

Atomnyaláb diagnosztika optimalizálása W7-X sztellarátorra

TDK dolgozat

Németh Kristóf Zoltán

Energetikai mérnök BSc II. évfolyam, BME GPK

Témavezetők:

Dr. Pokol Gergő egyetemi docens

BME Nukleáris Technikai Intézet

Dr. Anda Gábor tudományos főmunkatárs

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont

2015

Kivonat

A XXI. század növekvő energiaigényének kielégítésére ígéretes lehetőséggel szolgál, a fúziós energiatermelés [1]. A magfúziós folyamatok földi körülmények között való megteremtéséhez létrehozott fúziós reaktorok egyik típusa, az ún. sztellarátorok biztosítják világszerte a magas hőmérsékletű plazma összetartását mágneses tér segítségével. Munkám középpontjában a Wendelstein 7-X (röviden: W7-X) nevű, sztellarátor típusú magfúziós reaktor áll. A W7-X a világ legnagyobb sztellarátora, mely idén lép működésbe. A sztellarátorban lévő plazma vizsgálatát segítő plazmadiagnosztikai rendszerek egyik legfontosabb eleme a nyaláb emissziós spektroszkópia (BES).

A nyaláb emissziós spektroszkópia egy hidrogén vagy alkáli fém, pl. lítium vagy nátrium anyagú atomnyaláb plazmába való belövésével és a gerjesztett atomok által kibocsátott karakterisztikus fotonok detektálásával és elemzésével ad részletes képet a plazma nyalábmenti sűrűségéről. A BES rendszer egyik alapeleme az ionforrás. Az emissziós anyag a lítium alumíniumszilikátok egyik fajtája, a β -eucryptite. Ezt az anyagot körülbelül $1350\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérsékletre fűtve és megfelelő elektromos teret alkalmazva ionok lépnek ki a felületéről. Ezen ionokat különböző elektromos terekkel felgyorsítva hozzuk létre a nyalábot.

A dolgozatban bemutatott mérésekhez a JET tokamakhoz épült BES rendszer klón gyorsítóját használtam lítium ionforrással. A nyaláb paramétereit egy speciális Faraday-csészével vizsgáltam, amelyben az ionáram mérése mellett lehetőség van – a nyaláb fényének egyidejű detektálásával - nyalábárameloszlás mérésére is. Ennek a mérésnek a célja egyrészt annak eldöntése, hogy a diagnosztika határfoka (a plazmába juttatott atomnyaláb fluxus) növelhető-e az újonnan kifejlesztett ionforrással, másrészt az új ionforrás nyalábparaméterekre való hatásának vizsgálata.

Ezt követően lítium és nátrium anyagú nyalábokat szimuláltam különböző energiákon és különböző sűrűségű plazmákon egyaránt a W7-X geometriájában. Ezt a RENATE (Rate Equations for Neutral Alkali beam TEchnique) nevű, BME NTI-ben fejlesztett nyaláb emissziós spektroszkópiát szimuláló program segítségével tettem. Megállapítottam, hogy a nátrium atomnyaláb a plazmába való kis behatolási mélysége miatt a plazma külső részének, ún. SOL régiójának vizsgálására alkalmas. Továbbá egyértelművé vált, hogy a lítium atomnyaláb nagyobb behatolási mélysége megfelelő a kisebb sűrűségű plazma belsőbb, ún. pedesztál régiójának diagnosztizálására is, melyhez az ajánlott nyalábenergia $40 - 60\text{ keV}$. Nagyobb plazmasűrűség esetén a nyalábenergia növelése nem vezet célra, a behatolási mélység így nem növelhető számottevően. Mindemellett arra a következtetésre jutottam, hogy mindkét nyaláb alkalmas mágneses szigetek tanulmányozására [2]. Szimulációs eredményeimmel a jövő évben induló W7-X BES rendszerének koncepcionális tervezését alapoztam meg.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	7
2. Elméleti alapok	8
2.1. Sztellarátor	8
2.2. BES - Nyalábemissziós spektroszkópia	11
2.3. RENATE	12
3. Atomnyaláb fejlesztés	15
3.1. A diagnosztikai rendszer felépítése	16
3.2. Nyaláb középpontjának megkeresése	18
3.3. Nyalábparaméterek mérése	19
3.3.1. Nyalábáram mérése	19
3.3.2. Fókuszálhatóság	21
3.4. Konklúzió	23
4. RENATE szimulációk W7-X sztellarátorra	24
4.1. Bemeneti adatok	24
4.1.1. Plazma paraméterek	24
4.1.2. Atomnyaláb paraméterek	25
4.1.3. Megfigyelés paraméterei	26
4.2. Szimulációs eredmények	29
4.2.1. Lítium nyaláb szimulációs eredményei	29
4.2.2. Nátrium nyaláb szimulációs eredményei	32
4.3. Mágneses szigettel kibővített profilok szimulációs eredményei	36
4.3.1. Mágneses szigetek diagnosztizálása nátrium nyalábbal	37
4.3.2. Mágneses szigetek diagnosztizálása lítium nyalábbal	38
5. Összefoglalás és kitekintés	39
Irodalomjegyzék	41

1. fejezet

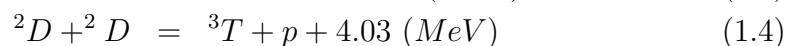
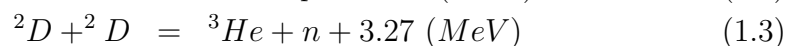
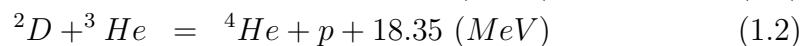
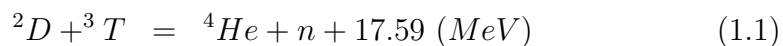
Bevezetés

Napjainkban, a modern technika fejlődésével párhuzamosan az emberiség energiaigénye is töretlenül növekszik. Ennek megfelelően a mi feladatunk olyan energiaforrást találni és hasznosítani mely nem csupán kielégíti az igényeket, hanem környezettudatos is. Ugyan számos energiaforrás található a Földön, mégsem mindegy, hogy melyeket és milyen arányban hasznosítjuk.

A nukleáris energia hasznosítása egy fenntartható megoldás lehet energetikai szempontból. A nukleáris reakciókon alapuló energiatermelés két főbb csoportba sorolható be. Ezt a két csoportot alkotja a nukleáris fission és a nukleáris fúzió. Míg fissionál a nehezebb atommagok hasadásából felszabaduló energiát, addig nukleáris fúziónál a könnyebb atommagok egyesülésével keletkezett energiát hasznosítjuk.

A nukleáris fúzió földi körülmények közötti megvalósításához a részecskének le kell győzniük a Coulomb-taszítást, amihez nagyon magas hőmérsékletre (~ 100 millió K) van szükség. Ilyen hőmérsékleteken a könnyű atomok már teljesen ionizálódnak, egy elektron-ion „gázkeverék” jön létre, ez az ún. plazma halmazállapot [3].

A következő fúziós reakciók fordulhatnak elő egy fúziós reaktor belsejében:



Mely egyenletek közül az 1.1 egyenletű reakció a legkönnyebben megvalósítható, és épp ezért **célul** kitűzött. Az említett reakció gyakorisága kb. $80keV$ hőmérsékletnél veszi fel a maximumát [4].

2. fejezet

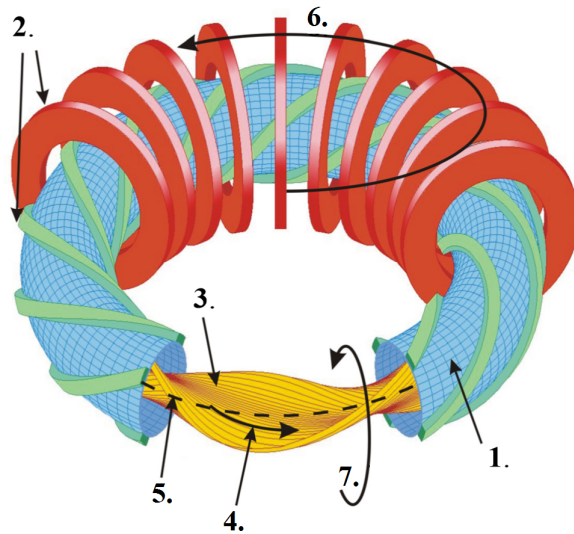
Elméleti alapok

Ebben a fejezetben szeretném megismertetni az olvasóval a munkám során felmerülő alapfogalmakat és tudnivalókat, mind az elméleti, mind a gyakorlati témakörben.

2.1. Sztellarátor

A nukleáris fúzió földi körülmények közti megvalósítását legjobban akadályozó tényező, a forró plazma összetartása jelenti. A plazma – mint töltött részecskékből álló rendszer – mágneses térrel összetartható: A plazmarészecskék a mágneses erővonalak körül Larmor-pályán mozognak, erővonallal párhuzamos irányban azonban nulladik közelítésben szabad részecskéként terjednek. A régebbi lineáris berendezésekben a végeken történő kiszökést a végek közelében megnövelt mágneses térrel próbálták megakadályozni (mágneses tükör berendezés), nem túl sok sikerrel. Később toroidális berendezésekre tértek át, kizárva a végeken való veszteséget, melyeknél azonban driftek nehezítették az összetartást. Ezt az eredetileg toroidális irányú mágneses tér helikális megcsavarásával lehet kiküszöbölni. Így érkezünk el a – mai napig a fúzió megvalósítása irányában legmesszebb eljutó – két berendezés-típushoz, a sztellarátorhoz (2.1 ábra) és a tokamakhoz. Ezek között az alapvető különbség, hogy míg a sztellarátornál a mágneses tér említett megcsavarását külső mágneses tekercsekkel érik el és nem folyik plazmájukban nettó toroidális áram, addig a tokamakban a plazmában folyó toroidális áram hozza létre a végső mágneses geometriát [1].

Míg külső ránézésre a tokamakok tengelyszimmetrikus alakzatot, "úszógumi" formát öltenek, a sztellarátorok ennek egy helikálisan megcsavart formáját mutatják. Ahogy a 2.1 ábrán is látható, a klasszikus sztellarátor fő mágneses terét a toroidális tér tekercsek, míg ennek a megcsavarását a helikális tekercsek hozzák létre. Moduláris sztellarátornál a kétféle tekercset egy összetettebb struktúrájú tekercssorral helyettesítik.

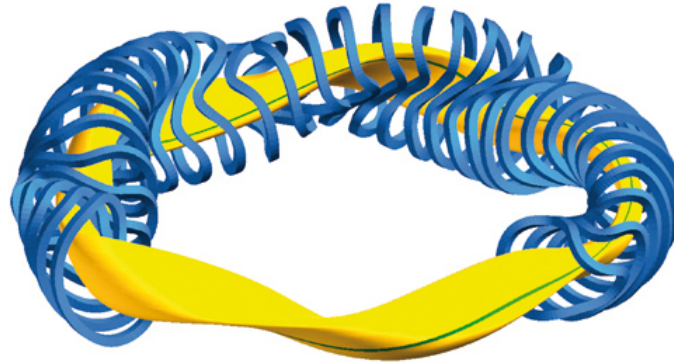


2.1. ábra. Klasszikus sztellarátor felépítése(W7-AS): 1. vákuumkamra fala, 2. mágneses tekercsek, 3. plazma, 4. helikálisan megcsavart mágneses erővonal, 5. mágneses tengely, 6. toroidális irány, 7. poloidális irány [5]

Sztellarátoknál a mágneses térgeometria sokkal összetettebb, mint amit a tokamakoknál lehet megfigyelni. Ez a komplexitás az utóbbi években végrehajtott optimalizálásnak is köszönhető.

