkel, valamint az eredeti HESEL adatsorral, és a zajmentes szintetikus jellel. Az összehasonlítás során vizsgáltam az adatsorokra vonatkozó magasabb momentumokat (3.1. szakasz), illetve az blobdinamikát jellemző általános fogalmakat, mint a blobfrekvencia (3.3. szakasz) és az amplitúdó-eloszlásfüggvény (3.3.2. szakasz).

Munkám során felhasználtam a [32]-ben közölt eredményeket.

## 2. Detektorleírás, zajmodell

Jelen szakaszban ismertetek néhány általános fogalmat a BES diagnosztikák zajviszonyával kapcsolatban, majd a fotoelektron-sokszorozók általános tulajdonságait tárgyalom. Ezután ismertetem az implementált zajmodellek általános tulajdonságait és működésüket.

A BES mérések során nagymértékű zajforrást jelent az, hogy maga a plazma is bocsát ki magából fényt. Természetesen ha a plazma fénye konstans erősségű lenne, akkor ez csupán egy eltolást jelentene a detektor által érzékelt jelerősségben, de a valóság azt mutatja, hogy a plazma fényessége is ingadozik. Annak megbecslése, hogy a plazma milyen mértékben bocsát ki fényt, és ennek milyen az időbeli eloszlása, milyenek a fluktuációs tulajdonságai, igen bonyolult, és komoly megfontolást igénylő folyamat lenne, amihez ismernünk kellene a plazma pontos hőmérsékletét, sűrűségét, és ezek időbeni alakulását.



A háttérjel elnyomó hatása csökkenthető az optikai rendszerben alkalmazott megfelelő szűrők alkalmazásával, melyek csupán egy igen keskeny frekvenciatartományt képesek átengedni. Ezeket a szűrőket pont arra a frekvenciatartományra kell beállítani, amelybe a nyalábatomok által emittált fotonokat várjuk, így a háttér jelentős része kiküszöbölhető, kivéve azokat a frekvenciákat, melyek éppen beleesnek a szűrő áteresztő tartományába. A háttérzaj megbecslésének nehézségei miatt modellezés során éltem azzal a közelítéssel, hogy a háttér összefügg a jel erősségével, és a jel-háttér viszony (signal-to-background-ratio - SBR) a mérés során állandó.

$$SBR = \frac{P_{jel}}{P_{háttér}} = \left( \frac{A_{jel}}{A_{háttér}} \right)^2, \quad (22)$$

ahol  $P_{jel}$  a jel teljesítménye,  $P_{háttér}$  pedig a háttér teljesítménye,  $A_{jel}$  a jel amplitúdója,  $A_{háttér}$  pedig a háttér amplitúdója. Ebben a közelítésben a háttér a hozzáadódva a nyalábemisszióból származó fotonáramhoz a fotonstatisztikus zajban játszik szerepet. Ekkor elhanyagoljuk azt a tényezőt, hogy a háttér is fluktuál, így többletzajt okoz.

A zajkomponens relatív erősségére a jel-zaj viszony (signal-to-noise-ratio - SNR) ad mértéket. A jel-zaj viszony a jel és a zaj teljesítményének hányadosa, vagy a jel és zaj amplitúdója hányadosának négyzete. Ez a definíció látható a (23) összefüggésben. Természetesen a fő cél, hogy a SNR szintjét minél magasabban tudják tartani egy-egy mérés során. Ez főként lényeges a turbulencia-mérések során, ahol a nagymértékű zaj akár használhatatlanná is teheti a mérést.

$$SNR = \frac{P_{jel}}{P_{zaj}} = \left( \frac{A_{jel}}{A_{zaj}} \right)^2, \quad (23)$$

ahol  $P_{jel}$  a jel teljesítménye,  $P_{zaj}$  a zaj teljesítménye,  $A_{jel}$  a jel amplitúdója,  $A_{zaj}$  pedig a zaj amplitúdója.

A BES diagnosztika fontos eleme a detektor, és a hozzá tartozó áramkör. A plazmából érkező fényjel a megfigyelőrendszer optikai elemein keresztül jut a detektorra.

A detektor feladata, hogy a beérkező fényjelet elektromos jellé alakítsa. Ez különféle módokon történhet. Egy erre vonatkozó fontos adat az ún. kvantumhatásfok (quantum efficiency -  $QE$ ). A kvantumhatásfok megadja, hogy a detektor a rá érkező fényjel mekkora hányadát képes elektromos jellé alakítani (másképpen a kvantumhatásfok a foton-elektron konverzió hatásfoka). Matematikailag megfogalmazva (24. összefüggés):

$$QE = \frac{\text{kilépő elektronok száma}}{\text{bejövő fotonok száma}} \quad (24)$$

Az ideális detektor kvantumhatásfoka 100%-os. Ez természetesen egy valós detektornál egy ettől kisebb szám. Amellett, hogy a detektortól elvárt a minél jobb kvantumhatásfok produkálása, célszerű, ha a detektor rendelkezik bizonyos mértékű belső erősítéssel.

A méréselmélet egyik alapvetése, hogy zajmentes mérést nem lehet kivitelezni. Ez a BES esetén sincs másképp. A mérés során tapasztalt SNR érték az ún. fotonstatisztikus-zaj által van limitálva. Ennek oka, hogy véges számú foton detektálására vagyunk képesek. A fotonstatisztikus-zaj gyakorlatilag onnan származik, hogy a fotonemisszió egy spontán, független folyamat, azaz a fizikai modelleink csupán várható értékeket tudnak jósolni

az emittált fotonok számát illetően, a pontos emissziószám a véletlenül múlik. Az egy mintavételi idő alatt történő fotonemisszió száma közelíthető Poisson-eloszlással. Tegyük fel, hogy a detektor  $B$  sávszélességen képes érzékelni a bejövő fényt. A Nyquist-Shannon mintavételi törvény köti össze ezt az értéket a mintavételezési frekvenciával, melynek értelmében

$$B \leq \frac{f}{2}, \quad (25)$$

ahol  $f$  a mintavételezési frekvencia [33].

Ha a detektor felületét  $\Phi$  fotonáram éri ( $[\Phi] = \frac{\text{foton}}{s}$ ), akkor a detektor által érzékelt fotonok száma  $N = \frac{\Phi}{2\pi B}$ . Amennyiben  $N \gg 1$ , a jel eloszlása jól közelíthető normáleloszlással, és a fotonstatisztikus zajra  $SNR = \sqrt{\frac{\Phi}{2\pi B}}$ . Ez a BES diagnosztika minimális zajszintje. Amennyiben ideális detektort alkalmazunk, melynek kvantumhatásfoka 100%, illetve semmilyen erősítési, vagy elektronikus zajjal nem jár a használata, abban az esetben is ekkora minimális zajszinttel jár a diagnosztika. Látható, hogy az SNR a fotonfluxus növelésével növekszik (négyzetgyökével arányosan), ennél fogva adott detektálási rendszerre az intenzívebb jelek esetén a relatív zajkomponens nagysága kisebb [34].

## 2.1. A fotoelektron-sokszorozó cső

A fotoelektron-sokszorozó cső (photomultiplier tube - PMT) az ultraibolya, látható, illetve közeli infravörös tartományban igen érzékeny detektor. Használata igen széleskörű a BES-hez hasonló spektroszkópiai eljárásoktól egészen a csillagászatig. Egy PMT egy fotokatódra, általában 8 – 24 dinódából, és egy anódból áll, legtöbb esetben üveg vákuumcsőbe tokozva található. Különböző kialakítású PMT-k láthatók a 7. ábrán. [35]



7. ábra. Modern PMT-k [36]

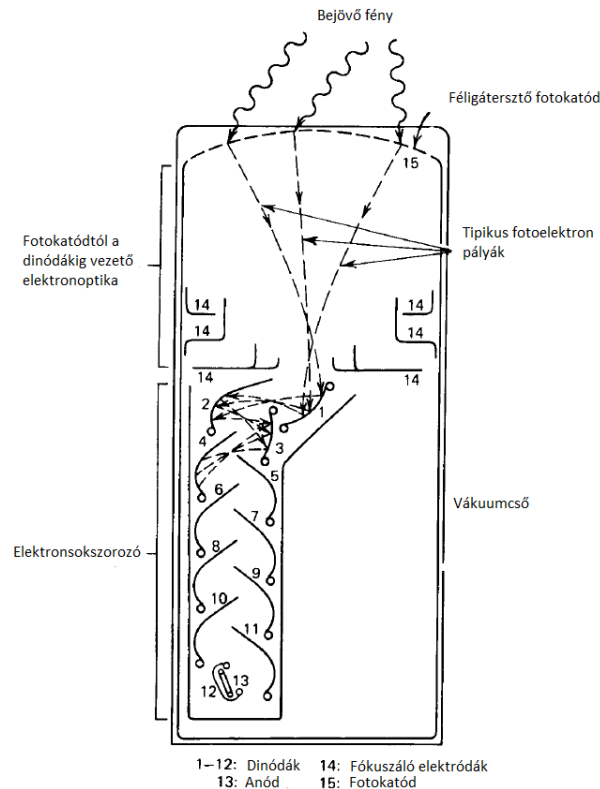
Egy PMT vázlatja látható a 8. ábrán. A PMT működési elve a következő: A beérkező fényjel a fotokatódra (8. ábrán 15-ös számmal jelezve) jut, ahol fotoeffektus révén elektront vált ki. A fotoeffektus lényege, hogy a különféle, fotoeffektus produkálására alkalmas

anyag (tipikusan fémek, vagy félvezetők) felületére érkező fotonok elektront váltanak ki az anyagból (pontosabban a fémekben a fémrács delokalizált elektronjait képes kiléptetni a rácsból, félvezetőkben a vezetési sávnak megfelelő energiát képes átadni az elektronoknak). A foton  $hf$  energiát szállít, ahol  $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$  Js a Planck-állandó,  $f$  pedig a fény frekvenciája. Ha ez az energia elegendően nagy ahhoz, hogy fedezze az adott fémre jellemző  $W_{ki}$  kilépési munkát, akkor képes elektront kiváltani a fémből, mely

$$\frac{1}{2}mv^2 = hf - W_{ki} \quad (26)$$

mozgási energiával fog rendelkezni, ahol  $m$  az elektron tömege,  $v$  pedig a sebessége. Ez meghatároz egy alsó korlátot a detektálható fotonok frekvenciájára, ugyanis, ha ettől alacsonyabb frekvenciájú foton éri el az emissziós réteget, akkor az nem lesz képes elektron kiváltására. [37]

