



Plazmafizikai Kutatások Elektron Ciklotron Rezonancia
Ionforráson

doktori (Ph.D.) értekezés

Kenéz Lajos

Debreceni Egyetem
Debrecen, 2002

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1.
2. Az ECR ionforrások	3.
2.1. Az ECR ionforrások történeti áttekintése	4.
2.2. Az ECR ionforrás felépítése és működési elve	7.
2.2.1. Mágneses csapda	8.
2.2.2. Nagytöltésű ionok keltése és ionizáció	11.
2.2.3. Iontranszport és kiválasztás	11.
2.2.4. Trükkök a magasan lefosztott ionok hányadának növelésére	12.
2.3. Az ECR ionforrás működésének plazmafizikai alapjai	15.
2.3.1. Általános plazmafizikai jellemzők	16.
2.3.2. Az ECR plazma sajátos jellemzői	24.
2.4. Az ATOMKI-ECR ionforrás	31.
3. Plazmadiagnosztika	35.
3.1. Globális plazmadiagnosztikai módszerek	36.
3.1.1. Ultraibolya- és láthatófény spektroszkópia	37.
3.1.2. Röntgen spektroszkópia	38.
3.2. Lokális plazmadiagnosztika	39.
3.2.1. Elektrosztatikus (Langmuir) szondák. Geometriai konfigurációk	39.
3.2.2. A szonda feszültség-áram karakterisztikája.	40.
3.2.3. Burok és ECR plazma	41.
3.2.4. Burok-feltétel (Bohm-feltétel)	43.
4. Lokális plazmadiagnosztika az ATOMKI-ECR laboratóriumban	45.
4.1. Langmuir szondák alkalmazásánál felmerülő problémák	45.
4.1.1. Az ECR ionforrás sajátosságaiból eredő általános problémák	45.
4.1.2. A megfelelő karakterisztika tartomány kiválasztása	46.
4.2. A Langmuir-szonda gyakorlati megvalósítása	47.
4.2.1. A szonda anyaga, formája, mérete, szigetelése	48.
4.2.2. A szonda mozgatása	50.
4.2.3. A szonda által begyűjtött áram mérése	52.
4.3. A karakterisztika illesztése	53.
4.4. Elektron energia	54.

5. Elméleti eredmények.	56.
5.1. Egyszerű plazmát leíró modell	57.
5. 2. Egykomponensű plazma	58.
5. 3. Többkomponensű plazma	62.
6. Kísérleti eredmények	64.
6.1. Az „elektróda-hatás”	65.
6.2. Radiális mérések alacsonyan lefosztott plazmában	68.
6.3. Azimutális mérések alacsonyan lefosztott plazmában	69.
6.4. Átlós mérések a Frankfurt-ECRIS-ben	73.
6.5. A szonda alkalmazása a rezonáns-zóna közelében	77.
6.6. Fémionok kimutatása Langmuir-szonda segítségével	80.
6.7. Axiális mérések	81.
7. Összefoglaló	90.
8. Summary	93.
9. Irodalomjegyzék	97.
Függelék	100.
Köszönetnyilvánítás	103.

1. Bevezetés

Az Elektron Ciklotron Rezonancia Ionforrás az egyik leghatékonyabb nagytöltésű ionnyaláb előállítására alkalmas berendezés. Az '70-es években történt felfedezésük óta igen komoly fejlődésen mentek keresztül. A kezdeti egyszerű konfiguráció, a növekvő felhasználói igényeknek eleget téve egyre több technikai finomságot tartalmazó, igen összetett berendezéssé vált. Az alapkutatás segítése mellett, az ECR ionforrás sokrétű alkalmazásra talált a kutatók körében és ennek megfelelően nagyon népszerűvé vált. Az ionforrás használható önállóan vagy más nagyenergiájú gyorsító berendezések injektoraként, úgy a fizikai alapkutatások, mint az alkalmazások (új anyagok előállítása, tumorterápia stb.) területén. Jelenleg a világban közel 100 ECR ionforrás üzemel, de Magyarországon és a régióban csak az ATOMKI-ben található.

A folyamatos fejlesztésnek köszönhetően, műszaki és optimális működési paramétereik igen jól behatároltak, így az ionforrásokkal ma már igen nagy intenzitású nagytöltésű ionnyalábok állíthatók elő. Az ionforrások megbízhatóan, reprodukálható módon állítják elő az ionnyalábokat és igen jó stabilitással rendelkeznek. Az ionforrások lelke az ECR plazma, amely döntő tényező az ionforrás lehetőségeit illetően, mivel a kivont nyaláb jó hatásfokkal történő céltárgyra juttatása, technikailag már megoldott feladat. Azonban éppen a plazma az, amelyről hiányosak ismereteink.