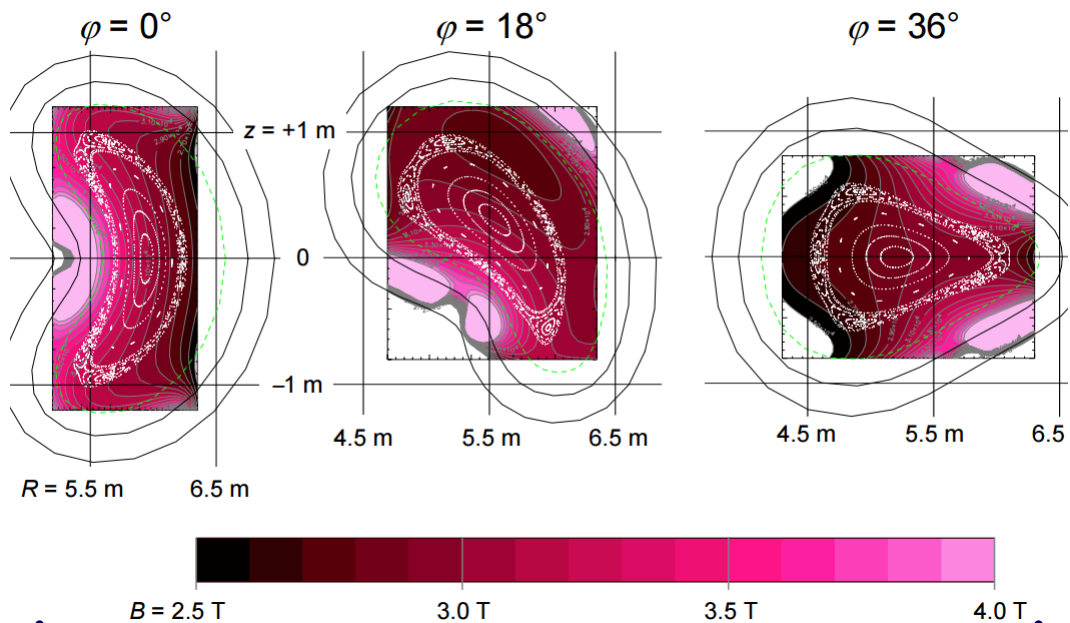
Az optimalizálás főbb szempontjai [5]:

- Jó minőségű mágneses felületek
- Csökkentett neoklasszikus ütközésmentes transzport
- Csökkentett gyorsrészecske-vesztések
- Erősen lecsökkentett Pfirsch-Schlüter-plazmáramok
- Bootstrap áram kiküszöbölése
- Jó ideális MHD stabilitás
- Technikailag megvalósítható tekercsrendszer



2.2. ábra. W7-X: Moduláris sztellarátor optimalizált mágneses térgeometriával. [6]

A W7-X a legnagyobb és egyben az első teljesen optimalizált sztellarátor típusú fúziós reaktor a világon, amely a sztellarátor koncepció fontos tesztjét alkotja. Egy 5 modulból álló berendezés, mely plazmájának alakja toroidális metszetben váltakozik: banán és háromszög alakú tartományok váltogatják egymást. A banán alakú részeken a mágneses tér erősebb, itt hajlik a sztellarátor tengelye, míg a háromszöges részeken a mágneses tér erőssége alacsonyabb [5]. A W7-X sztellarátort 2015-ben helyezik üzembe.



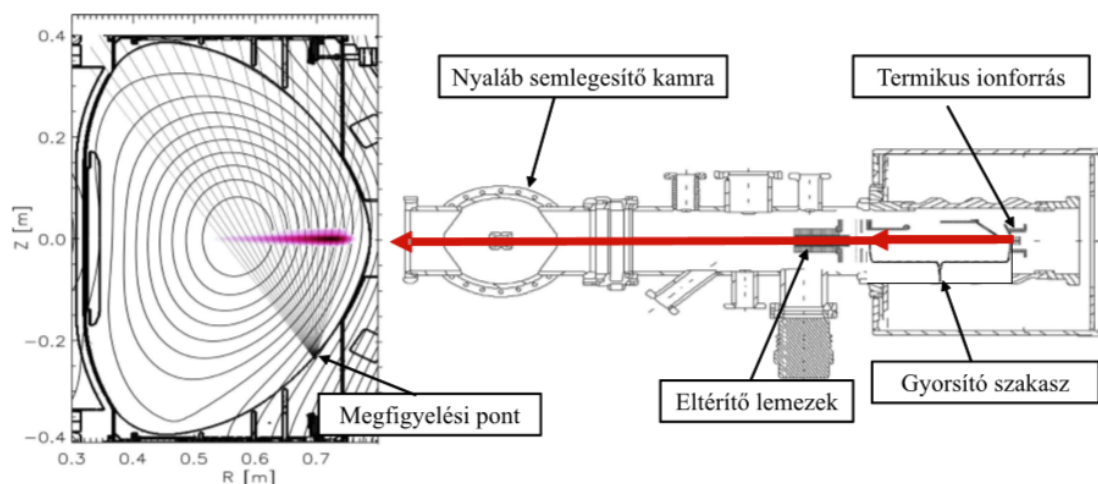
2.3. ábra. Eltérő alakú plazma, különböző (φ) toroidális szögeknél [5].

2.2. BES - Nyalábemissziós spektroszkópia

A fúziós plazmafizika tudományának fejlődése érdekében szükség van különböző diagnosztikai rendszerekre, melyek segítségével a plazmát tudjuk vizsgálni. A korábban említett óriási hőmérsékletet figyelembe véve nem egyszerű a mérések technikai megvalósítása, hiszen a fizikai kontaktus elkerülendő. A plazmadiagnosztikák ennek függvényében két fő csoportba oszthatóak [7]:

- Passzív diagnosztikák - beavatkozás nélkül figyelik a plazmából kibocsátott elektromágneses hullámokat vagy anyagi részecskéket. Nincs plazmaperturbáció.
- Aktív diagnosztikák - a plazmába lőtt elektromágneses hullámok vagy anyagi részecskék által kiváltott hatásokat vizsgálják

Fúziós berendezések aktív diagnosztikai között jelentős szerepük van az atomnyalábok karakterisztikus fotonemisszióját detektáló diagnosztikáknak. Az elméleti működésük szerint egy nagyenergiás semleges atomnyalábot bocsátunk a plazmába, ahol a nyaláb atomjai a plazmát alkotó elektronokkal és ionokkal való ütközés során gerjesztődnek. Ekkor a spontán legerjesztődés során emittált fotonokat detektáljuk egy vagy több karakterisztikus frekvencián, és az emittált intenzitás(ok) nyalábmenti eloszlásából (fényprofil) következtetünk bizonyos plazmaparaméterek térbeli és időbeli eloszlására a nyaláb mentén [8] [9].



2.4. ábra. A nyalábemissziós spektroszkópiai rendszer egyszerűsített ábrája [10].

A nyaláb atomjai előbb-utóbb a nagyszámú ütközés hatására ionizálódnak, és a mágneses tér miatt eltérülnek a nyalábból, így az ionizációs folyamatok a nyaláb gyengüléséhez vezetnek. Ez az a körülmény, ami miatt csak

a plazma külső régiói vizsgálhatóak az alkáli fém anyagú atomnyalábokkal, név szerint a határréteg plazma (*SOL-Scrape Off Layer*), ami az összetartott régió kívüli első tartomány, és a szélplazma (*edge plasma*), azaz az összetartott régió legkülső része, mely tartomány az utolsó zárt fluxusfelületen (*LCFS-Last Closed Flux Surface*) belülré esik [1]. A plazmának azt a régióját, ahol kívülről befelé haladva a sűrűség monoton növekedik míg el nem éri a közel maximális sűrűség értékét, pedesztálynak hívjuk.

Alacsony rendszámú elemeket érdemes használni a nyaláb anyagaként, hiszen ezeknél az anyagoknál nagy a valószínűsége, hogy az egyetlen vegyértékelektronjuk fog gerjesztődni. Általában hidrogént, deutériumot vagy alkálifémeket (lítiumot vagy nátriumot) szokás alkalmazni, mert ezek csak egy vegyértékelektronnal rendelkeznek, így lehet élni azzal a közelítéssel, hogy csupán ez az egy elektron vesz részt a reakcióban, így csak ennek az átmeneteit kell figyelembe venni. Az említett két alkálifém közül is a lítium alkalmazása a leggyakoribb [3].

A BES rendszer technikai részletezése a 3. fejezetben található meg.

2.3. RENATE

A RENATE (Rate Equations for Neutral Alkali-beam TEchnique) egy moduláris felépítésű, IDL nyelven írt program, ami lehetővé teszi különböző fúziós berendezések nyalábbemissziós spektroszkópiai méréseinek direkt szimulációját és korrekcióját. A RENATE a nyaláb atomjainak a plazmával való kölcsönhatását az ún. "ütközési-sugárzási" modell alapján veszi figyelembe [11]. Ennek lényege, hogy az atomi nívók betöltöttségét az atomi folyamatokat figyelembe véve követi. A szimuláció a nyalábot alkotó atomokat hidrogén-szerűnek tekinti, azaz csak a vegyértékelektron reakcióit kíséri figyelemmel, és annak a különböző nívókhoz tartozó populációit számítja ki térben és időben.

Az ütközési-sugárzási modell a nyaláb atomjainak a plazmával való kölcsönhatásai közül csak a kísérleti körülmények között relevánsakat veszi figyelembe, így például elhanyagolja az elenyésző hatáskeresztmetszetű magreakciókat. Mivel a BES nyalábok atomjai (pl. lítium) csupán egy vegyértékelektronnal rendelkeznek, így a nyaláb leírásához elegendő csupán ezen elektron lehetséges állapotainak nyalábon belüli eloszlását figyelemmel kíséreni. Az atomi folyamatok valószínűségét az ún. rátaegyütthatók adják meg:

$$R = \langle \sigma_r(v_r) \cdot v_r \rangle = \int d^3v \cdot \sigma(|\mathbf{v} - \mathbf{v}_{Li}|) \cdot (|\mathbf{v} - \mathbf{v}_{Li}|) \cdot f(\mathbf{v}) \quad (2.1)$$

Ahol:

- $\sigma_r(v_r)$ az adott folyamat v_r relatív sebességétől függő hatáskeresztmetszete
- \mathbf{v} a plazmarészecskék sebessége
- $f(\mathbf{v})$ a plazmarészecskék sebesség-sűrűségfüggvénye, amit Maxwell-eloszlásúnak tekintünk
- \mathbf{v}_{Li} a lítium nyaláb atomjainak sebessége

A rátaegyütthatók dimenziója $\left[\frac{m^3}{s}\right]$.

A szimuláció csak az alsó, m darab atomi nívó betöltöttségét tartja számon, ami azért jó közelítés, mert a magas főkvantumszámú állapotok betöltöttsége egyre kisebb mértékű. A monoenergetikus nyalábbal együtt mozgó rendszerben az i -edik nívó betöltöttségét egy m egyenletből álló differenciálegyenletrendszer adja meg [4]. Erről az időfüggő alakról a nyaláb sebességének (v_{Li}) ismeretében áttérhetünk a nyalábmenti koordinátától függő alakra, azaz laboratóriumi rendszerre. Ez formailag a nyaláb sebességével való osztást jelenti. Így előáll a következő egyenlet [12]:

$$\frac{dn_i}{dx} = [n_e(x)a_{ij}^e(T(x)) + n_p(x)a_{ij}^p(T(x)) + k_{ij}] n_j(x) \quad (2.2)$$

Ahol:

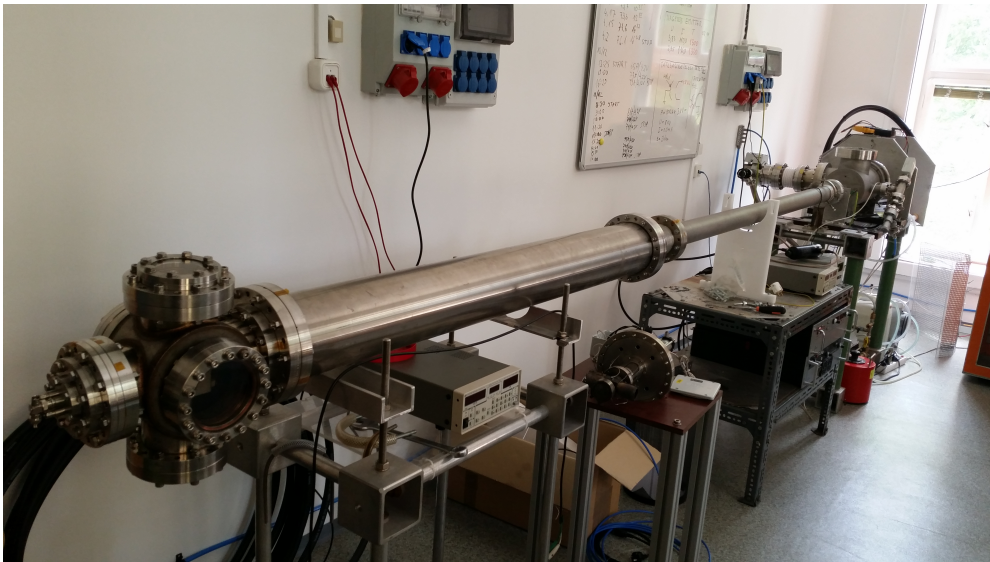
- n_i az i -edik nívón lévő elektronok száma
- x a nyaláb menti koordináta
- $n_e(x)$ az elektronsűrűség a nyaláb mentén
- $a_{ij}(T(x))$ a redukált rátaegyüttható az adott nukleonra, melyben összevontuk a különböző ütközéses és ionizációs folyamatokat (hőmérsékleten keresztül függ a helytől)
- k_{ij} a spontán átmeneteket tartalmazó mátrix
- $n_j(x)$ a j -edik nívón lévő elektronok száma
- az e index az elektron, míg a p index a proton(ion) ütközéseket jelöli

A RENATE ezt az egyenletet oldja meg az $n_i(x = 0) = \delta_i i$ kezdőfeltétel mellett, ami azzal egyenértékű, hogy a nyaláb atomjai mind alapállapotban vannak a plazmába lépéskor. A megoldáshoz szükséges a különböző atomi folyamatok rátájának valamint a nyaláb menti plazmaparaméter profiloknak az ismerete[12].

3. fejezet

Atomnyaláb fejlesztés

Munkám első felében a Magyar Tudományos Akadémia Wigner Fizikai Kutatóközpont Részecske- és Magfizikai Intézetének laboratóriumában, az Egyesült Királyságban üzemelő JET (*Joint European Torus*) lítium atomnyaláb diagnosztikai rendszerének másolatán végeztem méréseket. A klónrendszer célja, hogy a már üzemelő (illetve most tervezendő) BES rendszerek tervezett módosításait vizsgálni és kiértékelni tudjuk annak eldöntése érdekében, hogy érdemes-e az adott fejlesztést végrehajtani.