A fotokatód általában a vákuumcső falára felvitt vékony réteg. Az az anyagvastagság, amelyből még az elektronok képesek kilépni fémek esetén néhány nm, félvezetőkre  $\approx 25$  nm. Ennélfogva a fotokatód-rétegnek igen vékonyknak kell lennie, hogy a fotoelektronok képesek legyenek kilépni a katód túloldalán. Ez azt eredményezi, hogy a fotokatód félig-áteresztő, így a beérkező fotonok ebben a vékony rétegben igen kis valószínűséggel váltanak ki elektront. Ez a PMT kvantumhatásfokában látszik meg, amely 20 – 30% között van. Tipikus fotokatód-anyagok az ún. multialkáli anyagok, pl.  $Na_2KSb$ , illetve  $KCs$  [38].



8. ábra. PMT vázlatos felépítése [38]

Ezután a vákuumcsőre kötött nagyfeszültség által az anód és a katód között keltett elektromos tér gyorsítani fogja ezeket a kiléptett elektronokat (az elektronok tipikus pályái a

8. ábrán láthatók). A vákuumra azért van szükség, hogy a térben lévő molekulák ne akadályozzák az elektron gyorsítását. Az eszköz megfelelő felépítésével elérhető, hogy a kilépő elektronok árama koncentráltan érje el az első dinódát (8. ábrán 1-es számmal jelezve). Ezt egy elektromos fókuszáló rendszerrel érik el (8. ábrán 14-es számmal jelezve), a vákuumcsőbe helyezett vezető lapok elektromos tere összefüggő nyaládba terelik az elektronokat. Ez az elektronnyaláb éri el az első dinódát. A dinódákon (8. ábrán 1 – 12-es számokkal jelezve) zajlik az ún. szekunder emisszió jelensége, azaz a bejövő elektronok a dinódán újabb elektronokat váltanak ki, melyek száma a bejövő elektron energiájától függ, ezek a szekunder elektronok. A dinóda egy olyan elektród, mely megfelelő anyagválasztás mellett a bejövő gyorsított elektron hatására több elektront képes emittálni. A szekunder emisszió folyamata analóg a fotoeffektussal, leszámítva, hogy jelen esetben nem foton-elektron konverzió, hanem elektron-elektron konverzió történik. A dinóda anyaga általában  $BeO$ ,  $MgO$ ,  $Cs_3Sb$ , illetve félvezető esetén  $GaP$ . A dinóda általános sokszorozási tényezője

$$\delta = \frac{\text{kilépő szekunder elektronok száma}}{\text{bejövő primer elektronok száma}} \quad (27)$$

A szekunder emisszióval is megvan az a probléma, hogy a kiváltott elektronok az anyagban izotrop mozgást végeznek, így a kiváltott  $\sim 30$  elektrontól kb. 4–6 képes a dinódáról kilépni. Ennek okán a PMT-kben több dinódafokozatot alkalmaznak. Könnyen belátható, hogy  $n$  elhelyezett dinóda esetén  $M = n^\delta$  a rendszer erősítése. Mivel a szekunder elektronok energiája általában alacsony (szemléletesen egy bejövő elektron energiáján kell "osztozniuk"), így a dinódafokozatok között a vákuumban mozgó elektronokat az elektromos térnek kell gyorsítania. A dinódákat igen nagy pontossággal kell a vákuumcsőben elhelyezni, hogy a kilépő elektronok egyik dinódáról minél nagyobb valószínűséggel juszanak a következő fokozatra. Az utolsó dinódafokozatról kilépő elektronok az anódra (8. ábrán 13-as számmal jelezve) jutnak, ahol már mérhető jelként jelennek meg [38].

A PMT használatának előnye, hogy nem igényel bonyolult erősítő elektronikát, az nagyfokú ( $\sim 10^7$ -szeres), ugyanakkor alacsony zajszintű belső erősítés miatt, ennél fogva a PMT igen közel tud működni a foton-statisztikus zajszinthez. A PMT által szolgáltatott jel sok esetben közvetlenül digitalizálható. Nagy hátránya ugyanakkor az alacsony kvantumhatásfok, valamint az, hogy igen érzékeny a mágneses terekre. Ennek az az oka, hogy az elektronoknak a vákuumcsőben irányítottan kell elérniük a dinódákat, és a töltött résecskékre hatással van a mágneses tér. Mivel a fúziós plazmát mágnesesen tartják össze, a PMT használata a tokamak közvetlen közelében nem lehetséges, optikai kábelekkel kell a fényjelet a detektorhoz vezetni, amely további fényvesztéshez vezet [34].

## 2.2. Zajmodellek

Jelen szakaszban a kétféle metódusú zajmodellt ismertetem. A 2 szakaszban tárgyaltam, hogy melyek azok az általános zajforrások, melyek a detektortól és a diagnosztikai rendszer milyenségétől függetlenül minden esetben jelen vannak egy BES rendszerben (fotonstatisztikus zaj, háttérzaj). A kód egy RENATE által generált BES időjel beolvasására lett kifejlesztve (ezen adatok foton/szekundum mértékegységben értendők),

melynek értékeit várható értéként kezeli. Ezután elvégzi a háttér hozzáadását a jelhez, melyet a jelátlag és egy előre definiált SBR érték alapján valósít meg. Ezek után a detektor felületét elérő fotonfluxus a következő összefüggés szerint alakul:

$$\Phi_B(t) = \Phi_R(t) + \frac{\langle \Phi_R \rangle}{SBR}, \quad (28)$$

ahol  $\Phi_R(t)$  RENATE által szolgáltatott fotonfluxus-érték,  $\langle \rangle$  pedig az átlagértéket jelöli. A zajmodellező program amellet, hogy elvégzi a zaj hozzáadását a jelhez egy mértékegység-konverziót is végrehajt. A bemenetre fotonfluxus-értékeket kap, de a kimeneten feszültségjelet ad. Ezzel a szintetikus jelet a kísérletek során kapott kimenetekkel egyező vonatkoztatási rendszerbe helyezi.

Mindkét kód véletlenszám-generálás segítségével állít elő zajt, melyhez a detektorparamétereket bemenetként kapja, majd a megfelelő eloszlások ismeretében kiszámítja a várható értéket és szórást, és ennek megfelelően ad egy random értéket a zajkomponens nagyságára.

### 2.2.1. Részletes zajmodell

A részletes modell a detektorban keltett elektronok statisztikus viselkedését modellezi a releváns fizikai folyamatok figyelembevételével, így egy realizisztikus modellezési módszernek mondható. Az egyes elektronok viselkedéséből származó statisztikai fluktuációkat Poisson-eloszlásokkal közelíti.

A kód a bementi jelből a (28) összefüggés alapján legenerálja a detektor felületét elérő várható fotonfluxus értékét. A fotokatódról emittált elektronok száma a következő képlet szerint alakul:

$$n_{0,c} = POI\left[POI\left(\frac{\Phi_B(t)}{2B}\right)QE\right] + D\left(\frac{I_{Dark}}{2eB\delta^n}\right) \quad (29)$$

Itt  $B$  a detektálás sáv szélessége,  $I_{Dark}$  pedig a detektorra jellemző sötét áram érték. A fényérzékeny detektorok egyik alapvető tulajdonsága, hogy akkor is tapasztalható jel a detektoron, ha a fényérzékeny felületet nem érik fotonok. Ennek oka, hogy a detektor véges hőmérsékletű, így a fotokatódot alkotó atomok hőmozgást végeznek, melynek hatására képesek elektronok kiválni (a hőmozgásból átadódó energia eléri a kilépési munka értékét), és ezeket az eszköz a fotonok által kiváltott elektronokhoz hasonlóan erősíti. Ez a sötét jel. Mivel a hőmozgás hatására kiváló elektronok száma (azaz az általuk keltett áramerősség) is véletlen folyamat eredménye, így ebből is származik egy fluktuáció, mely zajként jelenik meg a mérésben. Ez a sötétzaj. Ennek jellemzésére meghatározható egy, a detektorra jellemző  $I_{Dark}$  mennyiség (ezt általában a detektorleírás tartalmazza), mely alapján a mintavételezési idő alatt  $n_t = I_{Dark} \cdot \tau$  elektron válik ki a hőmozgás hatására, ahol  $\tau$  a mintavételezési időablak.