Számos diagnosztikai módszer létezik a plazmák paramétereinek vizsgálatára. Az egyik a globális diagnosztikai módszerek csoportja. Ezek a módszerek a plazmát elhagyó elektromágneses sugárzások tanulmányozása révén szolgáltatnak információt a plazma globális paramétereiről, ám nem teszik lehetővé a plazma paramétereinek helyfüggő meghatározását. Ugyancsak nem ismertek pontosan az ionforrás makroszkopikus paramétereinek változtatásakor a plazmában végbemenő mikro-folyamatok. Ezen folyamatok és maga az ECR jobb megismerését biztosíthatja a plazma lokális paramétereinek ismerete. Globális diagnosztikai módszereket már sok ECR laboratóriumban alkalmaztak, azonban az ECR plazma szisztematikus lokális-plazmadiagnosztikai kutatása eddig még nem kezdődött el.

Ezért döntöttünk úgy, hogy a debreceni ATOMKI-ECR laboratóriumban, lokális plazmadiagnosztika végzésére alkalmas kísérleti rendszert valósítunk meg, a plazmafizika területén jól ismert és bevált Langmuir-szonda alkalmazásának meghonosításával. A kutatás egyik konkrét célja egy mai napig is vitatott, a nagytöltésű ionnyalábok előállítását nagymértékben elősegítő ún. „elektróda-módszer” hatásmechanizmusának megfejtése volt.

Kísérleti munkám során létrehoztam egy olyan Langmuir-szonda rendszert a hozzá tartozó mozgó mechanizmusokkal együtt, melyek segítségével az ionforrás plazmakamrájának tetszőleges

részét lehet elérni. Az ionforrás sajátosságai és a szonda mozgási szabadságainak köszönhetően változatos kísérletek elvégzésére nyílt lehetőségünk. Bebizonyosodott, hogy a Langmuir-szonda megbízhatóan használható a bonyolult ECR plazma hideg tartományában és további fejlesztések útján később alkalmassá tehető a forró részek diagnosztizálására is. Viszont az is kiderült, hogy az irodalomban található elméleti modellek segítségével, nem végezhető el a mért adatok kiértékelése, s így a plazmaparaméterek kiszámítása. Ezért egy új elméleti modellt fejlesztettem ki, amely az ECR plazma legfontosabb sajátosságát veszi figyelembe, mégpedig azt, hogy ion része többkomponensű, többszörösen lefosztott ionokból áll.

Az értekezés a következőképpen van felépítve: a 2. fejezetben röviden ismertetem az ECR ionforrás felépítését és működési elvét, valamint működésének fontosabb plazmafizikai alapjait, a 3. fejezetben néhány plazmadiagnosztikai módszert mutatok be, hangsúlyt fektetve a lokális plazmadiagnosztika sajátosságaira, a 4. fejezet a Langmuir-szonda és a hozzátartozó egységek (mozgató mechanizmus, tápegység stb.) megvalósításáról szól, az 5. fejezet tartalmazza az ECR plazmából nyert karakterisztikák kiértékelésére szolgáló új modell részletes tárgyalását, a 6. fejezet pedig a végzett kísérleteket és az új eredményeket foglalja össze.

2. Fejezet

Az ECR ionforrások

2.1. Az ECR ionforrások történeti áttekintése

2.2. Az ECR ionforrás felépítése és működési elve

2.2.1 Mágneses csapda

2.2.2. Nagytöltésű ionok keltése és ionizáció

2.2.3. Iontranszport és kiválasztás

2.2.4. Trükkök a magasan lefosztott ionok hányadának növelésére

2.3. Az ECR ionforrás működésének plazmafizikai alapjai

2.3.1. Általános plazmafizikai jellemzők

1. Kvázineutralitás

2. Plazma burok és Debye hosszúság

3. Plazmafrekvencia

4. Ciklotron frekvencia

5. A plazmarészecskék közötti kölcsönhatások

6. Töltéseloszlás a plazmában

2.3.2. Az ECR plazma sajátos jellemzői

1. Plazmahőmérséklet

2. A plazma fűtése EM hullámmal. Elektron ciklotron rezonancia

3. A plazma összetartása

4. Plazmapotenciál

Az 1980-as évek elején világossá vált, hogy a hagyományos ívkisüléssel ionforrások nem képesek kielégíteni a nagytöltésű nagy intenzitású nyalábok iránt felmerülő igényeket. Azokban az időkben két különböző ionforrás volt fejlesztés alatt, az EBIS (Electron Beam Ion Source) és az ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source). Közülük az Elektron Ciklotron Rezonancia (ECR) ionforrás vált közkedveltebbé a gyorsítók által megkövetelt nehézionnyalábok előállítására. Az ionforrás fő tulajdonsága, hogy a lefosztást végző elektronok katód nélkül keletkeznek, ami azt jelenti, hogy nincs az ionforrásban elhasználódó alkatrész, így használatuk és karbantartásuk jóval egyszerűbb. További fejlesztések igazolták azokat, akik az ECR