3.1. ábra. A JET tokamak-nál üzemelő Li-BES rendszer másolata.

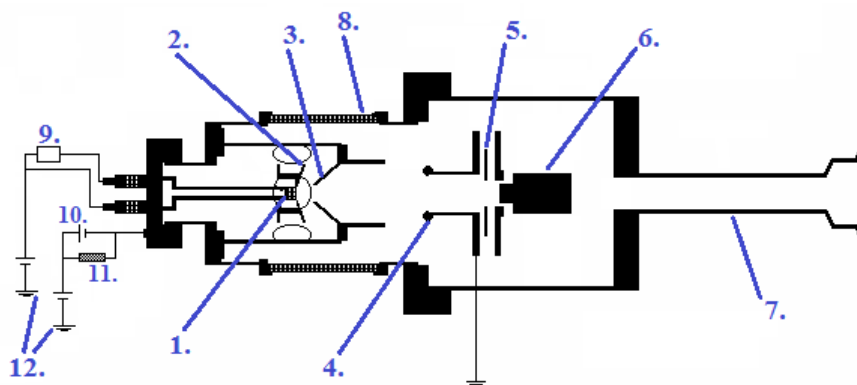
A nyalábemissziós spektroszkópia rendszerek fontos tulajdonsága a rendszer által produkált jel-zaj viszony (*SNR - Signal-to-Noise Ratio*). Minél nagyobb a jel-zaj viszony, annál pontosabb, részletesebb eredményeket kapunk.

Ha egy BES rendszer jel-zaj arányát növelni szeretnénk, akkor célravezető a jel nagyságát növelni, vagy az optikai modult illetve magát a nyalábot fejleszteni.

Ennek megfelelően munkám célja annak kiderítése, hogy egy újonnan fejlesztett, nagyobb átmérőjű ionemitter - mely elméletileg kétszer akkora nyalábárammal tud szolgálni mint a korábbi, kisebb átmérőjű ionemitter - beszerelése a BES rendszerekbe milyen változásokat okozhat a nyaláb paramétereiben. Ezek ismeretében feltehetjük a kérdést, hogy érdemes-e a korábban megépült, illetve a jövőben építendő nyalábemissziós spektroszkópiai rendszerek átépítése a nagyobb ionemitter felhasználásával? Hogy erre a kérdésre választ tudjunk adni, sok szempontot kell figyelembe venni, hiszen az esetleges növelt nyalábáram mellett a nyaláb fókuszálhatóságát, plazmába eljuttatott nyalábáram hatásfokát is figyelembe kell venni.

3.1. A diagnosztikai rendszer felépítése

A JET Li-BES rendszer másolatának működése a következő: A 3.2 ábrán látható elrendezésnek megfelelően a β -eucryptite nevű emissziós anyagot tartalmazó körlap felületű ionemitter 1350 C° -ra való felhevítése során, valamint megfelelő elektromos teret létesítve ionok lépnek ki az emissziós anyag felületéről. Az elektromos teret a kétlépcsős ionoptika biztosítja, melynek első eleme a Pierce-elektroda, második a kihúzó-elektroda, harmadik a Puller nevű elem.

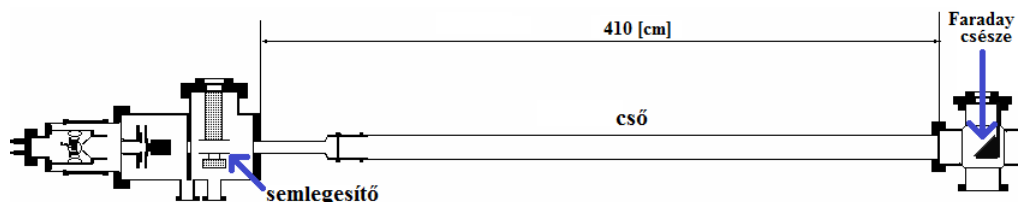


3.2. ábra. 1. Ionemitter, 2. Pierce-elektroda, 3. Kihúzó elektróda, 4. Puller elektróda (földelve), 5. Elektron visszanyomó gyűrű, 6. Eltérítő lemezpárok, 7. Repülési cső, 8. Kerámia szigetelő, 9. Ionemitter tápellátása, 10. Kihúzó elektróda tápellátása, 11. Terhelő ellenállás (10 M Ohm), 12. Nagyfeszültségű tápegységek [13]

A Pierce és kihúzó (ún. *Extractor*) elektródák pozitív feszültségekre van-

nak kötve de a kihúzó-elektroda kisebb feszültségen van, így alkotják meg a kétlépcsős ionoptika első "lépcsőjét", melynek kihúzó elektromos tér a neve. A második "lépcsőt" a földelt Puller elem és a kihúzó-elektroda közti potenciálkülönbség adja, mely a gyorsító elektromos tér nevet viseli.

A felgyorsult nyaláb ezután eléri az elektron visszanyomó gyűrűt (*electron supression ring*), ami -500 V feszültségre van kötve. Ez az elem, azon elektronok visszajutását akadályozza meg az ionoptikába, melyeket a nyaláb "koronája" (angolul: halo) a repülési csőbe ütközve vált ki, így elkerülve a "visszafolyó" elektronok által keltett kisüléseket az ionoptikában. A következő elemek az eltérítő lemezpárok, melyeket különböző feszültségekre kapcsolva toroidálisan vagy poloidálisan eltéríthetővé válik a nyaláb.



3.3. ábra. A JET Li-BES rendszer másolatának egyszerűsített ábrája [13].

Az eltérítő lemezpárok után a semlegesítő következik, melynek feladata az elektromosan pozitív töltésű ionok semleges atomokká való alakítása, hiszen így a fúziós berendezés környezetében fellépő elektromos és mágneses terek nem tudják eltéríteni eredeti pályájáról a lítium atomokat, melyek a plazmába érve gerjesztődni és így detektálásra alkalmas karakterisztikus fotonokat emittálni képesek. Fontos megemlíteni, hogy a méréseim során nem volt szükségem az eltérítő lemezpárokra valamint a semlegesítőre, így azok a mérések előtt ki lettek szerelve a rendszerből.

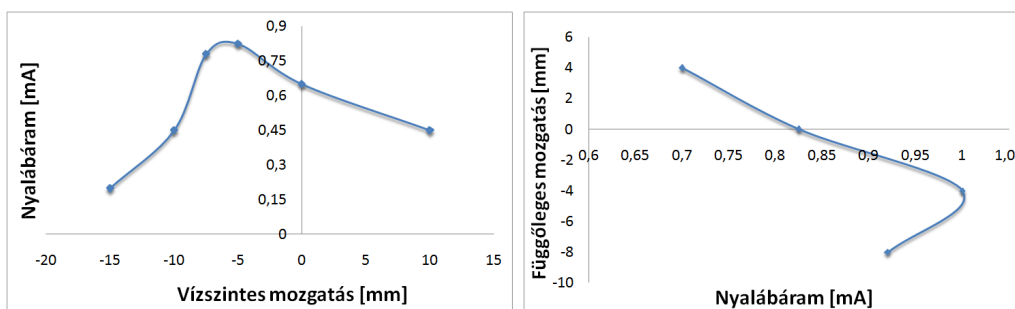
A semlegesítóből kilépve a nyaláb ezután egy 410 cm hosszú csövön keresztül elérkezik a Faraday-csészéhez. A Faraday-csésze egy titán lapból és egy azt körülölelő házból áll. Valódi körülmények között üzemelő fúziós berendezés közvetlen környezetében számos eszköz található melyek megnehezítik a diagnosztikai rendszerek, esetünkben a nyalábemissziós spektroszkópiai rendszer elhelyezését a berendezés mellett, így szükség van egy hosszú repülési csőre mely az ionforrástól "elvezeti" a nyalábot egészen a plazmáig. Ha laboratóriumi körülmények között azt szeretnénk megvizsgálni, hogy az ionforrástól adott távolságra lévő pontban mekkora a nyalábáram értéke, akkor ezt az adott pontban, egy Faraday-csésze segítségével mérhetjük meg. A Faraday-csésze eredeti feladata, hogy a nyaláb a leföldelt titán lapba érkezve - ahol a földelés és a titán lap között egy 1000 Ohmos ellenállás található - elektromos feszültséget és áramot hozzon létre, melynek értékét az ellenálláson tudjuk

mérni. A klónrendszerben a repülési cső 410 cm-es hossza azzal magyarázható, hogy a JET tokamak-nál elhelyezett BES rendszer ionoptikája ekkora távolságban volt legközelebb elhelyezhető a berendezés környezetében.

Fontos megemlíteni, hogy a korábban említett új ionemitter átmérője 19 mm, míg a kis ionemitter átmérője 14 mm. Mivel az új ionemitter felülete így 1,84-szerese a korábbi ionemitter felületének, szükséges volt a nyaláb útjában elhelyezkedő elektródák átmérőjének nagyítására is. Ennek megfelelően a kihúzó elektróda átmérője 20 mm-ről 22 mm-re, míg a Puller elektróda átmérője 40 mm-ről 48 mm-re lett növelve. Megjegyzem, hogy ezek az értékek korábbi mérések alapján lettek optimalizálva.

3.2. Nyaláb középpontjának megkeresése

A mérések előtt fontos, hogy a lehető legpontosabb eredmények érdekében a rendszer végén található Faraday-csészét a kiterjedt nyaláb "középpontjában" helyezzük el. Ennek érdekében a Faraday-csésze alatt található állványzatot mozgatva először vízszintesen, majd függőlegesen megkerestem azt az optimális pozíciót, ahol a lehető legnagyobb nyalábáram értéket mérjük a Faraday-csészén. A rendszer aszimmetriája ekkora távolság esetén már jelentős lehet, melynek eredete az ionoptika összeszerelési pontatlanságából adódhat, ennek orvosolására ajánlott a nyaláb középpontját megkeresni a rendszer végén.



3.4. ábra. Bal oldalon: A Faraday-csészén mért nyalábáram a vízszintes mozgás függvényében. Jobb oldalon: A Faraday-csészén mért nyalábáram a függőleges mozgás függvényében.

A 3.4 ábra bal oldali diagramján látható a vízszintes mozgás során elért pozíciók és az egyes pozíciókhoz tartozó mért nyalábáram értékek. A kezdeti pontot vettem nullpontnak. Kijelenthető, hogy a nullponttól mért -5 mm-es távolságban található a nyalábáram értékének maximuma. Ez azt jelenti, hogy ha az ionforrás felől nézünk a Faraday-csésze felé, akkor a bal kezünk irányába 5 mm-rel elmozgatva a Faraday-csészét, találjuk meg a vízszintesen

mért optimális pozíciót. Ekkor a mért nyalábáram értéke a kezdeti 0,65 mA-hez képest 0,825 mA-re nőtt.

A 3.4 ábra jobb oldali diagramján látható, hogy az y-tengely jelöli a függőleges mozgás egyes pozícióit, míg az x-tengely az egyes pozíciókhoz tartozó mért nyalábáram értékeket. A vízszintes igazítás utáni pontot vettem nullpontnak. Több mérés után megállapítottam, hogy a nullponthoz képest lefelé mozgatva 4 mm-rel a Faraday-csészét a mért nyalábáram értéke elérte maximumát, ami a kezdeti 0,825 mA-ról 1 mA-re nőtt. Így kijelenthető, hogy az optimális pozíció a kezdeti állapothoz képest 5 mm-rel balra és 4mm-rel lentebb található. A további méréseket ebben a pozícióban végeztem.

3.3. Nyalábparaméterek mérése

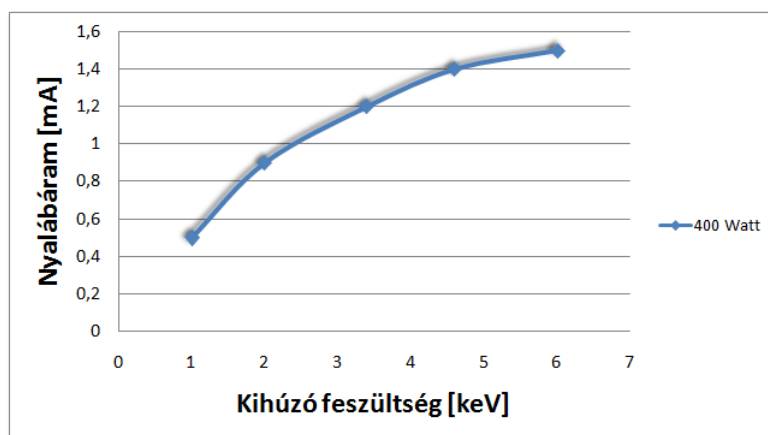
Az optimális pozíció megtalálása után elkezdtem a mérést. Ahogyan már korábban is említettem, mérésem célja, annak megvizsgálása, hogy az újonnan fejlesztett nagyobb átmérőjű ionemitter a diagnosztikai rendszerbe való szerelése vajon a plazmába jutó nyalábáram növekedését okozza-e a megfelelő fókuszálás mellett. Annak érdekében, hogy erre válaszolni tudjak, méréseket végeztem különböző energiájú nyalábokkal különböző fűtési teljesítményeken.