$D$  egy  $I_{Dark}$  értékétől függő eloszlás, mely Poisson eloszlással közelíthető, ha  $I_{Dark} > 1 \mu A$ . A szekunder elektronok generálása a dinódákon történő sokszorozás hatására rekurzívan megadható. Ezt az alábbi képlet írja le:

$$n_{s,i} = POI(n_{s,i-1}(t) \cdot \delta) \quad (30)$$

Itt  $n_{s,0}(t) = n_{0,c}(t)$ ,  $i = 0 \dots n$ , ahol  $n$  a dinódák száma,  $\delta$  pedig egyetlen dinóda erősítése. A kimeneti jel ezek hatására a következő képlet szerint alakul:

$$S_D(t) = 2eBR \cdot POI(n_{s,n}(t)) + N_J(U_J, \sigma_J) \quad (31)$$

A detektorokhoz kapcsolt áramkör tartalmaz ellenállásokat ( $R$ ), melyek a detektorból érkező áramjelet feszültségjellé konvertálják. Az ellenállásoknak is van egy bizonyos mértékű zaja, ez a vezető részecskék hőmozgásából adódik. A hőmozgást végző atomokról képesek elektronok leválni. Ezek iránya véletlenszerű, így ez a hatás nem jelent eltolási offsetet a jelben, ugyanakkor többletstatisztikus zajt eredményez. Ezt a zajt szokás Nyquist, Johnson, vagy termikus zajnak nevezni. Jelen dolgozatban Johnson-zajként fogok rá hivatkozni. A Johnson-zajt jelöli a képletben  $N_J$ . Ennek értéke normáloszlással közelíthető (ez a korábban ismertetett CHT-nek köszönhető), melyre  $U_J = 0$ , szórása pedig

$$\sigma_J = \sqrt{4 \cdot k_B \cdot T \cdot R \cdot B}, \quad (32)$$

ahol  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$  a Boltzmann-állandó,  $T$  az ellenállás hőmérséklete,  $R$  az ellenállás értéke,  $B$  pedig a detektálásra jellemző sávszélesség.

### 2.2.2. Gauss-zajmodell

A Gauss-zajmodell alapját a 1.5 szakaszban tárgyalt centrális határeloszlás tétele képezi. Ha kellően nagy számú független valószínűségi változót veszünk, akkor ezek középértéke és szórása normál eloszláshoz tart. Ezt használjuk ki pl. a Maxwell-féle sebességeloszlás levezetésénél a kinetikus gázmodellben [39], és ez ad alapot a BES mérések Gauss-zajmodellezésére is. A BES során felmerülő folyamatok (pl. az emisszió, a hőmozgás miatt leszakadó elektronok) mind diszkrét, azaz csak egész számokkal jellemezhetők. Ezzel szemben a Gauss-eloszlás egy folytonos eloszlás, azaz a valós számokon értelmezett. Ugyanakkor nagyszámú bekövetkezés esetén (pl.  $10^{11}$  foton/szekundumos fotonfluxus és  $10^6$  Hz-es mintavételezési frekvencia esetén az egy mintavételezési ablakban bejövő fotonszám már százezres nagyságrendű) a valós szám generálása nem befolyásolja szignifikánsan a kapott eredményt. Más a helyzet kis bekövetkezés ( $\sim$  alacsony fotonszám) esetén, erre a későbbiekben ki is fogok térni. A Gauss-zajmodellezés megvalósításáról jó összefoglaló olvasható Dunai et al.-ban [34], mely írást felhasználtam a modell implementálása során.

A kód a bementi jelből a (28) összefüggés alapján legenerálja a detektor felületét elérő várható fotonfluxus értékét. A futás végén a kimeneten megjelenő jel a következő képlet szerint alakul:

$$S_G(t) = R \cdot [N_{shot}(U_s(t), \sigma_s(t)) + N_{dark}(U_d(t), \sigma_d(t)) + N_J(U_J, \sigma_J)] \quad (33)$$

Vegyük sorra a képletben szereplő tagokat! Az  $N_{shot}$  tagot sörétzajnak nevezzük. A sörétzaj várható értéke:

$$U_J = 2eB\delta^n QE\Phi_B(t), \quad (34)$$

szórása pedig a következőképpen alakul:

$$\sigma_s = \sqrt{2eB\delta^n \frac{\delta}{\delta - 1} U_s(t)}, \quad (35)$$

Itt  $e = 1.607 \cdot 10^{-19}$  C az elektron töltése,  $\delta$  egy dinódafokozat erősítése,  $n$  pedig a dinódák száma. A tényleges mértékegység-konverzió ebben a lépésben történik.

Az  $N_{dark}$  komponenst sötétzajnak nevezzük. Ennek várható értéke  $U_d$  a detektorra jellemző  $I_{Dark}$  sötét áram érték. A sötétzaj szórása:

$$\sigma_d = \sqrt{4eB\delta^n \frac{\delta}{\delta - 1} U_d} \quad (36)$$

a korábbi jelöléseknek megfelelően.

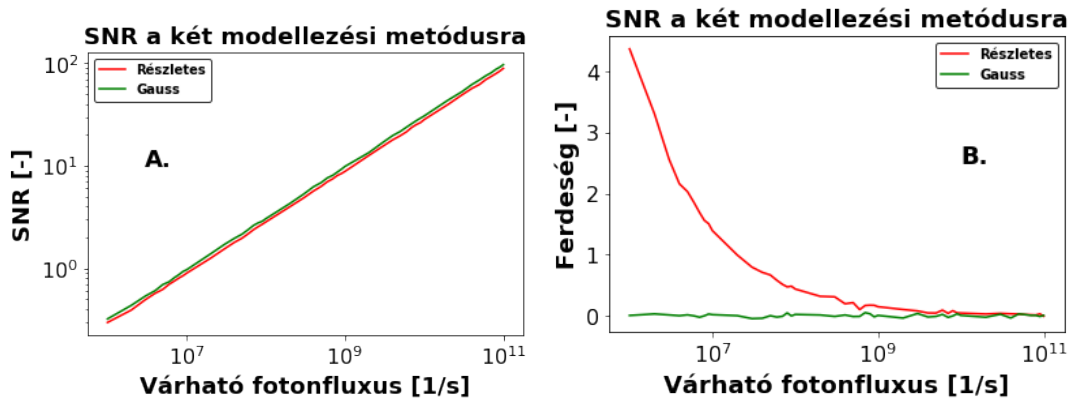
$N_J$  a korábban ismerttetett Johnson-zaj.

### 2.2.3. Zajmodellek összehasonlítása

A zajmodellek ismertetését követően fontos megvizsgálunk, hogy a két módszer statisztikai értelemben azonos eredményeket produkál-e. Ez azért lényeges, mivel ha egy tetszőleges detektor esetében megvizsgáljuk a detektorleírás zajjal kapcsolatos kvantitatív (és esetenként kvalitatív) elemzéseit, akkor azt tapasztaljuk, hogy többnyire Gauss-megközelítésű modellekkel találkozhatunk.

Az analízis két lépésben történik. Egyrészt megvizsgálhatjuk a két modell által szolgáltatott SNR értékeket, melyek a zaj "mennyiségére" adnak mértéket. Az SNR a jel várható értékének, illetve szórásának hányadosaként áll elő a (23) összefüggés szerint. Ennek a két zajmodellre meg kell egyeznie azonos paraméterekkel történő futtatás esetén. Ennek oka, hogy a hozzáadott zaj mennyiségét kizárólag a detektor paraméterei és a bejövő fotonfluxus határozzák meg.

A másik lépés a kimeneti jel egy magasabb momentumának vizsgálata. Ha a két jel ebben a tekintetben is egyező, akkor gyakorlatilag nincs értelme a két külön módszernek, elvégre a BES jelek kiértékelése során használt mennyiségekben nem okoz szignifikáns különbséget a modellező módszer megválasztása. Én jelen esetben a ferdeséget használtam a vizsgálódásom során, mivel a jelben tapasztalható ferdeség jó mértéket ad a plazmában tapasztalható turbulencia jelenlétére. Az összehasonlításhoz uniform értékekkel feltöltött tömböket adtam be a programnak, melyek nagyságát  $10^6 - 10^{11}$  foton/s között skáláztam, majd kiszámítottam a kimeneti jelekre jellemző SNR és ferdeség értékeket, majd ábrázoltam őket a bemeneti jel függvényében. Ez a 9. ábrán látható.



9. ábra. Uniform értékekkel töltött tömbökre a két zajmodellezési módszer SNR (A ábra) és ferdeség (B ábra) értékei

Az ábrán piros vonal jelöli a részletes, és zöld vonal a Gauss-megközelítés által szolgáltatott eredményeket. Látható, hogy az SNR-értékek nagy pontossággal megegyeznek a két modellezés esetén, tehát a részletes modell jól visszaadja a gyártók által preferált Gauss-modell eredményeit. Ugyanakkor a B ábra tanulságai szerint a ferdeségben alacsony fotonszámra szignifikáns eltérés mutatkozik a két eltérő metódus esetén. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a magasabb momentumok értékeire gyakorolt hatást tekintve egyáltalán nem triviális, hogy melyik metódust használjuk. Mivel a részletes megközelítés a detektálásban szerepet játszó fizikai jelenségek modellezését valósítja meg, szemben a Gauss-modell által alkalmazott statisztikus megvalósítással, így kijelenthető, hogy a valósághoz közelebb álló eredményt a részletes zajmodell szolgáltat.