ionforrás alkalmazása mellett döntöttek, mivel az megbízhatónak, könnyen kezelhetőnek bizonyult, mellyel a periódusos rendszer számos eleméből lehet, reprodukálható módon ionnyalábot előállítani.

Az ECR ionforrás, egyike a legsikeresebb nagyfeszítésű ionokat előállító berendezéseknek. Felhasználásuk igen széles körű a tudományos társadalom berkeiben. Ezen alacsony energiájú ionnyalábot létrehozó berendezést, fejlődésük kezdeti szakaszában más utógyorsító berendezések injektoraiként használták, mint pl. RFQ, ciklotron (az így nyert nyalábokat alapkutatási, anyagtudományi vagy éppen orvosi célokkal lehet alkalmazni). Az utóbbi évtizedben az ionforrást alkalmazzák, mint önálló alacsonyenergiájú gyorsítót is, mivel az így nyert ionnyaláb egy olyan, addig lefedetlen energiatartománnyal rendelkezik, amely az atomi ütközések fizikájában elérhetetlen volt. Mint harmadik alkalmazási területet, az ionforrás kutatását említhetnénk meg. Ezek lehetnek plazmadiagnosztikai kutatások, különböző fémplazmák előállítási lehetőségeinek kutatása (asztrófizikai alkalmazások), egzotikus plazmák előállítása (pionos hidrogén) és különböző új anyagok előállítása (pl. endohedrális fullerén). A felsoroltakon kívül az ionforrásoknak gyakorlati alkalmazásai is vannak, főleg az alacsony frekvenciák esetén [Asm97, Gro00]. Jelen dolgozat keretén belül természetesen nem nyílik lehetőség bemutatni az ECR ionforrást annak minden részletében. Bővebb információt találhatnak az érdeklődők az ECR ionforrásról megjelent könyvekben és összefoglaló tudományos közleményekben. Az ECR ionforrásról megjelent talán legátfogóbb könyv [Gel96] az ionforrás feltalálója, R. Geller nevéhez fűződik. I. G. Brown és B. Wolf, az ionforrásokról írott könyveikben [Bro89, Wol95] külön fejezetben foglalkoznak az ECR ionforrásokkal, ugyanígy Biri S. is az egyetlen magyar nyelven megjelent könyvben [Bir93a], és végül megemlíteném P. Sortais és A. Girard [Sor00, Gir96] összefoglaló munkáit.

2.1. Az ECR ionforrások történeti áttekintése

Az ECR ionforrás felfedezése a hatvanas-hetvenes évekre nyúlik vissza és tulajdonképpen a termonukleáris fúzió létrehozására irányuló intenzív kutatásoknak köszönhető. Az ionforrás felfedezéséhez hozzájáruló egyik fontos körülmény az addig használatban lévő ionforrásokban alkalmazott izzó katód elhasználódásából eredő folytonos karbantartás volt. Mágneses csapdában lévő plazma hevítése elektron ciklotron rezonancia révén régóta ismert volt már a magfúziós kísérletekből és ez a módszer rendelkezett azzal az előnnyel, hogy nélkülözte a hagyományos módszerekben alkalmazott izzó katódot. Jelentős azonban a különbség a fúziós reaktor és az ECR ionforrás plazmája között, mivel az előbbinél a plazma ionkomponensének, míg az utóbbinál a plazma elektronkomponensének fűtése a cél. Lényeges a különbség a két plazma ionkomponense

között is, mivel a fúziós plazma teljesen lefosztott könnyű ionokat tartalmaz, míg az ECR plazma részben lefosztott nehéz ionokat.