A mérések során 10, 20, 30, 40 és 50 keV energiájú nyalábokkal dolgoztam. Fontos megjegyezni, hogy a klónrendszer melyen a méréseket végeztem, két darab 60 kV nagyfeszültségű tápegységgel rendelkezik, azonban 60 kV-ra kapcsolás során kisülések keletkeztek a vízűtés körüli zónában. Ezt figyelembe véve a méréseket 50 kV-ig végeztem, majd az eredményeket extrapoláltam 60 kV-ig.

3.3.1. Nyalábáram mérése

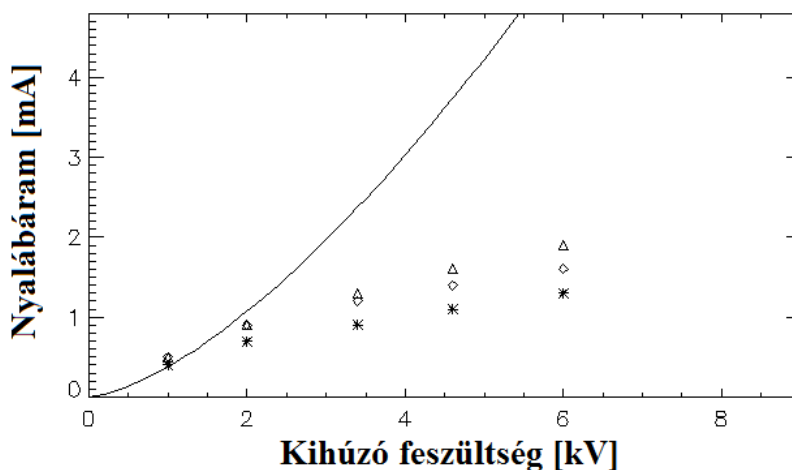
A számos mérés közül a bemutatásra kiválasztottam egy adott fűtési teljesítménnyel rendelkező mérést, melynek eredményei a 3.5 és 3.7 ábrán láthatóak.

Ahogyan azt már korábban is említettem, a Pierce és a kihúzó-elektrodák közötti potenciálkülönbség alkotja a felhevült ionemitterből kilépő ionok számára a kihúzó elektromos feszültséget. A 3.5 ábrán látható az ionemitterből kinyert nyalábáram a kihúzó feszültség függvényében 400 Watt-os fűtési teljesítményen (az ionemittert fűtő áram erőssége ekkor 100 A és feszültsége 4 V). Látható, hogy a nyalábáram a méréseim során a maximumát 6 kV kihúzó feszültségnél éri el, melynek 1,5 mA az értéke. Az ionemitterből kihúzott nyalábáram nagysága a kihúzó feszültség nagyságán kívül természetesen az ionemitter fűtése által keletkező, adott hőmérsékletre tartozó diffúzió mértékétől is függ. Így adott fűtési teljesítményen ez a tényező is korlátot jelent a



3.5. ábra. Az ionemitterből kilépő nyalábáram értékek a kihúzó feszültség függvényében, adott fűtési teljesítményen.

maximálisan kihúzható nyalábáramnak. Továbbá fontos megjegyezni, adott geometriájú rendszerben, adott hőmérsékleten az ionemitterből kihúzott nyalábáram növekedése egy bizonyos tartományon követi a Child-Langmuir törvényt, miszerint a nyalábáram nagysága arányos a kihúzó feszültség $\frac{3}{2}$ -dik hatványával ($I \sim U^{\frac{3}{2}}$). Az a bizonyos tartomány a mi esetünkben a következő ábrán látható:

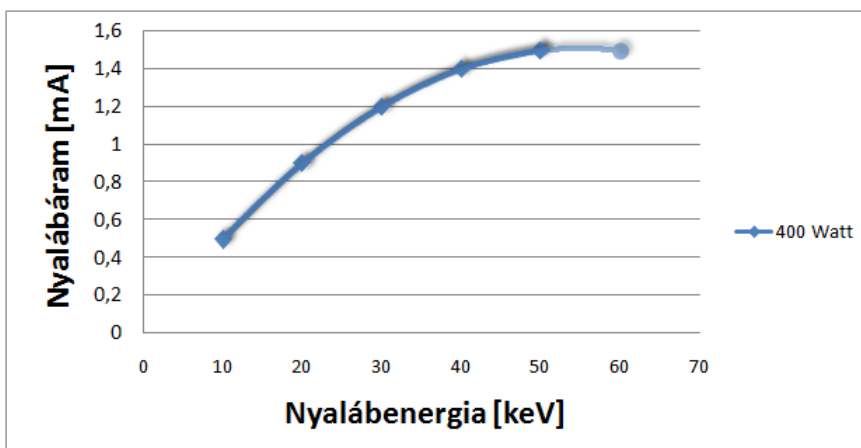


3.6. ábra. Az ionemitterből kilépő nyalábáram értékek a kihúzó feszültség függvényében a Child-Langmuir görbével ábrázolva.

A 3.6 ábrán látható különböző pontokkal jelölve az egyes fűtési teljesítményeken mért nyalábáram értékek a kihúzó feszültség függvényében, valamint

fehér folytonos vonallal a Child-Langmuir törvény által az adott geometriára meghatározott várható nyalábáram értékek. Megfigyelhető, hogy a 2 és 6 kV közötti kihúzó feszültségekhez tartozó nyalábáram értékek nem illeszkednek a görbére. Ezt a telítődést, a korábban is említett ionemitter hőmérsékletéhez tartozó diffúzió által megszabott korlát okozza, hiszen az adott hőmérsékleten nem tud több ion kilépni az emitterből a nagyobb kihúzó feszültség ellenére sem. Így a telítődési ponttól kezdve a kihúzott nyalábáram közel konstans értéket képvisel [13].

Továbbá a 3.7 ábrán megfigyelhető az ionemitterből kihúzott maximális nyalábáram értéke a nyalábenergia függvényében. Ahogyan már korábban is említettem, a 60 keV energiához tartozó maximális nyalábáram értékét extrapoláció által kaptam meg, ezért ez az ábrán halványkék színnel van jelölve. Épp úgy, mint a korábbi ábrákon, a nyalábáram telítődése itt is megfigyelhető.

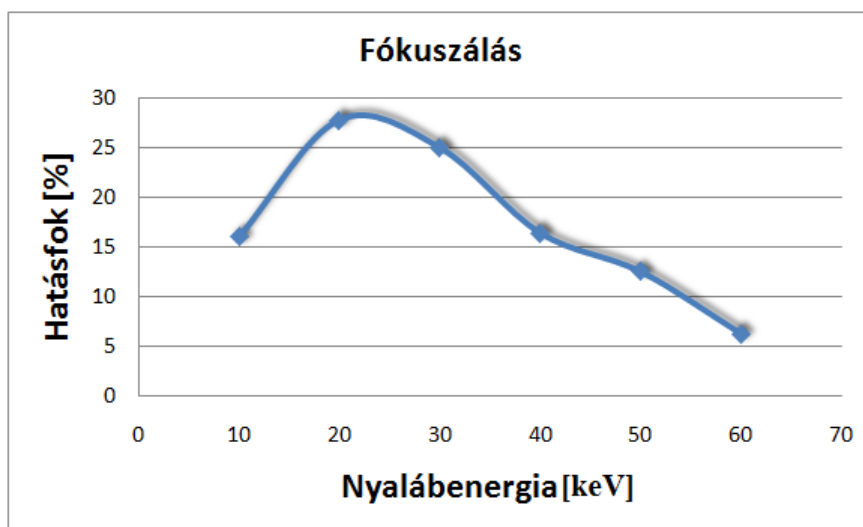


3.7. ábra. Az ionemitterből kilépő maximális nyalábáram értékek a nyalábenergia függvényében.

3.3.2. Fókuszálhatóság

A nyalábemissziós spektroszkópiai rendszer atomnyalábjának fontos jellemzője a hatásfok. Ez alatt a hatásfok alatt azt az értéket értjük, ami megmutatja, hogy ionemitterből kihúzott nyalábáramnak hányad része éri el az adott távolságra lévő plazmát, esetünkben a Faraday-csésze titán lapját.

A 3.8 ábrán jól látható, hogy a hatásfok maximuma 29%, melyet 20 keV energiájú nyalábbal értünk el. Ez a hatásfok a korábbi, kisebb átmérőjű ionemitter körülbelül 30%-os hatásfokát tekintve ígéretes eredmény. Azonban

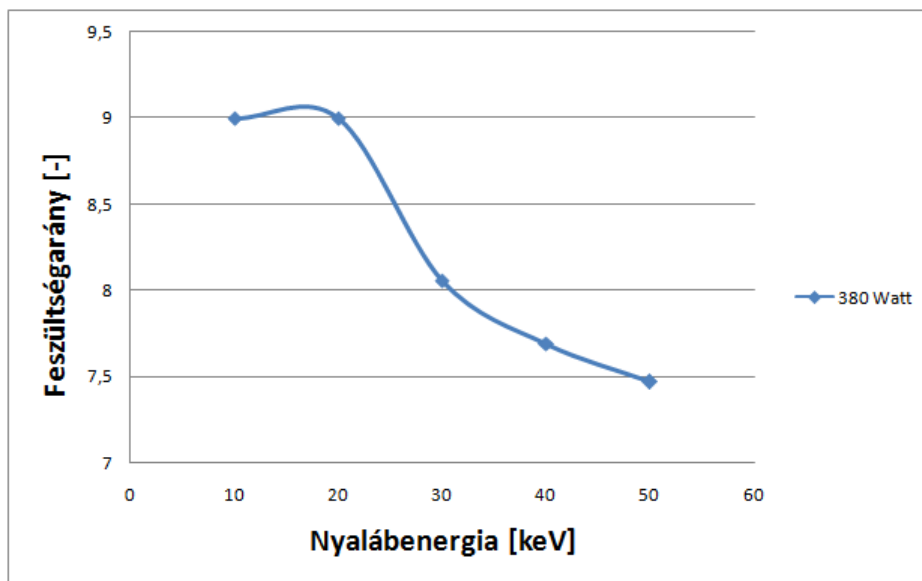


3.8. ábra. Az emittertől a Faraday-csészéig eljuttatott nyalábáram hatásfoka a nyalábenergia függvényében.

ha megfigyeljük, látható, hogy a magasabb nyalábenergiákon csökken a hatásfok értéke. Ez a nyaláb magas energiákon való rossz fókuszáltságát jelenti, amit a következőképpen lehet magyarázni: Nyilvánvaló, hogy az emitterből "frissen" kihúzott ionok nagyobb felületen lépnek ki mint a kisebb emitternél, ennek köszönhetően széttartóbb a nyaláb a kihúzó elektróda felé tartva. Amint a nyaláb elérkezik a kihúzó elektródához, annak egy hányada felütöközik az elektródára, hiszen a széttartó nyaláb átmérője relatíve nagyobb az elektródához képest. Tudjuk, hogy az elektródára kapcsolt tápegység úgy hoz létre pozitív feszültséget az elektródán, hogy arra pozitív töltéseket "vezet" fel. Ha az ott lévő pozitív töltések mellé további pozitív töltések érkeznek, akkor természetesen a pozitív feszültség növekedni fog az elektródán. Ahhoz, hogy a nyalábunknak megfelelő fókusz tudjunk biztosítani, adott feszültségarány beállítása szükséges a kétlépcsős ionoptikában. Így, amikor a kihúzó elektróda többlet pozitív töltéssel rendelkezik mint a tápegység által beállított érték, az optimális feszültségarányt nem lehet beállítani, így a nyaláb fókuszáltsága nem megfelelő. Az általam használt tápegység (típusa: Technix sr60-600) arra van tervezve, hogy pozitív töltéseket "vezessen" az elektródára, nem pedig pozitív töltéseket "vezessen" onnan el.

Mivel a kihúzófeszültség növelésével nő a nyalábáram nagysága, a nagyobb nyalábáram értékek miatt több pozitív töltés kerül a kihúzó elektródára is, így rontva tovább a feszültségarányt ha nincs megfelelő terhelő ellenállás. A nyalábenergia növelésével a kihúzó feszültséget is növeljük, tehát megállapíthatom, hogy a nyalábenergia növelésével egy adott pont után el

kezd romlani a feszültségárány, így a fókuszálhatóság is. Ezt a tényt igazolja a 3.9 ábra is, ahol látható, hogy 10 és 20 keV energiánál a feszültségárány 9, ami nagyobb energiákon csökken. Ez a feszültségárány csökkenés mutatja az elektróda töltődését. Az adott pont ahonnan elkezd romlani a feszültségárány és határfok, jelen esetünkben a 20 és 30 keV között található.



3.9. ábra. A gyorsító feszültség és a kihúzó feszültség aránya ($\frac{U_{acc}}{U_{ext}}$) a nyalábenergia függvényében adott fűtési teljesítményen.