A Gauss-zajmodell nem törődik azzal, hogy a fény részecsketermészetű (kvantum), hanem a beérkező jelet folytonosnak tekinti. Ez nagy fluxusra nem okoz hibát, ugyanakkor, ha a fluxus reciproka (azaz a két foton beérkezése közti átlagos idő) összemérhetővé válik a mintavételezési idővel (másképpen fogalmazva, ha a fotonfluxus és a kvantumhatásfok szorzata, melyet nevezhetünk detektált fotonfluxusnak, összemérhetővé válik a mintavételezési frekvenciával), akkor a folytonos megközelítés a magasabb momentumokat tekintve már szignifikáns hibát ad. Még drámaibb a helyzet különösen alacsony fotonszámokra (ez az ábrán a  $10^7$  1/s alatti tartomány. Itt a fluxus és a mintavételezési frekvencia nagyjából megegyezik. Ekkor a detektorban tapasztalható zaj maga is diszkrétvé válik, és Poisson-eloszlást követ. A Poisson-eloszlásra a momentumok értéke a várható érték egy hatványával fordítottan arányos. Ennek eredményeképp a részletes zajmodell alapján kis fotonszámra a ferdeség és lapultság nőni fog. Ugyanakkor a Gauss-megközelítésben ahogyan a zaj egyre inkább dominálni kezdi a kimenő jelet, a momentumok 0-ba tartanak. Ez realiztikusan úgy értelmezhető, hogy kis fotonfluxusra előfordulhat, hogy nem érkezik be foton a detektorba. Ekkor a Gauss-zajmodell közel 0 várható értékkel generál zajt, de ez éppen a fény kvantum természete miatt már szignifikáns hibát okoz (nem beszélve arról, hogy ez a generált érték negatív is lehet).

A 9. ábra tanulságai alapján kijelenthető, hogy a gyártók által megadott, Gauss-zajmodellek alapján készült karakterisztikákat megfelelő kritikával kell illetnünk és minden esetben részletes modellezésen alapuló eredményekkel, illetve mérési eredményekkel kell összehasonlítani. Különösen fontos lehet ez egy BES diagnosztika során, ahol a jelfeldolgozás első lépése éppen a magasabb momentumok vizsgálata.

### 2.3. Az AUG BES detektorai

Az ASDEX Upgrade tokamak BES diagnosztikáin Hammamatsu R928-as típusjelzésű PMT-k találhatóak [40]. Ezek technikai paraméterei az 1. táblázatban láthatók.



Megnevezés	Jel	Érték
Kvantumhatásfok	QE	7%
Dinódaerősítés	$\delta$	6
Dinódaszám	$n$	9
Sötét áram	$I_{Dark}$	25 nA
Ellenállás	$R$	1000 $\Omega$
Sávszélesség	$B$	100 kHz

1. táblázat. Az Asdex Upgrade tokamakokon alkalmazott Hamamtsu R928-as PMT paramétere

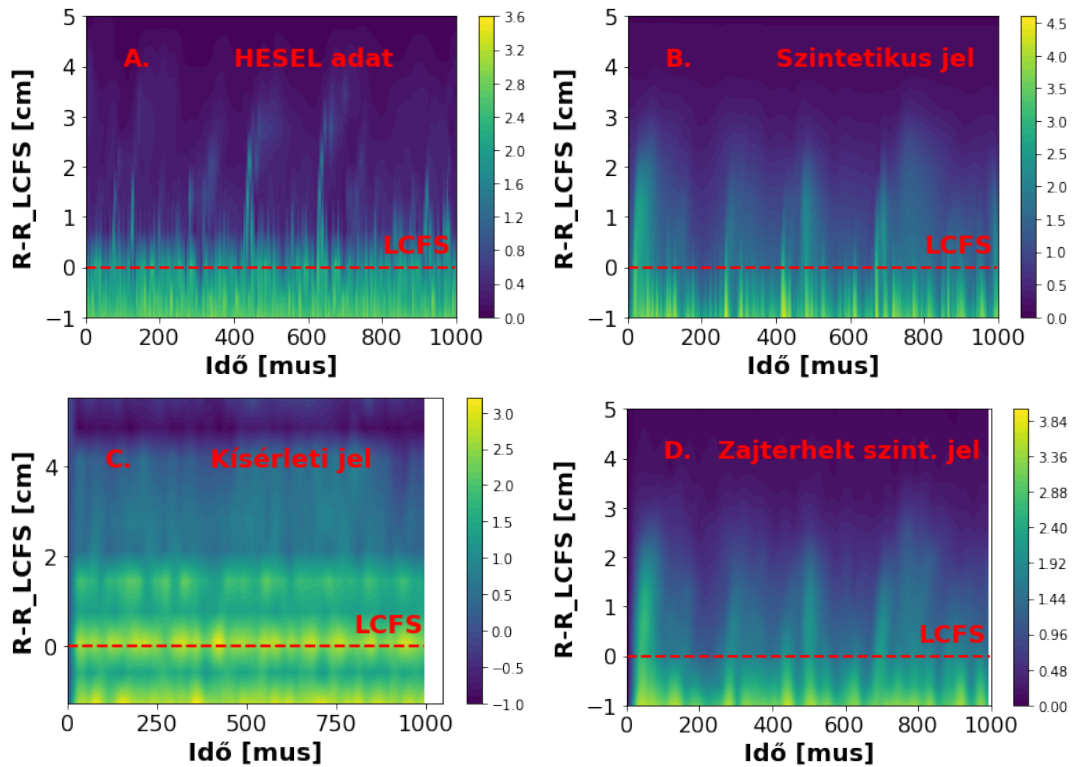
### 3. Eredmények

Munkám során öt különböző jeltípust hasonlítottam össze statisztikai tulajdonságaik, és a különböző blobokkal kapcsolatos paramétereik. A vizsgált jelek a következők:

- HESEL sűrűségmezőből származó adatsor, mely gyakorlatilag a plazma elméleti modellek által jósolt tulajdonságait tartalmazza. Egy ideális detektálási rendszer esetén (100%-os detektálási hatásfok, zéró fotonstatisztikus illetve detektálási zaj) ilyen viselkedést látnánk a kimeneti jelben.
- A fenti sűrűségmező alapján számolt RENATE BES szintetikus jel, mely a detektorcsatornákat elérő fotonfluxusokat tartalmazza. Ez egy determinisztikus jel, mely diagnosztika térbeli artefaktumainak tompító hatását tartalmazza.
- Zajterhelt RENATE BES szintetikus jel. Ezen a jelen tanulmányozható a detektorrendszer paramétereinek hatása a kimeneti jel statisztikai tulajdonságain.
- Kísérleti jel, mely egy valós kisülésen elvégzett BES diagnosztikából származó adatsor. Ez természetesen a detektálási rendszer összes zavaró hatását tartalmazza.

A felhasznált jelek az ASDEX Upgrade #29302-es kisülése alapján készültek. A jel 26 csatorna adatait tartalmazta. Téreloszlási adatok segítségével meghatároztam az egyes detektorcsatornákat térbeli helyét a LCFS síkjához képest. Mivel a blobok alapvetően a szélplazma jelenségei, így elegendő a SOL körüli terület vizsgálata. Ahhoz, hogy a különböző mértékegységű (HESEL jel esetén részecske/szekundum, szintetikus jel esetén foton/szekundum, zajterhelt, illetve kísérleti jel esetén pedig volt) adatokat össze tudjam hasonlítani, mindegyiket az átlagával normáltam. Ez a magasabb momentumok értékét nem befolyásolja. A beolvasott jelekből egy 1 ms-os időablakot kivágva ábrázolható a szélplazma viselkedésének megjelenése a BES diagnosztika különböző lépéseiben. Ezek a 10. ábrán láthatók.

Piros szaggatott vonallal jelöltem az LCFS helyét. A y koordináták által meghatározott térrész a SOL. Az ábrán a színek a normált sűrűséget jelenti. Az A ábrán a HESEL adatokban jól láthatók a SOL-ba leszakadó sűrűségstruktúrák, ezek a blobok. A B ábrán a szintetikus jelben (mely még mindig determinisztikus jellegű) látható a detektálási geometria, és a nyáláb viselkedése okozta elkenődés. A C ábrán látható a kísérleti jel. Ennek struktúrája jól tanúskodik arról, hogy egy BES diagnosztika eredményeinek kiértékelése esetenként mennyire komplikált lehet, ugyanis látható, hogy a nagyfokú zaj



10. ábra. A vizsgált jelekből 1 ms-os időablakban kivágott szakaszai az idő és az LCFS-től mért távolság függvényében. Az A ábrán a HESEL adatok, a B ábrán a szintetikus jel, a C ábrán a kísérleti jel, a D ábrán pedig a zajterhelt szintetikus jel egy darabja látható.

miatt a bolobok gyakorlatilag felismerhetetlenné válnak. A D ábrán látható a zajterhelt szintetikus jel. Összehasonlítva a tiszta szintetikus jellel látható, hogy a zaj hatására a korábban tisztán kivehető blobstruktúra elkenődik, csupán a leginkább kiemelkedő csúcsok láthatók.

Jelfeldolgozásra egy Jupyter Notebookban fejlesztett kiértékelő kódot használtam, melyet korábban [32] elkészítése során alkalmaztunk. Itt segítségül hívtam a FLAP (Fusion Library of Analysis Programs) programcsomagot, mely az Energiatudományi Kutatóközpont dolgozói által fejlesztett kód többdimenziós adatstruktúrák tárolására, feldolgozására és ábrázolására [41]).