Az első ECR ionforrások kifejlesztése Grenoble-ban a '60-as évek végén indult el. Ekkor alacsony töltésállapotú ionok előállítására alkalmas berendezések épültek, majd 1974-től mondható az, hogy a nagytöltésű ionok előállítására alkalmas ionforrások megkezdték működésüket. Az alacsony töltésállapotokat létrehozó ionforrások csak egy egyszerű mágneses tükör konfigurációt használtak a plazma összetartására, majd a magas töltésállapotok előállítására alkalmas szerkezetek már a *B-minimum* csapda konfigurációt alkalmazták. Az első ECR ionforrás megépítése *R. Geller* francia fizikus nevéhez fűződik. Az ionforrás a MAFIOS (Machine à Faire Ions Strippées) elnevezést kapta. Ennek az ionforrásnak több későbbi változata viselte valamilyen jelzővel ezt az elnevezést. A MAFIOS 10 GHz- es frekvencián működő, egyszerű mágneses csapdával ellátott ionforrás volt, amely az akkoriban elterjedt Penning-típusú ionforrásoknál valamivel rosszabb eredményeket szolgáltatott. 1974-ben Geller – felhasználva a MAFIOS tapasztalatait – egy fúziós kísérletekhez használt berendezést alakított át ECR ionforrássá, mely a SUPERMAFIOS nevet kapta. Az átalakítás annyiban állt, hogy a mágneses tükröt létrehozó tekercsek mellett, longitudinális tekercseket helyeztek el, szám szerint hatot (hexapól), melyekkel hatpólusú radiális mágneses teret hoztak létre. Ez volt az első ECR ionforrás, amely *B-minimum* mágneses csapdát használt fel a plazma összetartására. és megközelítette a korszerű ECR ionforrások paramétereit. Az ionforrás két lépcsős volt. Az első lépcsőben létrehoztak egy magas nyomású hideg plazmát, mely a mágneses tér erővonalai mentén jutott a fő plazmakarába melyben magas vákuumot hoztak létre a nagytöltésű ionok előállítása érdekében. Azonban nagy méretei és óriási fogyasztása miatt, mely elérte a 3MW-ot, gyakorlati felhasználásra alkalmatlanná tették. A SUPERMAFIOS sikerének hatására a '80-as évek elején számos laboratóriumban indult el és mai napig is tart az ECR ionforrások fejlesztése. Kezdetben a fő fejlesztési irány a magas fogyasztás csökkentésére irányult. Erre a legkézenfekvőbb megoldást a szupravezető mágnesek alkalmazása kínálta. Nagyméretű szupravezető ECR-ek épültek a világ számos laboratóriumában (pl. Louvain-la-Neuve, Karlsruhe stb.) de a kezdeti szakaszban teljesítményük nem haladta meg a klasszikus ionforrásokét.

Újabb áttörést a radiális mágneses tér létrehozására megépített állandó mágneseket alkalmazó hexapól hozott (Grenoble) az ECR-ek fejlődésébe (1984). Az ionforrás a MINIMAFIOS nevet kapta és 10 GHz-es mikrohullámot használt az elektronok fűtésére. Később majd egy tucat MINIMAFIOS típusú ionforrás épült. Példaként említhetnénk az LBL-AECR [Xie91] vagy a 18 GHz Minimafios [Bar92] ionforrást.

A klasszikus szobahőmérsékletű ionforrások további fejlődésének egy másik irányzatát a CAPRICE családba tartozó ionforrások képviselik. A 14 GHz CAPRICE ionforrást B. Jacquot építette meg, amely az első kompakt ionforrás. Az CAPRICE zárt Halbach-típusú hexapól mágnes

(18-24 szegmensből álló mágnes, melyben a különböző szegmensek mágnesezettsége ugyanazzal a szöggel fordul el) használt fel a radiális mágneses tér előállítására [Jac87]. Kompaktságán kívül fő érdeme, hogy benne a mikrohullám becsatolása axiálisan történt, amely áttörést hozott és a csatolás hatékonyságát nagymértékben megnövelte. Ezt a módszert később sikeresen alkalmazták számos más ionforrásban. Ez volt az első ionforrás, amely lehetővé tette nagytöltésű ionnyalábok, de ugyanakkor nagy intenzitású, közepesen lefosztott ionnyalábok előállítását is. A CAPRICE nagyon jó stabilitással és megbízhatósággal rendelkezik, egyszerű, moduláris felépítésű. A GANIL-ban épült 14 GHz ECR4 ionforrás [Sor90] szintén kompakt, a CAPRICE családba tartozó ionforrás. ECR4M változata működhet 14 és 18 GHz-en is [Ler95]. Hasonlóan a CAPRICE családba tartozik a Japán RIKEN-ben épült 10 GHz-es ionforrás. Az ugyancsak RIKEN-ben épült 18 GHz-es ionforrás részben a CAPRICE hagyományaira épített saját fejlesztésű ionforrás, kategóriájának legjelesebb képviselője, amely a rekordot tartja a közepesen lefosztott ionnyalábok előállításában ($1,3 \text{ emA } Ar^{8+}$) és nagyon jó eredményekkel rendelkezik a magasan lefosztott ionnyalábok előállításában is ($200 \text{ emA } Ar^{12+}$, $1 \text{ emA } Ar^{17+}$). A szobahőmérsékletű ionforrások általában 6-10 átlagos lefosztottsággal rendelkező nyalábokat, és tipikusan 1,0-1,3 T erősségű axiális mind radiális mágneses teret képesek előállítani, amelyek már elérik a klasszikus mágnesek gyártási technológiájának határait.