3.4. Konklúzió

Egyértelmű, hogy a legnagyobb akadályt a feszültségárányok beállítása okozta méréseim során. Kijelenthetem, hogy a probléma megoldását a terhelő ellenállások rendszerbe való szerelése jelenti. Ha egy nagy ellenállással bíró ellenállás láncot kötünk az elektróda és a föld közé, akkor ez biztosíthatja a többlet pozitív töltés elvezetését az elektródáról, így beállíthatóvá válik az optimális feszültségárány, melynek hatására a nyaláb nagyobb energiákon is fókuszált, tehát egybetartóbbá válna valószínűleg. Ahhoz, hogy további szám adatokkal alátámasztott tényeket tudjak mondani a rendszer fókuszálhatóságával kapcsolatban, további mérések elvégzése ajánlatos. Mivel a szükséges terhelő ellenállások nem álltak rendelkezésemre a méréseim későbbre tolódnak, de eredményeim alapján megállapíthatom, hogy az újonnan kifejlesztett ionforrás a rendszer megfelelő felszerelésével, a határfok és a kihúzott nyalábarám tekintetében potenciális versenytársa lehet a korábbi, kisebb átmérőjű ionemitternek.

4. fejezet

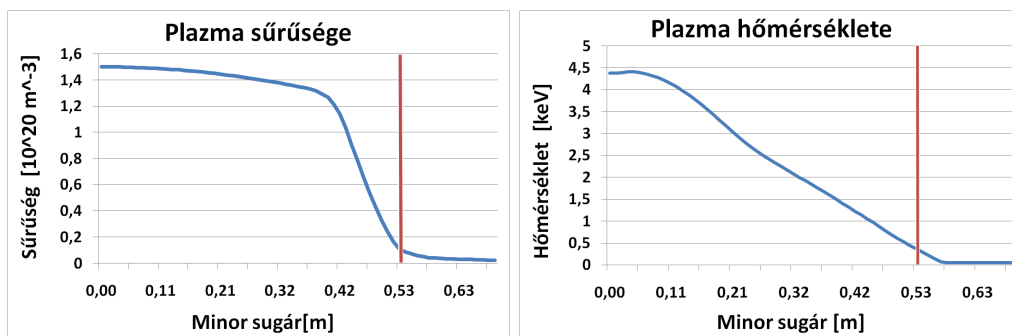
RENATE szimulációk W7-X sztellarátorra

A témakör gyakorlati megközelítése után a következő fejezetben szeretném bemutatni a munkám elméleti részét, mely során egy most épült sztellarátorra tervezett nyalábemissziós spektroszkópiai rendszer szimulációs eredményeit ismertetem.

4.1. Bemeneti adatok

4.1.1. Plazma paraméterek

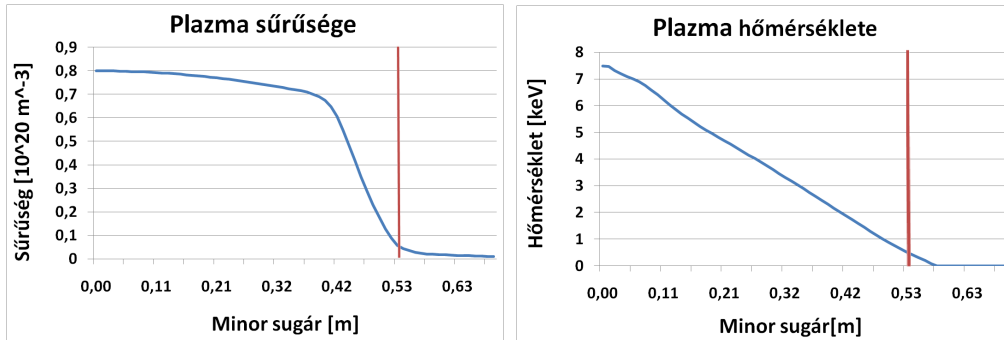
Munkám második felének eredeti célja a W7-X sztellarátorra tervezett BES rendszer nyalábjának várható behatolási mélységét valamint a lehetséges mérhető fény mennyiségét megbecsülni. A szimulációkat lítium és nátrium anyagú atomnyalábokra is futtattam, valamint három különböző plazmasűrűséget is alkalmaztam. Számos atomnyaláb energián végeztem szimulációkat: 30, 40, 60, 80, 100, 120 keV. A plazmasűrűség profilekat az Max-Planck-Institut für Pasmaphysik Greifswald intézmény szolgáltatta.



4.1. ábra. O2 profil: Míg bal ábra mutatja a plazma sűrűségét az LCFS-en (piros vonal) belül, valamint a SOL régióban, úgy a jobb oldali ábrázolja a plazma hőmérsékletét.

A három plazmasűrűség profil közül a legmagasabb sűrűséggel rendelkező ún. O2 szcenárió, melynek maximális sűrűsége $15 \times 10^{19} m^{-3}$ (4.1 ábra), valamint hőmérséklete $4.37 keV$.

Az ún. X2 szcenárió képviseli az alacsony sűrűségű plazmaprofil, melynek maximális sűrűsége $8 \times 10^{19} m^{-3}$ (4.2 ábra) és hőmérséklete $7.47 keV$. Ezen X2 profilt 0,5-tel leskálázva kapjuk meg az ultra alacsony plazmasűrűség profilt, melynek maximális sűrűsége így $4 \times 10^{19} m^{-3}$.

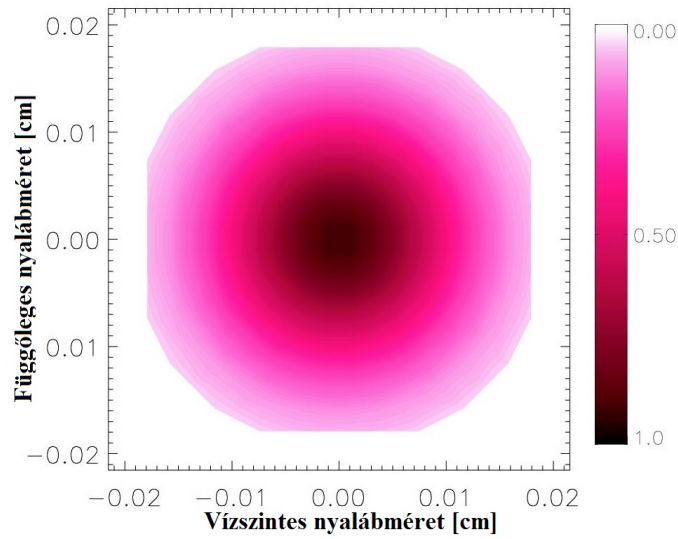


4.2. ábra. X2 profil: Míg bal ábra mutatja a plazma sűrűségét az LCFS-en (piros vonal) belül, valamint a SOL régióban, úgy a jobb oldali ábrázolja a plazma hőmérsékletét.

A plazmasűrűség, plazmahőmérséklet profilekat és a mágneses fluxus adatait egy Mconf nevű program segítségével kaptam meg, mely az IPP Greifswald tulajdona. Azonban ahhoz, hogy a SOL régióban is tudjak szimulációkat folytatni, az LCFS-en túli plazmasűrűség profilt ki kellett egészítenem egy exponenciális lecsengést feltételező függvénnyel, míg a plazmahőmérséklet profilt egy lineárisan csökkenő függvény ábrázolja az $50 eV$ hőmérsékleti értékű pontig, melyet aztán egy konstans függvény követ melynek értéke szintén $50 eV$.

4.1.2. Atomnyaláb paraméterek

Mivel a RENATE szimulációs program egyelőre nem alkalmas olyan komplex 3D térgeometriával rendelkező fúziós berendezéssel dolgozni, mint a W7-X sztellarátor, ezért a nyaláb környezetében tengelyszimmetrikus geometriát feltételezünk. Ez a kicsi nyalábsugárnak köszönhetően megengedhető egyszerűsítés, hiszen az így okozott módosulások a szimuláció eredményeiben elhanyagolhatóak. A szimulált nyalábok teljes sugara $2 cm$, míg félértékszélesség (FWHM - *Full Width at Half Max*) sugara $1 cm$.

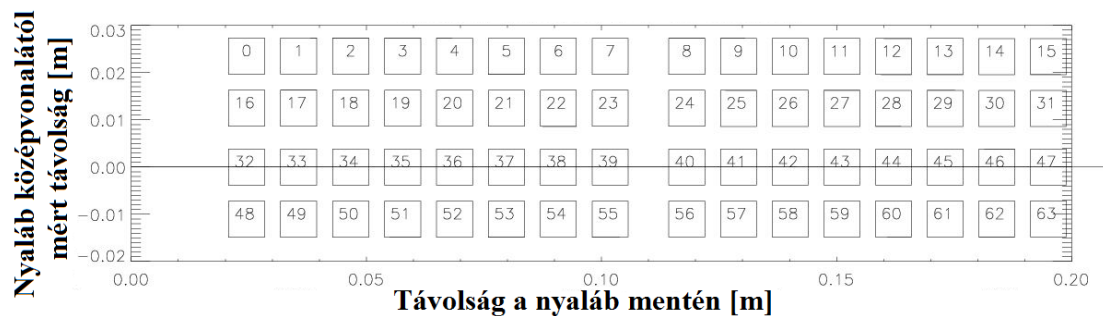


4.3. ábra. Nyalábáram-eloszlás a nyaláb terjedési irányára merőleges keresztmetszetben [14].

4.1.3. Megfigyelés paramétereit

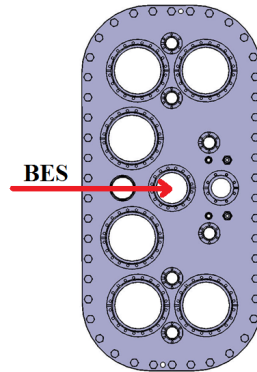
Az optika által begyűjtött fény mérésére egy 4×16 APDcam detektor szegmens szolgál. A detektorokat a pedesztál és SOL régiók megfigyelésére állítva nagyobb összegyűjtött fénymennyiséget, így pontosabb mérési adatokat tettem lehetővé. Megjegyzendő, hogy a detektorok lítiumnál a $2p \rightarrow 2s$, nátriumnál a $3p \rightarrow 3s$ elektronátmenetek által kibocsátott fény detektálására lettek kalibrálva a szimulációban.

A SOL, valamint a pedesztál régiók diagnosztizálása érdekében minden egyes detektor egy $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ -es területet figyel meg 18 cm hosszan, a koordináták szerint 2 és 20 cm közé eső pontok között.



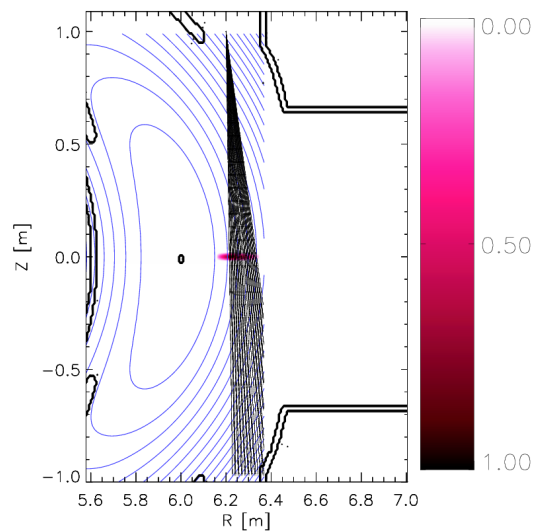
4.4. ábra. Detektorok vetülete a nyalábra, a megfigyelési pontból nézve az egyes detektorokhoz való indexekkel ellátva.

A 4.4 ábrán látható x-tengely jelöli a távolságot a nyaláb mentén haladva, míg az y-tengely a nyaláb közepétől számítva jelöli azt. Látható, hogy a fekete vonallal jelölt nyaláb a detektorokhoz képest függőlegesen el van tolvá. Így a harmadik detektorsor a nyaláb közepét figyeli, a magas fotonáram értékek mérése érdekében.



4.5. ábra. A nyaláb, a sztellarátor AEA21-es jelzésű portjának középső, #70-es sorszámú nyílásán lesz belőve a plazmába [15].

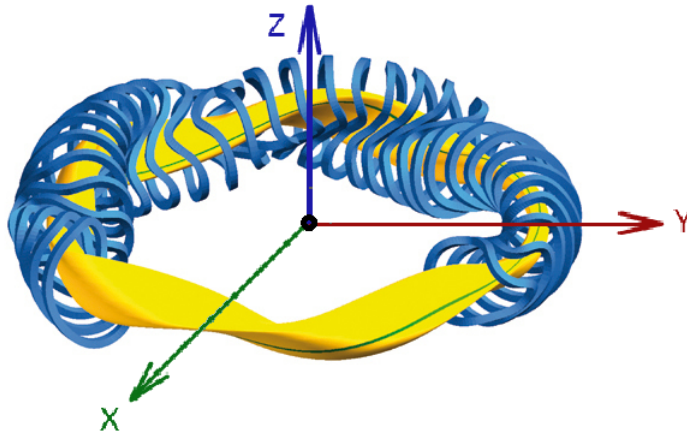
Bár a nyaláb 72° toroidális szögnél lesz belőve a sztellarátor plazmájába, az ötszögű szimmetriát tekintve lehetséges 0° toroidális szögnél szimulálni, hiszen ennél a két szögnél a plazma ugyanazt az alakot formálja poloidális nézetből.