### 3.1. Zajmodellek alkalmazása

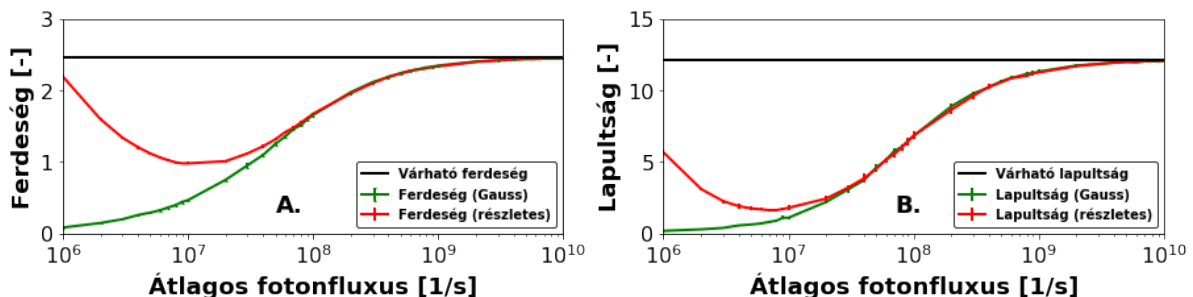
Ebben a szakaszban a 1.5 szakaszban bemutatott statisztikai fogalmakat szeretném megvizsgálni a különböző jeleken. A 2.2 szakaszban ismertettem a két különböző megvalósítású zajmodellt.

Ha a zajmodellek helyesek, illetve a különböző megközelítések alapjául szolgáló feltevéseink is helyesek, akkor a két módszerrel elvégzett zajterhelés után a kimeneteli jelben a különböző statisztikai paramétereknek egyazon mértékben kellene megváltoznia. Kiválasztva a szintetikus jel egy csatornáját (ez jelen esetben az LCFS+3 cm térkoordinátán elhelyezkedő csatorna volt) a jelet a várható értékével normáltam, majd különböző szorzófaktorokkal skáláztam, így változtatva az átlagos fotonfluxust. Mivel a zaj hatása a

fotonfluxus növekedésével csökken (az SNR nő), így a korábban ismertetett elméletnek megfelelően kisebb jelátlag (kisebb skálázó faktor) esetén a ferdeség és lapultság csökkenését várjuk. A 1.2 részben ismertettem a blobok általános definícióját, melynek értelmében ha egy blob sűrűségeloszlását tekintjük, akkor egy egycsúcsú sűrűségfüggvénnyel jellemezhető eloszlásról van szó. Egy ilyen eloszlás ferdesége és lapultsága mértéket ad a turbulencia jellegére. Ugyanakkor ha a zaj viselkedését tekintjük, akkor látható, hogy a zaj (a modellben legalábbis, de közelítőleg a valóságban is) Poisson- és Gauss-statisztikájú komponensekből áll. Ezek tulajdonsága, hogy ferdeségük és lapultságuk 0 (a Gauss-eloszlásé egzaktul 0, a Poisson-eloszlásé az eloszlás paramétere értékének (azaz a várható értéknek) növelésével tart 0-ba), így a zaj statisztikai értelemben elmossa az éles csúcsokat a sűrűségfüggvényekben.

A skálázás előnye, hogy a normálás nem változtatja a magasabb momentumok értékét, így a normált, majd skálázott jelhez zajt adva a momentumok változása alapján a zaj hatását vizsgálhatjuk.

A normálás segítségével előállított jelekre megegyező detektorparaméterek mellett lefuttatva a két különböző zajterhelő metódust kiszámítottam a kapott adatsorok ferdeségét és lapultságát, majd ezt az eredeti adatsorra jellemző átlagos fotonfluxus értékének függvényében ábrázoltam. Ez látható a 11. ábrán.



11. ábra. Különböző zajmodellező metódusok hatása különböző értékekkel normált jel ferdeségére (A ábra), illetve lapultságára (B ábra)

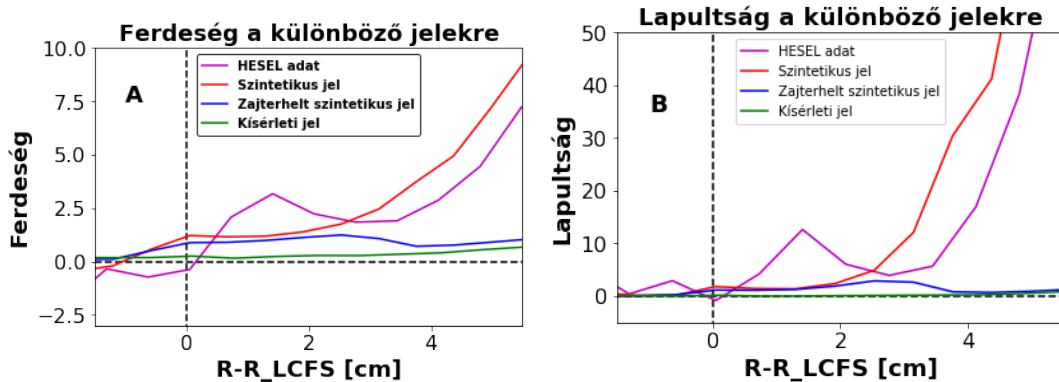
Az ábrán pirossal jelölve láthatók a részletes-, zölddel jelölve pedig a Gauss- zajmodellből származó, feketével pedig az eredeti (zajmentes) szintetikus jelre jellemző értékek. Mind a ferdeség, mind pedig a lapultság a várakozásainknak megfelelően csökken a zaj hozzáadásával, ez összhangban van azzal, hogy a zaj csökkenti az adatsor momentumainak értékét, azaz a jelet normál eloszláshoz közelíti (melyre mindkét érték zérus). Ezért célszerű a zaj mértékének alacsonyan tartása. Magasabb fotonszámok esetén a két metódussal előállított jelekhez tartozó értékek jól közelítenek egymáshoz, illetve látható, hogy minél nagyobb a fotonfluxus, annál inkább elhanyagolhatóvá válik a zaj hatása. Valós mérésekben azonban a fotonfluxus értéke adott, így ez nem alkalmazható a zaj csökkentésére.

Látható emellett az, hogy alacsony fotonfluxusra a piros és zöld görbe elválik egymástól. Ennek a látszólagos ellentmondásnak a feloldása a két zajmodellezés alapfilozófiájának különbségében rejlik, melyet részletesen a 3.1. szakaszban ismertettem. Látható, hogy a különbség nem csupán az általam előállított jelek zajterhelése során, hanem a beolva-

sott szintetikus jel esetén is megjelenik. Ez mutatja, hogy a jelfeldolgozás szempontjából jelentőségteljes a megfelelő zajmodell megválasztása.

### 3.2. Jelek statisztikus feldolgozása (kvalitatív validáció)

A következőkben a modellünk kvalitatív validációját szeretném elvégezni. Ehhez a kapott jel magasabb momentumainak változását vizsgálom. Mivel a két zajmodell összehasonlítása során arra az eredményre jutottam, hogy a valóságot a részletes zajmodell közelíti jobban, illetve láthattuk, hogy a Gauss-modell torzító hatása kis fotonfluxusok esetén szignifikáns, és a korábban bevezetett ASDEX Upgrade Li-BES rendszerre ez tipikusan igaz, így a következőkben a részletes zajmodellt alkalmazom RENATE BES szintetikus jel zajterhelésére. A továbbiakban erre *Zajterhelt szintetikus jel*ként fogok hivatkozni. A következőkben megvizsgáltam, hogy a különböző jelekre hogyan változik a momentumok értéke. Ennek eredménye láthatók a 12. ábrán



12. ábra. Ferdeség (A ábra), illetve lapultság (B ábra) alakulása különböző jelekre a LCFS-től mért távolság függvényében

Az ábrán piros vonal jelöli a szintetikus jelet, zöld a kísérleti jelet, világoskék a zajterhelt szintetikus jelet, lila pedig a HESEL adatokat. Ez a jelölésrendszer minden további közös ábrára igaz.

Mindkét ábrán egyértelműen látszik, hogy az LCFS-től 3 cm-nél nagyobb távolságra (erre a következőkben *távoli SOL*ként fogok hivatkozni) mind a HESEL adatok, mind pedig a szintetikus jel esetén nullától szignifikánsan eltérő ferdeség és lapultságértékek tapasztalhatók. Az LCFS környékén (*közeli SOL*) a az értékek nullához közelítenek. Egyrészt látható az, hogy a szintetikus jel sokkal simább, mint a HESEL adatsor, illetve a kettő között tapasztalható egy kb. 1 cm-es eltolás. Ennek oka a nyaláb által produkált időkézés, mely személetesen úgy tekinthető, hogy a nyaláb információt szállít a plazma belseje felé. Ez a detektálásban egy térbeli eltolódásként jelentkezik.

Összehasonlítva a determinisztikus szintetikus, illetve zajterhelt szintetikus jeleket a zaj momentumokat csökkentő hatása egyértelműen látszik. A távoli SOL-ban a plazmasűrűség, és így az innen emittált fotonok mennyisége is igen alacsony, azaz a zaj hatása itt válik szignifikánssá. A közeli SOL-ban, ahol már nagy fotonfluxusok vannak, a két jel által szolgáltatott értékek igen közel vannak egymáshoz.