4.6. ábra. A W7-X sztellarátor 0° toroidális szögnél látható poloidális keresztmetsete.

A 4.6 ábrán látható poloidális keresztmetszet illusztrációján kék színnel vannak jelölve a mágneses fluxusfelületek, feketével a megfigyelési pontból kiinduló látóirányok (*LOS-Line Of Sight*) valamint lilával a nyalábmenti emisszió.

A 4.1 táblázatban látható összefoglalva az összes szimulációs paraméter. A koordináták Descartes-i koordináta rendszerben értelmezendők, melynek $O_{(0,0,0)}$ origója a sztellarátor középpontjában van.



4.7. ábra. A szimuláció bemeneti adatainak szemléltetése: A sztellarátor középpontjában elhelyezett Descartes-i koordináta rendszer.

4.1. táblázat. Bemeneti adatok

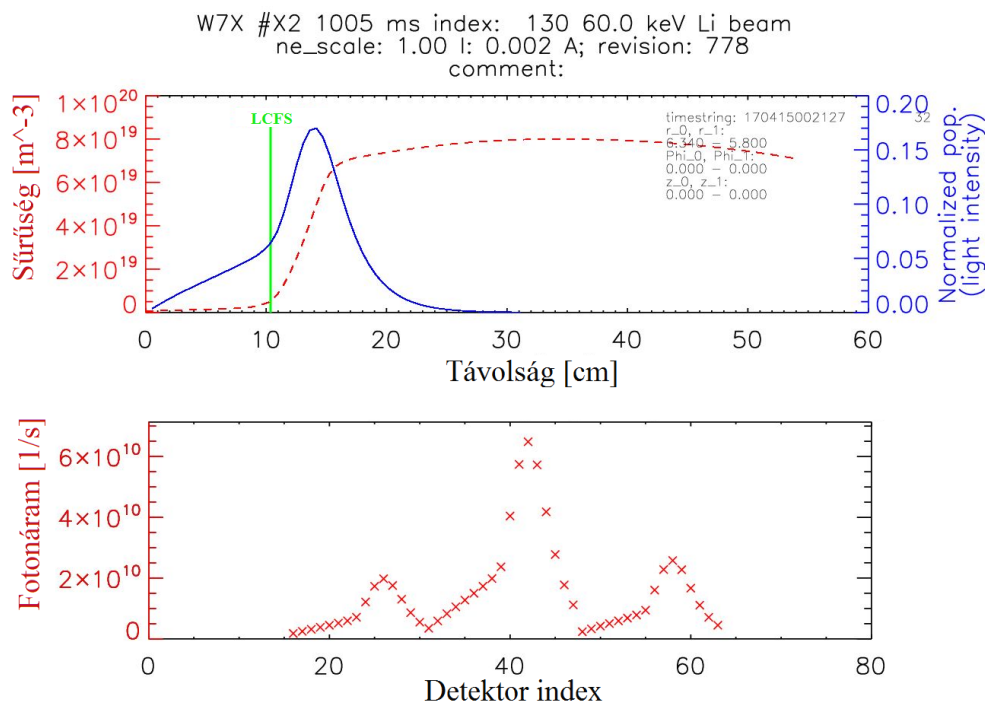
-	LiBES nyaláb	NaBES nyaláb
Kezdőpont (m,m,m)	6.36, 0, 0	6.36, 0, 0
Végpont (m,m,m)	5.8, 0, 0	5.8, 0, 0
Nyalábenergia (keV)	30-120	30-120
Nyalábáram (A)	0.002	0.002
Nyalábszórás (rad)	0.06	0.06
Teljes nyalábátmérő (m)	0.04	0.04
Nyaláb keresztmetszete	kör	kör
Nyaláb felbontása (-,-)	20, 20	20, 20
Megfigyelési pont (m,m,m)	6.2, 0.1, 1	6.2, 0.1, 1
Megfigyelési régió középpontja (m,m,m)	6.23, 0, 0	6.23, 0, 0
Lencsék sugara (m)	0.054	0.054
Tárgytávolság (m)	1.4	1.4
Optikai áteresztőképesség (-)	0.5	0.5
Z_{eff} (-)	1.5	1.5
Szenyvező töltés(-)	6	6

4.2. Szimulációs eredmények

Ahogy a 4.1.1 fejezetben is említettem, a szimulációkat három különböző plazmasűrűségeen, két különböző anyagú nyalábbal a következő energiákon hajtottam végre: 30, 40, 60, 80, 100, 120 keV. A számolásaim során a nyaláb behatolási mélységén az LCFS-től a legnagyobb fényemisszióval rendelkező pontig számított távolságot értem.

4.2.1. Lítium nyaláb szimulációs eredményei

A számos lefuttatott szimuláció közül egyet kiválasztva mutatom be a lítium nyalábevolúciójának eredményeit. A kiválasztott szcenárión (4.8 ábra) egy 60 keV energiájú nyaláb alacsony sűrűségű (X2) plazmába való belövésének eredményei láthatóak.

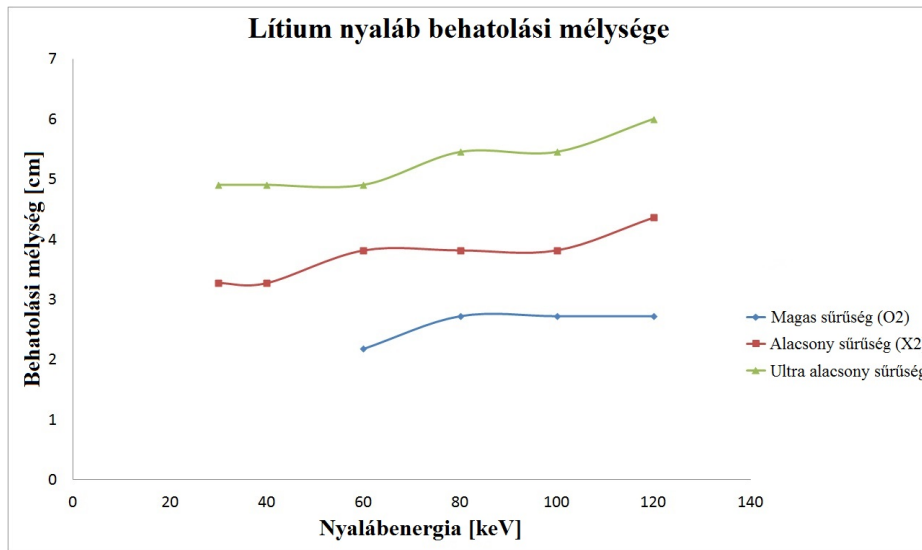


4.8. ábra. Felül: a piros szaggatott vonal jelöli a plazma sűrűségeloszlását, míg a folytonos kék a fényemissziót a nyaláb mentén. Az LCFS zöld vonallal van jelölve, 10.3 cm-nél. Alul: Az egyes detektorokon mért fotonáram értékek.

A 4.8 ábra felső részén megfigyelhető, hogy 14.1 cm-nél található a fotonemisszió csúcspontja, tehát a behatolási mélység 3.8 cm.

A 4.8 ábra alsó részén látható a már korábban említett 4 × 16 darab detektor egyes detektorai által érzékelt fotonáram értékek a hozzájuk rendelt

indexek függvényében. A függőleges eltolásnak (4.4 ábra) köszönhetően, valóban a harmadik detektorsor (32-47 index) érzékelte a maximális fotonáramot, melynek értéke: $6.5 \times 10^{10} [\frac{1}{s}]$. Ez a konfiguráció alkalmas a SOL, valamint a pedesztál régiók vizsgálására is, hiszen a SOL régióban is elég fényt tudunk összegyűjteni a plazma vizsgálásához. Ez az érték $1 - 2.2 \times 10^{10} [\frac{1}{s}]$ között mozog.

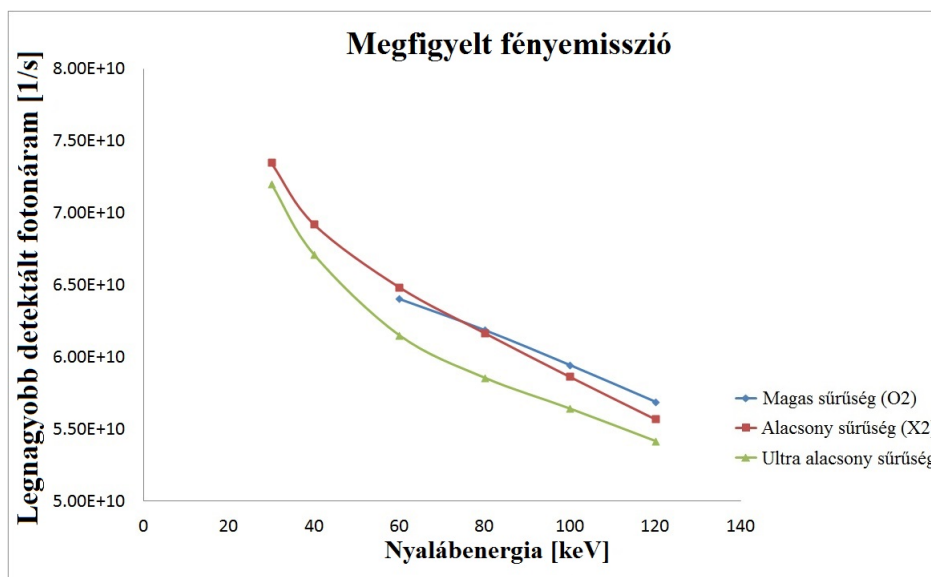


4.9. ábra. *Lítium nyaláb behatolási mélysége a nyalábenergia függvényében különböző plazmasűrűségeken.*

A 4.9 ábrán látható a lítium nyaláb behatolási mélysége a nyalábenergia függvényében mindhárom plazmasűrűsége szimulálva. Világosan látszik, hogy a nyalábenergia növelése adott sűrűségen maximum 1 cm-rel növeli a behatolási mélységet a nyalábsebességnek köszönhetően. Továbbá megállapítható, hogy a plazmasűrűség van a legnagyobb hatással a nyaláb behatolási mélységére. Ezt igazolja, hogy a legnagyobb energián (120 keV) és az ultra alacsony plazmasűrűségen ($4 \times 10^{19} m^{-3}$) van a legnagyobb behatolási mélysége a nyalábnak (6 cm).

Mivel a pedesztál régió körülbelül 4 cm széles (nyaláb mentén) és a nyaláb a legmagasabb (O2) plazmasűrűségen is 2-3 cm-es behatolási mélységet produkál, kijelenthető, hogy a lítium nyaláb alkalmas a pedesztál régió vizsgálására.

Megfigyelhető, hogy a magasabb sűrűségű plazma nehézséget okoz az alacsony energiájú nyaláb penetrációjára a plazmába.

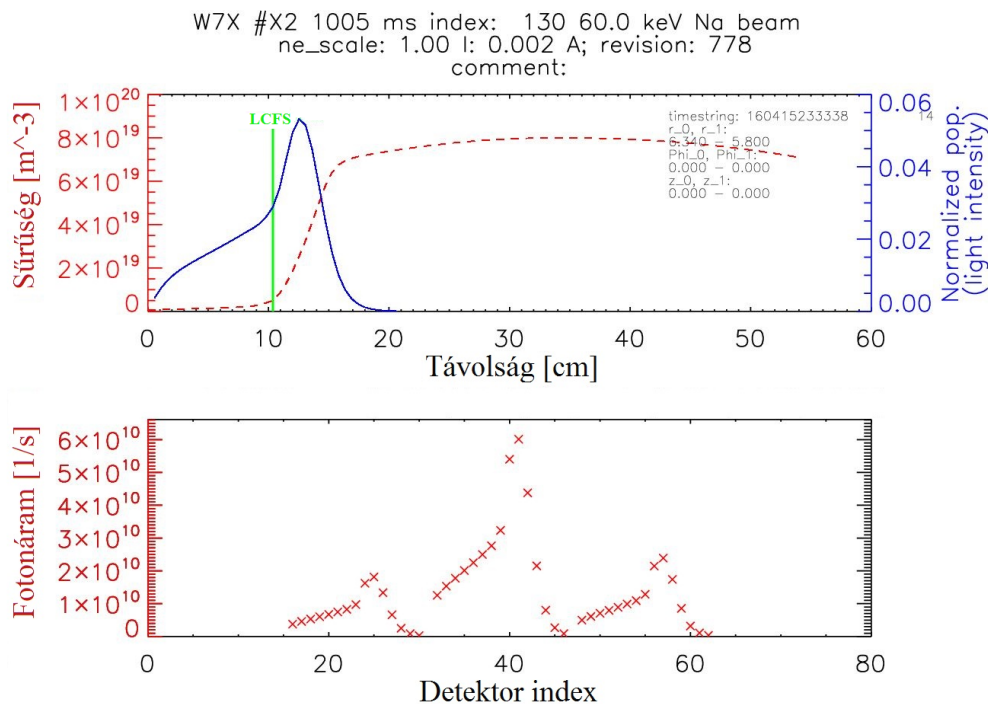


4.10. ábra. Legnagyobb detektált fotonáram a nyalábenergia függvényében különböző plazmasűrűségeken.