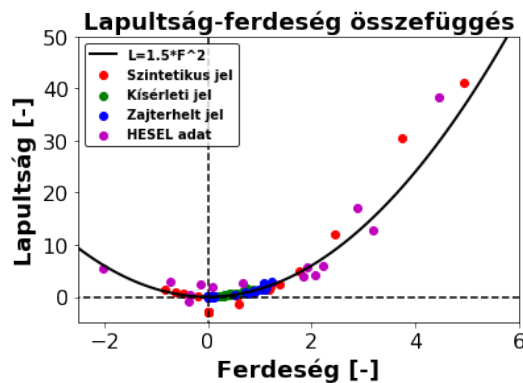
A kísérleti és zajterhelt szintetikus jelek esetén nulla körüli értékek tapasztalhatók. A távoli SOL-ban a két jel által szolgáltatott értékek megegyeznek, a közeli SOL-ban viszont

ez nincsen így. Az eltolódás okának a szintetikus diagnosztika egy csonka paramétereit prognosztizálom. Ennek megértéséhez célszerű az 5. ábra megtekintése. A nyalábáramról (azaz a BES nyaláb részecskeáramáról) csupán az ábra jobb oldalán látható termikus ionforrás közelében tudunk pontos információt. Ezután a nyaláb végigmegy a semlegesítő kamrán (az ábra közepe), majd a valóságban egy (az AUG esetén kb. 1.2 m-es) csövön is (ez nem látható az ábrán). Ebben gáz található, így a nyaláb ezen a szakaszon gyengülést szenved. Ezt a RENATE egy globális 50%-os faktoriall veszi figyelembe. Ebben az értékben a különböző setupok esetén szignifikáns eltérés is jelentkezik. Mivel a zajterhelt jel a RENATE szintetikus jel alapján készül, így ez a diszkrépancia ebben a jelben is megtalálható lesz. Feltételezhetően ez okozza az eltérést a mért jel, és a zajterhelt szintetikus jel között.

Mivel a plazmaturbulencia statisztikus elemzésének fontos eleme a ferdeség és lapultság vizsgálata, így a 12. ábrán látható értékek megerősítik azt a feltételezést, hogy a zaj hatása csökkenti ennek detektálhatóságát.

A kísérleti és zajterhelt szintetikus jel között a magasabb momentumokban nem tapasztalható szignifikáns eltérés, ez azt jelenti, hogy a zajmodellünk ebből a szempontból helyesen írja le a valóságot.

Az elméleti modellek jóslatai alapján a mért plazmasűrűség értékek gamma-eloszlást követnek [20]. Megmutatható, hogy minden intermittens filamentáris struktúra gamma-eloszlást követ, így ha egy jelben ilyen összefüggést tapasztalunk, akkor a jelünk egy SOL turbulenciajelnek megfeleltethető. A gamma-eloszlás jelenléte egyszerűen ellenőrizhető a (21) összefüggés vizsgálatával (tekintve, hogy a gamma-eloszlás az egyetlen, melyre ez teljesül). Így a lapultságot a ferdeség függvényében ábrázolva, majd egy  $L = 3/2K^2$  alakú függvényt feltüntetve megvizsgálható az elmélet helyessége. Ez a 13. ábrán látható. Az ábrára gyakorlatilag a 12. ábrán látható adatok kerültek fel egymás függvényében.



13. ábra. Lapultság a ferdeség függvényében ábrázolva  $L = 3/2K^2$  függvényel

Látható, hogy a kísérleti jel esetén a pontok szinte tökéletesen illeszkednek erre a görbére (a korábban ismertetett effektusok miatt ezek a pontok a nulla környékén találhatóak). Ugyanez igaz a zajterhelt jelre. Érdekes ugyanakkor, hogy a HESEL adatok, illetve a szintetikus jel a magasabb értékekre szisztematikusan eltér ettől a viselkedéstől. Az, hogy a szintetikus jel és a HESEL adatok által jóslott értékek megfelelő egyezést mutatnak azt jelenti, hogy a térbeli eltolástól, és simítástól eltekintve a szintetikus diagnosztika a jel magasabb momentumait tekintve helyesen visszaadja a turbulenciakód artefaktumait.

A determinisztikus és zajterhelt szintetikus jelek összevetéséből itt is jól látható a zaj hatása, a zaj miatt a magasabb momentumok értékei rendre a nulla környékére kerülnek.

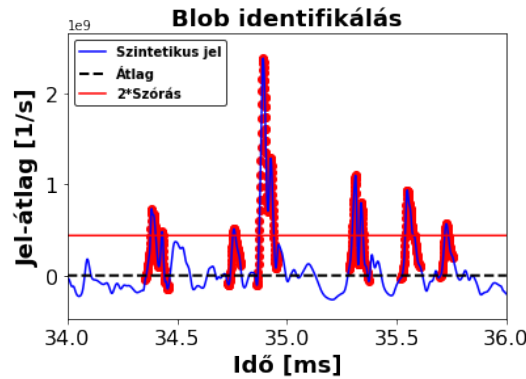
### 3.3. Blobok identifikálása (kvantitatív validáció)

A fentebb bemutatott kvalitatív validáció után szeretném elvégezni a modelljeink kvantitatív vizsgálatát is. Szintetikus jelek esetén ez négy paraméter vizsgálatát jelenti, ezek a blobfrekvencia, amplitúdó-eloszlás, sebesség-eloszlás, és blobméret-eloszlás. Én ezek közül jelen dolgozatban az első kettőt fogom végrehajtani.

A jelben a blobok felismerésére a 1.2 szakaszban ismertetett definíciót célszerű alkalmazni. A kód a beolvasott jelben kiválaszt egy detektorcsatornát, és ennek kiszámolja az időátlagát, majd ezt levonja a jelből. Ha talál olyan jelszakaszt, melynek értéke a szórás többszöröse (ebben a faktorban van egy bizonytalanság, melyet korábban ismertettem, én a számítások során 2-es értéket használtam), akkor ezt feljegyzi, mint egy blobot. A teljes struktúrát a csúcs körül egy megadott időintervallumban "kivágja" a jelből. Ez az intervallum a blobok várt élettartamának, és a mintavételezési időnek (jelen esetben  $\sim 1.1 \mu\text{s}$ ) hányadosa. Ennek értelmében a jelben egy csúcs egy blob csúcsának tekinthető, ha teljesül rá, hogy

$$d - \langle D \rangle > \sigma \cdot c, \quad (37)$$

ahol  $d$  a csúcs értéke,  $\langle D \rangle$  a csatornán lévő jel átlaga,  $\sigma$  a csatornán lévő jel szórása,  $c = 2$  pedig a korábban ismertetett identifikáló faktor. A szintetikus jel 15-ös csatornájára ( $R = R_{LCFS} + 3.15 \text{ cm}$  egy 2 ms-ban ábrázoltam az identifikált blobokat. Ez a 14. ábrán látható.



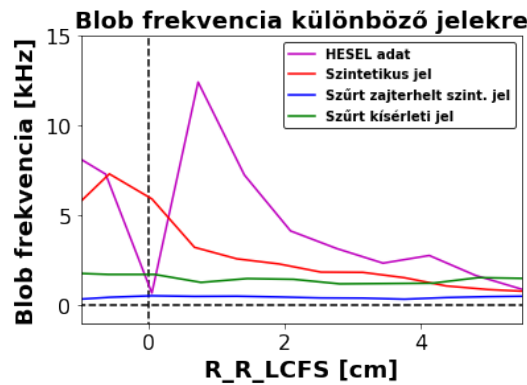
14. ábra. Identifikált blobok szintetikus jelben  $R - R_{LCFS} = 3.15 \text{ cm}$ -es térkoordinátán egy 2 ms-os ablakban

Az ábrán a függőleges tengelyen a jelből levontam a jelátlagot. A vízszintes piros vonal jelzi a kétszeres szórást, az ezen felüli csúcsok a blobok csúcsai. A kivágott jelszakaszok piros pontokkal szedve láthatók. Ebben a tartományban 6 darab blob látható.

A blob identifikálás végrehajtásához a kísérleti és zajterhelt szintetikus jeleket egy harmadrendű Butterworth 20 kHz-es aluláteresztő szűrőn vezettem keresztül, ez jól modellezi a realisztikus jelfeldolgozást.

### 3.3.1. Blobfrekvencia

A blobok gyakoriságának mértéke az ún. blobfrekvencia, mely az időegység alatt tapasztalható események számát adja meg, ennek megfelelően frekvencia dimenziójú. A blobfrekvencia meghatározható az egy csatornán identifikált blobok számát elosztva a mérési idővel. Ez jól közelíti az adott csatornán tapasztalható blobfrekvenciát, tekintve, hogy a mérési idő jelen esetben  $\sim 70$  ms, ezt összevetve a blobok várható élettartamával ( $\sim 30 \mu\text{s}$ ) a teljes mérés alatt statisztikus mennyiségű blob figyelhető meg. A blobfrekvencia az LCFS-től mért távolság függvényében a különböző jelekre a 15. ábrán látható.



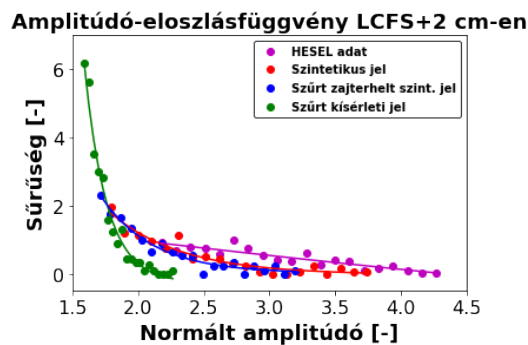
15. ábra. Blobfrekvencia az LCFS-től mért távolság függvényében a különböző jelekre

Látható, hogy a HESEL adatokból számolt, és a szintetikus jel által jósolt értékek között néhányszoros különbség van, ez jól mutatja azt, hogy a diagnosztika geometriai paramétereinek csökkentése csökkenti a detektálható blobok mennyiségét. Érdekes továbbá az, hogy a HESEL adatokban éles ugrások tapasztalhatók a blobok mennyiségét tekintve, ezzel szemben a szintetikus jel lényegesen simább. Ennek az az oka, hogy ahogyan a nyaláb befelé halad a plazmában a legerjesztődés és az emisszió időkésséssel következik be az ütközéshez képest. Mivel az ütközések száma függ közvetlenül a plazmasűrűségtől, így az információ térben elkenődve jelenik meg a detektorokon [32]. Látható továbbá, hogy a LCFS-től távolodva kb. 4 cm alatt a blobfrekvencia nagyjából egy nagyságrendet csökken. Ennek oka, hogy ebbe a távoli tartományba már csak a legnagyobb méretű blobok jutnak el. Ilyen viselkedés nem tapasztalható a kísérleti jel és a zajterhelt jel esetén. A két jel által meghatározott blobfrekvencia között tapasztalható néhányszoros eltérés, melynek oka, hogy a zajterhelés után a közeli SOL-ban csak azok a blobok maradnak identifikálhatók, melyek eljutnak a távoli SOL-ba (zaj elnyomja a kis méretű blobokat), ugyanakkor a két görbe jellege megegyező. Ezen két jel esetén nagyjából konstans blobfrekvencia mérhető a vizsgált tartományon. Ezek értéke az LCFS környékén lényegesen kisebb, mint a HESEL és szintetikus jelek által meghatározott. Ebből látszik, hogy a zaj hatása igen negatívan befolyásolja a blobok felismerését. Érdekes viselkedés tapasztalható a távoli SOL-ban, amikor a kísérleti jel nagyobb blobfrekvenciát ad, mint a szintetikus jel. Ezek a csatornákon a fotonfluxus már igen alacsony, így itt a zaj okozta kiugró csúcsokat is blobként identifikáljuk.

### 3.3.2. Amplitúdó-eloszlásfüggvény

A következőkben célunk az identifikált blobokra az amplitúdó-eloszlásfüggvény kiszámítása, ebből ugyanis következtethetünk a zaj identifikálást tompító hatására. Ehhez megkeressük az identifikált blobokat a jelben, majd kiszámítjuk az időablakra vett átlagértékeket, majd ezekre az adatokra készítünk egy hisztogramot. Ennek megfelelően a kapott adatsorunk megadja, az adott amplitúdó-intervallumban található blobok gyakoriságát, azaz a számukat úgy normálva, hogy a görbe alatti terület egységnyi legyen. Hasonló számításokat tartalmazó cikk Birkenmeier et al. [1].

A különböző jelekre meghatároztam a blobamplitúdókat, majd ezeket a jel átlagával normáltam, hogy a különböző dimenziójú jelek közös koordináta-rendszerbe kerüljenek (erről a 10. ábra bemutatáskor írtam bővebben), és kiszámítottam az amplitúdó-eloszlásfüggvényeket az LCFS+2 cm régióban, majd a kapott adatokat közös grafikonon ábrázoltam. Ez látható a 16. ábrán.



16. ábra. Amplitúdó-eloszlásfüggvény az LCFS+2 cm tartományon a különböző jelek esetén exponenciális illesztéssel

Az elméleti jóslatoknak megfelelően az adatpontokra exponenciális görbéket illesztettem, melyek szintén láthatók az ábrákon. Megfigyelhető, hogy a különböző jelek esetén szignifikánsan eltérő viselkedés tapasztalható az eloszlásokat tekintve. Az ábr igen tanulságos, ugyanis segítségével végigkövethető a diagnosztika hatása a blobok amplitúdóeloszlására. A HESEL adatok és a szintetikus jel nagyjából hasonló jellegű görbén helyezkednek el, melyek egymáshoz képest el vannak tolvva. Ennek az a magyarázata, hogy a detektálási geometria torzítása és tompítása, valamint az egy detektorpixelre beeső fény kiátlagolása miatt a blobamplitúdók a kisebb mérettartomány felé mozdulnak el (ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy a diagnosztika felbontása nem elég jó a nagyobb amplitúdójú blobok detektálására).

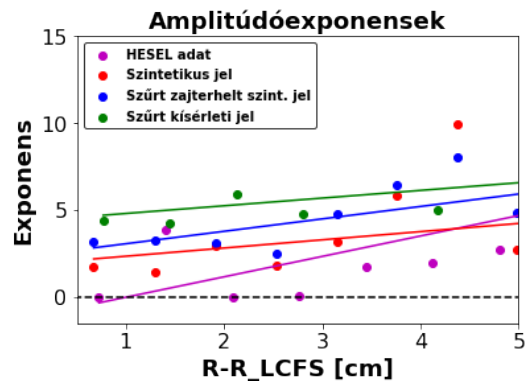
Zajjal terhelve a jelet azt tapasztaljuk, hogy ez a hatás még erősebb, valamint a görbe lecsengése is erősödik. Ennek magyarázata, hogy a zaj hatására a detektált éles csúcsok elmosódnak, azért kisebb amplitúdókat tapasztalunk.

Érdekes, hogy a kísérleti jel lényegesen más görbét produkál, mint a zajterhelt szintetikus jel. Az exponenciális görbe lecsengése sokkal erőteljesebb, ennek megfelelően a kísérleti jelben található blobok egy lényegesen kisebb amplitúdótartományban mozognak. A két jel közti eltérés oka lehet a korábban ismertetett csonka paraméter a szintetikus diagnosztikában.

Az eloszlás exponenciális jellege az implikálja, hogy a blobok legnagyobb valószínűséggel



egy jól meghatározott sűrűség tartományban helyezkednek el egy adott térkoordinátán, a különösen nagy sűrűségértékek ritkák. Ennek az az oka, hogy az ilyen kiugró értékek a nagy térbeli kiterjedésű blobokhoz tartoznak, melyek ritkábbak a kisméretűeknél. Az exponenciális illesztést az LCFS 0.5 – 5 cm-es tartományán elvégeztem a különböző csatornákra. Az exponenseket ábrázoltam a térkoordináták függvényében. Ez látható a 17. ábrán. Látható, hogy az exponensek viselkedése igen bonyolult. A HESEL adatok esetén



17. ábra. Amplitúdó-eloszlásfüggvényekre illesztett exponenciális függvények exponense a térkoordináta függvényében

erős fluktuáció tapasztalható az exponensekben. Általánosan elmondható, hogy emelkedő trend tapasztalható az LCFS-től kifelé haladva. Ennek jelentése, hogy a térkoordináta mentén haladva a blobamplitúdók egyre inkább korlátozódnak egy szűkebb tartományra. 4 cm felett már a távoli SOL-ban vagyunk, itt a jel már annyira gyenge, hogy pl. a kísérleti adatok esetén egy nagyon kiugró értéket tapasztalunk.

## 4. Összegzés, kitekintés

A jelen dolgozat elkészítéséhez végzett munkám a tavalyi TDK-m folytatása. Az akkor elkészített zajmodellező kódot kiegészítettem a PMT esetén egy Gauss- és egy részletes zajmodellel. Megvizsgáltam, hogy a két zajmodellező módszer közül melyik alkalmasabb BES szintetikus diagnosztikák zajterhelésére. Mindkét modell segítségével elvégeztem egy HESEL-RENATE BES szintetikus jel zajterhelését. Ezt a zajjal terhelt jelet hasonlítottam össze a zajmentes szintetikus jellel, illetve az ennek alapjául szolgáló HESEL- adatokkal, illetve kísérleti jelekkel is. A plazmaszél-turbulencia és SOL filamentumok kutatásában a szintetikus diagnosztikák nagy szerepet játszanak, és a zajmodellezés elősegíti a kísérleti és szintetikus jelek kvalitatív és kvantitatív összevetését, mely a dolgozatom utolsó részét képezi.

A két zajmodellt idealizált jelekre lefuttatva, és az eredményeket összehasonlítva megállapítottam, hogy a zaj elsődleges mértékét (SNR) tekintve megegyeznek, ugyanakkor megmutattam, hogy  $10^9$  foton/s-os fluxus alatt a részletes zajmodell által generált zajt hozzáadva a jelhez a ferdeség értéke növekedni kezd, ebben szignifikáns eltérés mutatkozik a Gauss-megközelítéshez képest. Ennek okát abban találtam meg, hogy a mintavételezés során az egy időablakban kiváltott elektronok száma (mely a bejövő fotonszám és a kvantumhatásfok szorzataként áll elő) ekkor 0 körüli, és így a Gauss-modell által megvalósított folytonos közelítés már nem állja meg a helyét, helyes eredményeket a diszkrét modellezést megvalósító részletes módszer ad.

Hasonló összevetést végeztem szintetikus turbulenciajelek zajterhelésénél is. Itt egyrészt megállapítottam, hogy a zaj csökkenti a ferdeség értékét a jelben. Magas fotonfluxusra a két modellezés nem ad eltérő eredményeket, alacsony fotonfluxusra ( $< 10^8$  foton/s) viszont megtörténik az idealizált jel esetén tapasztalható szétválás a két modell által adott ferdeségek között. Ebből azt a következtetést vontam le, hogy a részletes modell alkalmazása a valóságot helyesebben leíró eredményeket ad, különösen alacsony fotonfluxusok esetén, mint pl. a dolgozatban korábban felvezetett ASDEX Upgrade Li-BES rendszerében.