A 4.10 ábrán egyértelműen megfigyelhető, hogy a plazmasűrűség koránt sincs akkor hatással a maximális detektált fotonáramra, mint a behatolási mélységre. A nyalábenergia növelésével és egyben a nyalábsebesség emelkedésével a detektált maximális fotonáram 25 %-kal csökken. Fontos megemlíteni, hogy a növekvő nyalábenergiával párhuzamosan a semlegesítés hatásfoka csökken, így a szimuláció során a 60 keV feletti atomnyalábok detektált maximális fotonáram értéke felülbecslés.

4.2.2. Nátrium nyaláb szimulációs eredményei

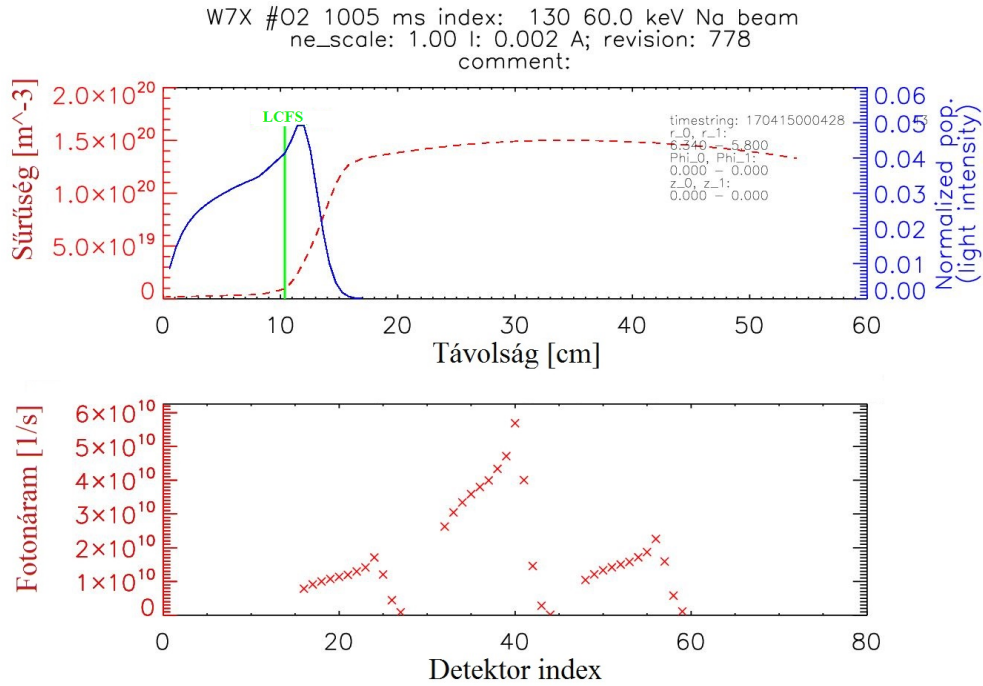
Összehasonlításképpen a lítium nyalábhoz képest, a nátrium nyalábevolúciójának bemutatásához a 4.11 ábrán látható scenárióra esett a választásom. A nyalábot itt is 60 keV energiával lőjük be az alacsony sűrűségű (X2) plazmába.



4.11. ábra. Felül: A piros szaggatott vonal jelöli a plazma sűrűségeloszlását, míg a folytonos kék a fényemissziót a nyaláb mentén. Az LCFS zöld vonallal van jelölve, 10.3 cm-nél. Alul: Az egyes detektorokon mért fotonáram értékek.

A 4.11 ábra felső részén megfigyelhető, hogy 12.8 cm-nél található a fotonemisszió csúcspontja, tehát a behatolási mélység 2.5 cm.

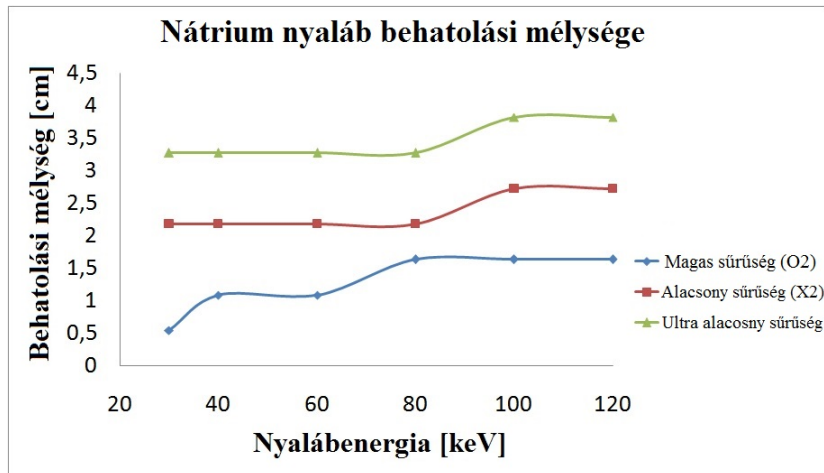
A 4.11 ábra alsó részén látható, hogy ismét a harmadik detektorsor regisztrálta a legnagyobb detektált fotonáram értéket: $6.01 \times 10^{10} \left[\frac{1}{s} \right]$. Megállapítható, hogy ez a konfiguráció alkalmas a SOL régió részletes vizsgálatára, hiszen az innen érkező detektált fotonáram értékek $1.5 - 3.5 \times 10^{10} \left[\frac{1}{s} \right]$ tartományba esnek, amely egyértelműen nagyobb mint a lítium nyalábnál tapasztalt érték.



4.12. ábra. Felül: A piros szaggatott vonal jelöli a plazma sűrűségeloszlását, míg a folytonos kék a fényemissziót a nyaláb mentén. Az LCFS zöld vonallal van jelölve, 10.3 cm-nél. Alul: Az egyes deketorokon mért fotonáram értékek.

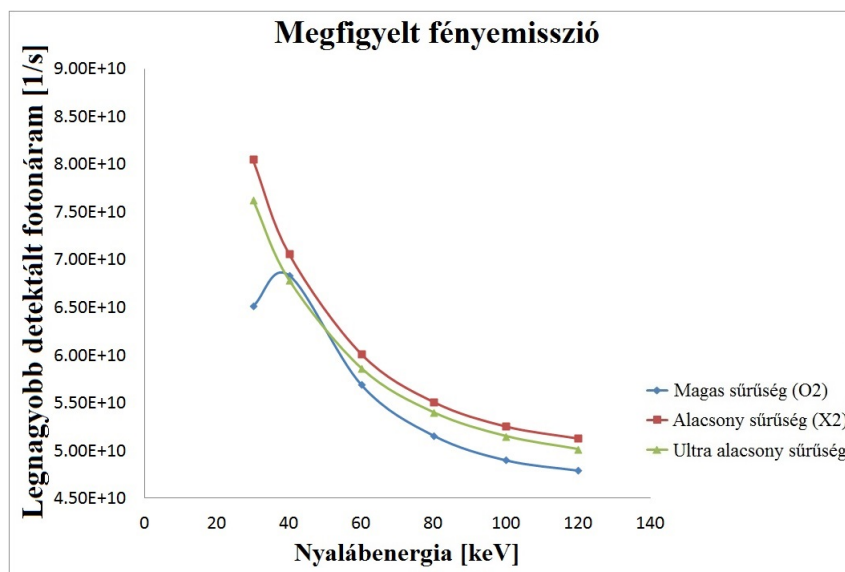
A 4.12 ábrán látható egy ugyancsak 60 keV energiájú nátrium atomnyaláb magas sűrűségű (O2) plazmába való lövésének szimulációs eredményei. Észrevehető, hogy a magasabb sűrűségű plazmának köszönhetően több az ütközés a nyaláb illetve a plazma részecskéi között, így a SOL régióból detektált fotonáram értékek magasabbak mint korábban. Ez körülbelül $2.7 - 4.8 \times 10^{10} \text{ [1/s]}$ tartományba tehető. Tehát következtetésként levonható, hogy a nátrium atomnyaláb a plazmába való kisebb behatolási mélysége miatt kevésbé alkalmas a pedesztál régió vizsgálására, szemben a lítium nyalábbal. Azonban megállapíthatom, hogy a plazma külső részében kibocsátott nagy mennyiségű fény kiváló okot ad a SOL régió nátrium nyalábbal való diagnosztizálására.

A 4.13 ábrán látható a nátrium nyaláb behatolási mélysége a nyalábenergia függvényében mindhárom plazmasűrűségen. Észrevehető, hogy a nyalábenergia növelése nem okoz jelentős változást a behatolási mélység értékén egyik esetben sem. A plazmasűrűség azonban nagy szerepet játszik a behatolási mélység meghatározásában. A legnagyobb behatolási mélységet 120 keV energiájú nyaláb érte el ultra alacsony sűrűségű plazmában, melynek értéke 3.8 cm.



4.13. ábra. Nátrium nyaláb behatolási mélysége a nyalábenergia függvényében különböző plazmasűrűségeken.

Az alacsony behatolási mélységek azt a tényt erősítik meg, hogy a nátrium nyaláb leginkább a SOL régió vizsgálására alkalmas.



4.14. ábra. Legnagyobb detektált fotonáram a nyalábenergia függvényében különböző plazmasűrűségeken.

A 4.14 ábrán látható, hogy a nyalábenergia növelése körülbelül 38%-os csökkenést okoz a detektált fotonáramok értékeiben mindhárom plazmasűrűségeken, ami nagyobb visszaesés mint a korábban megfigyelt lítium nyaláb

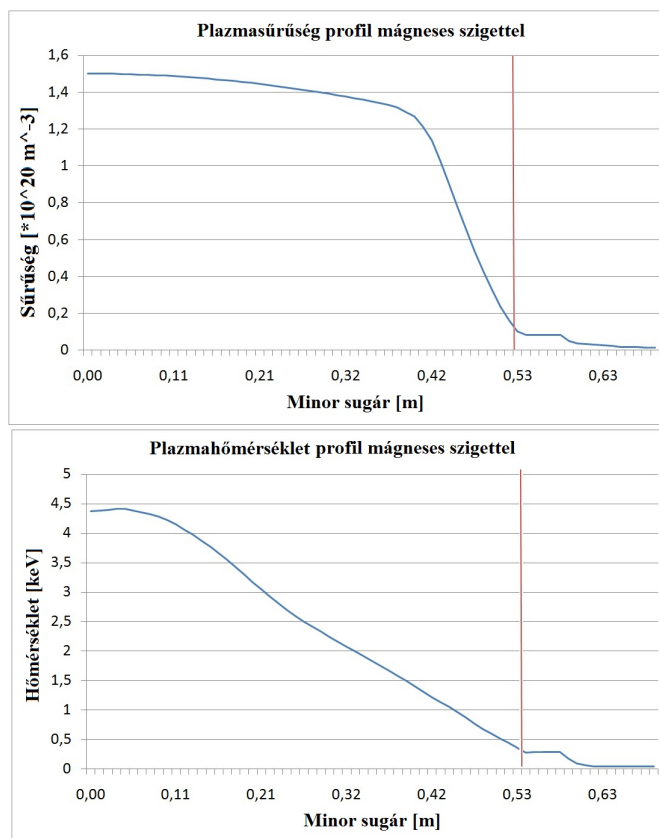
esetében. A sűrűség továbbra sincs akkora hatással a detektált fény mértékére, mint a nyaláb sebessége.

Összefoglalva, a nátrium és lítium nyaláb közel egyenlő maximális detektált fotonáram értékeket produkálnak azonos feltételekkel. Megállapíthatom, hogy a lítium nyaláb a plazmába való nagyobb behatolási mélysége miatt potenciális jelölt a plazma pedesztál régiójának vizsgálatára, azonban a SOL régióban kevesebb fényt emittál, mint a nátrium nyaláb. Így a nátrium nyaláb bizonyul alkalmasnak a SOL régió részletes diagnosztizálására.

4.3. Mágneses szigettel kibővített profilok szimulációs eredményei

Munkám során, a korábban SOL régióval kiegészített plazmasűrűség illetve plazmahőmérséklet profilokat most egy körülbelül 4 cm széles mágneses szigettel bővítettem ki. Ennek főbb célja annak kiderítése, hogy alkalmas lehet-e a W7-X sztellarátorra telepítendő Li-BES illetve Na-BES rendszer mágneses szigetek diagnosztizálására.

Ahogy az a 4.15 ábrán is látható, a mágneses szigetek a sűrűség- valamint hőmérsékletprofilokban kb. 4 cm hosszú konstansként jelennek meg.

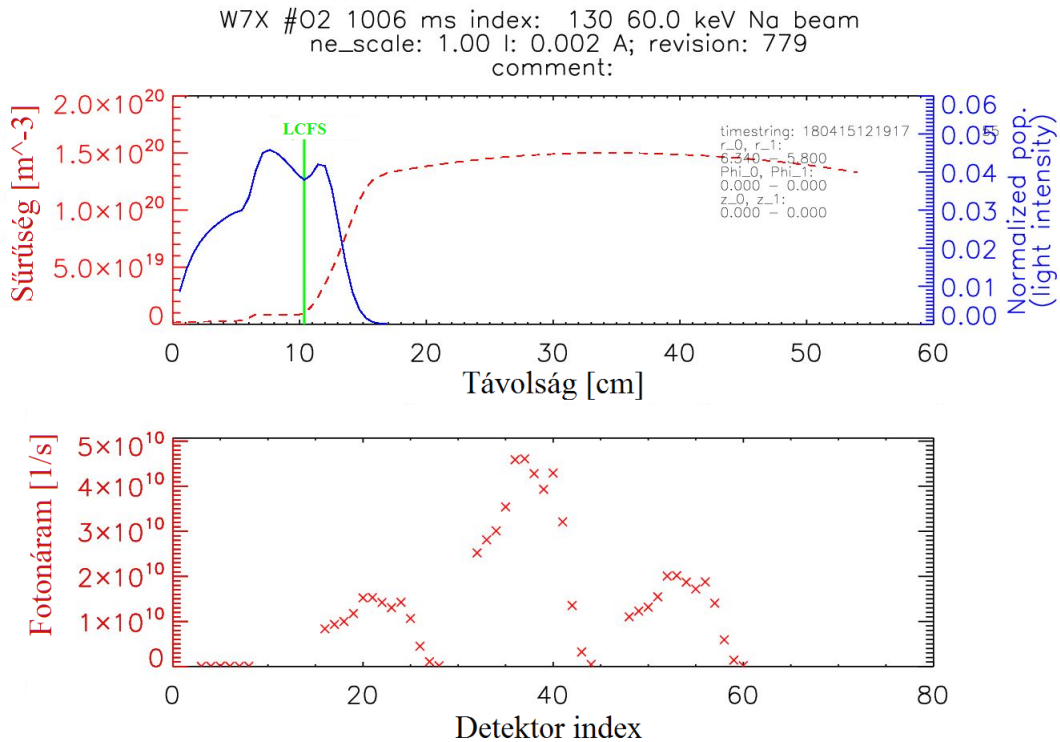


4.15. ábra. Plazmasűrűség és plazmahőmérséklet eloszlása a nyaláb mentén, kibővítve az LCFS-en (piros) kívüli mágneses szigettel.

Az ábrán a magas sűrűségprofil (O2) kibővített változata látható. Megjegyzem, hogy az alacsony (X2), valamint ultra alacsony sűrűségű profilok is ki lettek egészítve.

4.3.1. Mágneses szigetek diagnosztizálása nátrium nyalábal

A mágneses szigetek tanulmányozásához egy nagy sűrűségű (O2) plazmába belőtt 60 keV energiájú nátrium nyaláb szcenárióját veszem alapul.



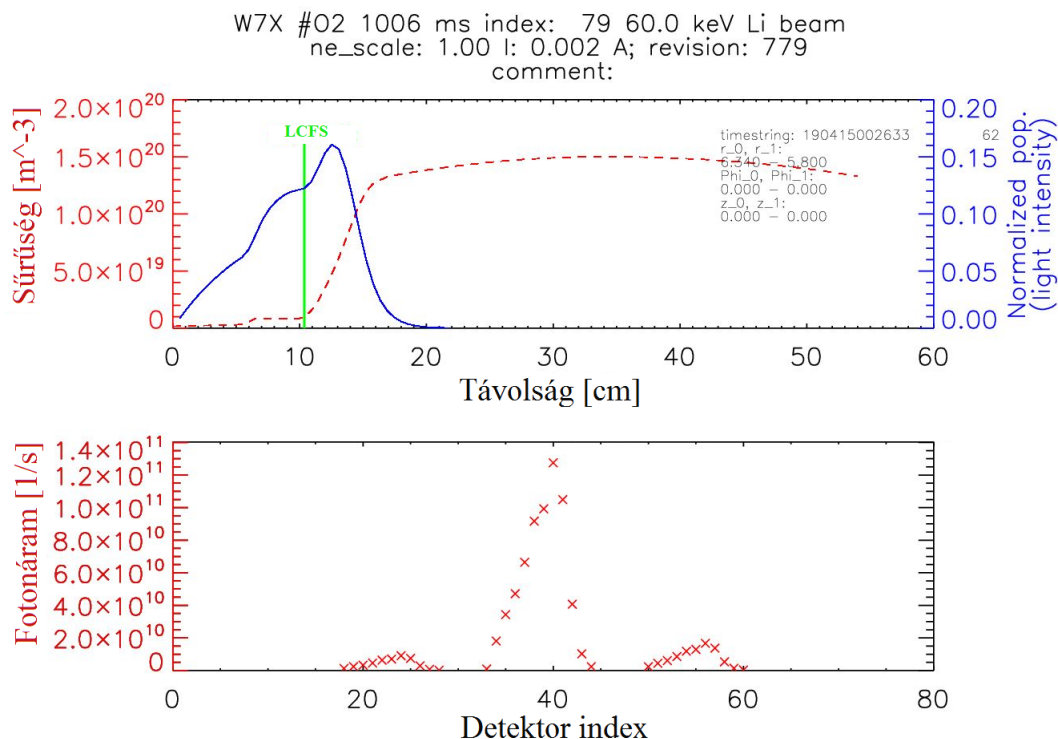
4.16. ábra. Felül: A piros szaggatott vonal jelöli a plazma sűrűségeloszlását, míg a folytonos kék a fényemissziót a nyaláb mentén. Az LCFS zöld vonallal van jelölve, 10.3 cm-nél. Alul: Az egyes detektorokon mért fotonáram értékek.

A 4.16 ábra felső részén a zöld vonallal jelölt LCFS előtt található a kb. 4 cm hosszan elnyúló mágneses sziget, mely a sűrűségprofilban konstansként jelenik meg. A mágneses sziget hatására két csúcs is megfigyelhető a detektált fotonáram eloszlásában, az első közvetlen az LCFS előtt, míg a második az LCFS után. A maximális detektált fotonáram a mágneses sziget régiójából érkezik, melynek értéke $4.8 \times 10^{10} \left[\frac{1}{s} \right]$.

Megfigyelhető, hogy a nyaláb fényemissziója a mágneses sziget kezdőpontja után csökkenni kezd, majd azt elhagyva és a pedesztál régióba érve újfent növekedni kezd, így alkotva meg a második csúcsot a detektált fotonáram-eloszlásában melynek értéke $4.4 \times 10^{10} \left[\frac{1}{s} \right]$. Egyértelmű, hogy a nyaláb SOL régióban való gyengülése okozza a kisebb regisztrált fotonáram értéket a második csúcsban.

4.3.2. Mágneses szigetek diagnosztizálása lítium nyalábbal

A mágneses szigetek lítium nyalábbal való tanulmányozásához szintén egy 60 keV energiájú nyaláb, magas sűrűségű (O2) plazmába való belövésének szimulációja során kapott scenáriót választottam. Ekkor a detektorok nyalábra vetített pixelmérete 12 mm. A pixelméret azért került átállításra, hogy a mélyebbre hatoló lítium nyaláb teljes hosszát le tudjam fedni.



4.17. ábra. Felül: A piros szaggatott vonal jelöli a plazma sűrűségeloszlását, míg a folytonos kék a fényemissziót a nyaláb mentén. Az LCFS zöld vonallal van jelölve, 10.3 cm-nél. Alul: Az egyes detektorokon mért fotonáram értékek.

Ahogy korábban is, a zöld vonallal jelölt LCFS előtt található a kb. 4 cm hosszan elnyúló mágneses sziget, mely a sűrűségprofilban konstansként jelenik meg. Észrevehető, hogy a nyaláb fényemissziója a mágneses sziget régiójába való belépéskor megnövekszik. Az alsó ábrán látható az egyes detektorokon regisztrált fotonáram értékek. Összehasonlítva a korábbi scenárióval kijelenthető, hogy a mágneses sziget jelenléte nincs akkora hatással a detektált fotonáram értékekre mint korábban, a nátrium nyaláb esetében.

5. fejezet

Összefoglalás és kitekintés

Munkám eredeti célja a fúziós berendezések egyik plazmadiagnosztikai eszközének, a nyalábemissziós spektroszkópiai rendszernek gyakorlati valamint elméleti szemszögből való tanulmányozása, fejlesztése volt.

Ennek megfelelően munkám első felében az MTA Wigner FK RMI kutatólaboratóriumában a JET tokamak berendezésen üzemelő lítium nyalábemissziós spektroszkópiai rendszerének másolatán végzett méréseim során megvizsgáltam egy újonnan kifejlesztett ionforrás nyalábparaméterekre való hatását. A mérések és a számítások alapján megállapítottam, hogy az új ionforrás által produkált nyaláb megfelelő fókuszálás mellett kisebb nyalábenergiákon megfelelő (kb. 30%-os) hatásfokot ér el, míg a 30 keV energiájú nyalábnál nagyobb energiával rendelkező nyalábok esetén a hatásfok az energia növekedésével párhuzamosan csökken. Kijelenthetem, hogy méréseim sikerrel záródtak, azonban további mérések elvégzése ajánlott a jövőben.

Munkám második felében a témakör elméleti szemszögből való tanulmányozása volt a főszerepben. A munka első feléhez kapcsolódóan feladatom, egy most épülő sztellarátor típusú fúziós berendezéshez tervezett nyalábemissziós diagnosztikai rendszer tervezését szimulációs eredményekkel elősegíteni. A szimulációk során különböző energiájú és anyagú nyalábokkal, különböző sűrűségű és mágneses struktúrájú plazmákon dolgoztam. Megállapítottam, hogy a nátrium atomnyaláb a plazmába való kis behatolási mélysége miatt a plazma külső részének, ún. SOL régiójának vizsgálására alkalmas. Továbbá egyértelművé vált, hogy a lítium atomnyaláb nagyobb behatolási mélysége megfelelő a kisebb sűrűségű plazma belsőbb, ún. pedesztál régiójának diagnosztizálására is, melyhez az ajánlott nyalábenergia 40 - 60 keV. Nagyobb plazmasűrűség esetén a nyalábenergia növelése nem vezet célra, a behatolási mélység így nem növelhető számottevően. Mindemellett arra a következtetésre jutottam, hogy mindkét nyaláb alkalmas mágneses szigetek tanulmányozására.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni mentoraimnak, Dr. Pokol Gergőnek (BME-NTI) és Dr. Anda Gábornak (MTA Wigner FK) a kitartó, türelmes munkájukat, mellyel segítettek a céloom elérésében. Továbbá szeretném megköszönni barátnőmnek, Papp Noéminek a lelki támogatást.

Irodalomjegyzék

- [1] John Wesson. Tokamaks. Clarendon Press, Oxford, third edition, 2004.
- [2] Ö. Asztalos, K. Z. Németh, G.I. Pokol "Feasibility study on W7-X BES system", Report presented at Eurofusion WPS1 workshop on Alkali beam concepts, 201504.22.
- [3] D. Guszejnov, "Atomnyaláb-emissziós plazma diagnosztika fejlesztésének támogatása szimulációk segítségével", BME BSc szakdolgozat, 2011.
- [4] I. Pusztai, "Fúziós berendezések atomnyaláb diagnosztikájának modellezése", BME MSc Diplomamunka, 2007.
- [5] G. I. Pokol, N. Lazányi "Fúziós nagyberendezések", BME Egyetemi jegyzet 2014.
- [6] Max-Planck Institut für Plasmaphysik Wendelstein 7-X honlap, <http://www.ipp.mpg.de/16900/w7x>, 2015
- [7] I. H. Hutchinson – Principles of Plasma Diagnostics; Cambridge University Press (Second edition 2002, reprint 2005) ISBN-10 0-521-67574-X
- [8] B. Schweer, "Application of Atomic Beams for Plasma Diagnostic", Fusion Science and Technology Vol.49, 404-411 ,2006
- [9] J. Schweinzer, E. Wolfrum, F. Aumayr, M. Pöckl, H. Winter, A. Unterreiter – "Reconstruction of Plasma Edge Density Profiles from LiI(2s-2p) Emission Profiles", Plasma Physics and Controlled Fusion Vol.34, 1173-1183, 1992
- [10] G. Anda, D. Dunai, G. Petravich, J. Sárközi, S. Zoletnik, B. Schweer, "First Measurements with the re-installed accelerated Lithium beam diagnostics on -TEXTOR", Review of Scientific instruments

- [11] R.P. Schorn, E. Hintz, D. Rusbüldt, F. Aumayr, M. Schneider, E. Unterreiter, and H. Winter. Absolute concentrations of light impurity ions in tokamak discharges measured with lithium-beam-activated charge-exchange spectroscopy. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 52(2):71–78, 1991
- [12] D. I. Réfy, "A TEXTOR tokamak atomnyaláb diagnosztika optika modelljének integrálása a RENATE szimulációs programba", OTDK dolgozat, 2011.
- [13] S. Zoletnik, Ph. Morgan, C. Damiani, A. Damiani, J. Schweinzer, G.Petravich, G. Anda, "Laboratory testing of the JET Lithium beam", 2003
- [14] K.Z. Németh, Ö. Asztalos, G.I. Pokol, "RENAME simulations for W7-X" poster, presented at Hungarian Plasma Physics Workshop, Tengelic, Magyarország, 04.21.2015.
- [15] M.Steffen, presentation on "AEA21 Raumsituation für Diagnostiken", 06.01.2014.