Ezután elvégeztem egy kvantitatív analízist a HESEL turbulenciakód adatai, a belőlük származó RENATE BES determinisztikus szintetikus jel, a zajterhelt szintetikus jel, és egy kísérleti jel között. Ezen jeleket magasabb momentumai (ferdeségük, lapultságuk) alapján vizsgáltam. Arra jutottam, hogy a HESEL adatsor és a szintetikus jel között egy eltolás tapasztalható, mely a diagnosztika geometriájából, és a nyaláb viselkedéséből adódik. A szintetikus és zajterhelt jelek között a ferdeség és lapultság tekintetében a közeli SOL-ban nem tapasztalható szignifikáns eltérés, ugyanakkor a távoli SOL-ban, ahol alacsonyabb fotonfluxusok jellemzők a zaj hatására a momentumok értéke csökken a jelben. A kísérleti jel momentumai a közeli SOL-ban alacsonyabb értékeken helyezkednek el, mint a zajterhelt szintetikus jel esetén. Ennek oka a nyalábáram értékére vonatkozó bizonytalanság figyelmen kívül hagyása. A távoli SOL-ban, ahol ezt pontosabban tudjuk becsülni, az értékek jól tartanak egymáshoz.

A kvantitatív összehasonlításhoz individuális blobokat identifikáltam, melyet a dolgo-

zatban ismertetett definíció alapján kerestem meg a jelben. Ezt úgy valósítottam meg, hogy olyan adatokat kerestem, ahol az értékből levonva a csatornán tapasztalható jel átlagát a kapott szám nagyobb, mint a jel szórásának egy megadott számszorosa, mely jelen esetben 2 volt. Az ezen adatok körüli, a blobok átlagos élettartama alapján meghatározott intervallumot tekintettem egy blobnak. Ezekre a kapott eseményekre csatornánként kiszámítottam a blobfrekvenciát, mely megadja az időegység alatt tapasztalható események számát. Tapasztalatom szerint a blobfrekvencia az LCFS-től kifelé haladva csökken mindegyik vizsgált jel esetén, a távoli SOL-ban kb. 2 kHz -es érték tapasztalható. Az LCFS környékén más a helyzet, itt a HESEL és a szintetikus jelek esetén kb. 5 kHz az érték, a kísérleti jel esetén 1.5 kHz, a zajterhelt jel esetén viszont csak pár száz Hz. Felismertem a blobfrekvenciában is a HESEL és RENATE jelek közti eltolást és tompítást, illetve a zajterhelt és kísérleti jelek jellegének egyezőségét. Ez utóbbi esetben viszont egy szisztematikus eltérés adódott az értékeket tekintve.

A kvantitatív összehasonlítás második részében az amplitúdóeloszlásokat vizsgáltam. Egy adott térbeli pontra kiszámítva az eloszlást megmutattam a diagnosztika különböző lépéseinek a blobamplitúdóra gyakorolt szisztematikus hatását. A kapott adatokra az elméletnek megfelelően exponenciális illesztettem, illetve több térbeli pozíciót vizsgálva megmutattam, hogy ezek az értékek a SOL-ban kifelé haladva növekvő tendenciát mutatnak.

Munkám során megmutattam, hogy a szintetikus diagnosztikák, és ezek zajmodellezése elengedhetetlen lépések egy plazmafizikai szimuláció validálásához. Megmutattam, hogy a SOL filamentum dinamika paramétereinek értékei hogyan változnak a diagnosztika egyes lépéseiben. Mind a kvantitatív, mind a kvalitatív analízist tekintve jó egyezést tapasztaltam a kísérleti jelekkel, ugyanakkor még mindig tapasztalható bizonyos diszkrépancia a kettő között. Ennek okát két tényező alkotja, az egyik a szintetikus diagnosztika csonka paramétere, mely a SOL-ban tapasztalható nyalábárammal kapcsolatos, a másik pedig a HESEL turbulenciakód realiztikusságának határai. Ezek pontos elemzését egy jövőbeni feladatnak tekintem.

## Köszönetnyilvánítás

Először is szeretném megköszönni témavezetőmnek Asztalos Örsnek a rengeteg segítséget, melyet az elmúlt közel másfél évben adott nekem, és remélem, hogy hamarosan már Dr. Asztalos Örsként köszönhetem.

Köszönöm Dr. Pokol Gergőnek és Balázs Péternek a közös munkát!

Szeretném megköszönni szobatársamnak és barátomnak Mikinek a sok támogatást, és hogy a legnehezebb időkben is tartotta bennem a lelket.

Köszönöm a családomnak és barátaimnak, hogy kitartanak mellettem, és támogatnak a tudományos pályán.

S.D.G.

## Hivatkozások

- [1] G. Birkenmeier et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **56**(7):075019, (2014).
- [2] D. M. Thomas et al. *Fusion Sci. Technol.*, **53**(2):487–527, (2008).
- [3] D. Guszejnov et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **83**:113501, 11 (2012).
- [4] J. Madsen et al. *Phys. of Plasmas*, **23**(3):032306, (2016).
- [5] International Energy Agency. World energy outlook, 2020.
- [6] A. Einstein. *Ann. Phys.*, **18**:639, (1905).
- [7] G. Pokol et al. Bevezetés a fúziós plazmafizikába. Egyetemi jegyzet, (2016).
- [8] Cs. Sükösd. Kísérleti atommagfizika. Egyetemi jegyzet, (2013).
- [9] O. Hahn and F. Strassmann. *Sci. Nat.*, **27**:11–15, (1939).
- [10] E. Fermi. *Proc. Am. Philos. Soc.*, **90**(1):20–24, (1946).
- [11] H. A. Bethe. *Phys. Rev.*, **55**:434–456, 03 (1939).
- [12] T. Dolan. *Magnetic Fusion Technology*. Springer, 01 (2013).
- [13] J. Wesson and D. J. Campbell. *Tokamaks*. Oxford engineering science series. Clarendon Press, 2 edition, (1997).
- [14] D. Dunai. *Fúziós plazma turbulenciájának, és tranziens eseményeinek vizsgálata nyalábemissziós spektroszkópiával*. PhD thesis, ELTE, (2010).
- [15] J. Cizek et al. *Coatings*, **9**:836, 12 (2019).
- [16] A. Herrmann and O. Gruber. *Fusion Sci. Technol.*, **44**(3):569–577, (2003).
- [17] ITER Physics Basis Editors et al. *Nucl. Fusion*, **39**:2137 – 2638, 12 (1999).
- [18] F. Wagner et al. *Phys. Rev. Lett.*, **49**:1408–1412, 11 (1982).
- [19] C. Theiler. *Basic Investigation of Turbulent Structures and Blobs of Relevance for Magnetic Fusion Plasmas*. PhD thesis, École polytechnique fédérale de Lausanne, 12 (2011).
- [20] D. A. D’Ippolito et al. *Phys. Plasmas*, **18**(6):060501, (2011).
- [21] A. H. Nielsen and O. Asztalos et al. *Nucl. Fusion*, **59**(8):086059, 07 (2019).
- [22] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2 edition, (2002).
- [23] D. Guszejnov et al. *Nukleon*, **4**, 05 (2011).
- [24] D. Guszejnov et al. *Nukleon*, **3**, 05 (2010).

- [25] M. Willensdorfer et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **56**:025008, 02 (2014).
- [26] M. Carr et al. *Rev. of Sci. Instrum.*, **89**(8):083506, (2018).
- [27] M. Hellermann et al. *Atoms*, **7**:30, 03 (2019).
- [28] W. W. Heidbrink et al. *Commun. Comput. Phys.*, **10**(3):716–741, (2011).
- [29] Gy. Obádovics J. *Valószínűségszámítás és matematikai statisztika*. Scolar Kiadó kft., (2020).
- [30] O. Asztalos et al., (2021). 28th IAEA-Fusion Energy Conference 1056, P6.
- [31] I. Andorfi. Fúziós plazmák nyalábemissziós diagnosztikáinak zajmodellezése. TDK dolgozat, 2020.
- [32] O. Asztalos, A. H. Nielsen, and I. Andorfi et al. Study of filament dynamics using synthetic and experimental bes diagnostics. In *47th EPS Conference on Plasma Physics*, (2020).
- [33] C. E. Shannon. Communication in the presence of noise. *Proc. IRE*, **37**(1):10–21, (1949).
- [34] D. Dunai et al. *Rev. of Sci. Instrum.*, **81**(10):103503, (2010).
- [35] J. de Haas and P. Dorenbos. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **58**, 06 (2011).
- [36] Hamamatsu Photonics, (2020). <https://www.hamamatsu.com/eu/en/index.html>.
- [37] A. Einstein. *Ann. Phys.*, **322**(6):132–148, (1905).
- [38] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons inc., 3 edition, (2000).
- [39] B. Gyenis. *Stud. Hist. Philos. M. P.*, **57**:53–65, (2017).
- [40] Hamamtsu Photonics K.K. Hamamatsu r928 photomultiplier tube, 2016. <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/R928/index.html>.
- [41] S. Zoletnik et al. Flap. <https://github.com/fusion-flap/flap>.