Tovább folytatódott a szupravezető ionforrások fejlesztése is. Igazán jó eredményeket először az NSCL-MSU-ban épült, 6,4 GHz SCECR ionforrással értek el [Ant94]. A mai modern szupravezető ionforrások tipikus képviselői a SERSE (Catania) [Gam00] és a RIKEN ionforrások. Ez utóbbi már képes előállítani $2,6 \text{ emA } Ar^{17+}$ nyalábot. Hasonló ionforrás épül Berkeley-ben, mely a VENUS nevet viseli [Lei00]. Szupravezető ionforrással előállított nyalábok átlagos lefosztottsága elérheti a 13-at, és tipikusan 1,4 T radiális és 2,7 T axiális mágneses teret képesek előállítani. A szupravezető ionforrások egy másik irányzatát képviselik a hibrid ionforrások, melyekben az axiális mágneses teret szupravezető, míg a radiális mágneses teret hagyományos permanens mágnesekkel állítják elő. Ilyen ionforrások épültek, pl. RIKEN-ben [Tet00] és a svájci PSI intézetben. Ez utóbbi a PSI-ECRIT nevet viseli, és csak ioncsapdaként működik [Bir00a].

Az ionforrások fejlesztésének egy másik irányzata a 2,45 GHz-es ionforrások alkalmazása nagy intenzitású nyalábáramok előállítására [Mat99]. Ezekben az ionforrásokban a mágneses teret drasztikusan csökkentik, amely azt eredményezi, hogy már nem képesek többszörösen lefosztott ionokat létrehozni, viszont igen nagy intenzitású egyszeresen töltött nyalábokat képesek előállítani.

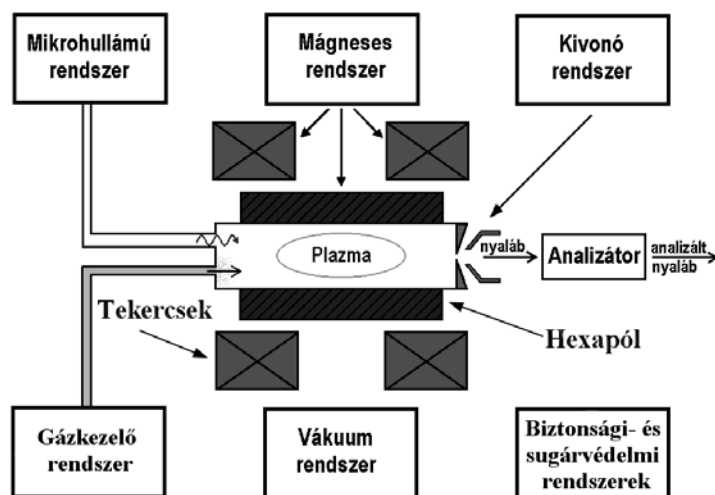
A mai modern ionforrások közül némelyik már 28 GHz-es frekvenciát alkalmaz, de említést tettek már 35 GHz-es frekvencia alkalmazásáról is (proc. ICIS'2001); vannak teljesen szupravezető vagy éppen teljesen permanens mágneseket alkalmazó ionforrások is. Az ionforrások fejlesztését főleg a magfizikai alkalmazásokban igényelt nagytöltésű, nagy intenzitású nehéz ionnyalábok

előállítására ösztönzi, mely kihívásnak eleget is tesznek az ionforrás fejlesztésével foglalkozó fizikusok.

A meglévő ionforrások többsége egyedi tervezésű és készítésű, de a legsikeresebbekből több példány is készült és manapság már meg is lehet rendelni ionforrást az erre szakosodott cégektől. Az ECR ionforrások túlnyomó többsége fantáziánévvel van ellátva, melyeknek egy része a „származására” (például MINIMAFIOS), vagy az üzemeltető laborra (ATOMKI-ECRIS), esetleg valamilyen speciális tulajdonságára vagy alkalmazási területére utal (SUPERSHYPIE, mely az ionfelület, ion-atom és ion-molekula kölcsönhatások tanulmányozására épített ionforrás).

2.2. Az ECR ionforrás felépítése és működési elve

Az ECR ionforrás esetén az ionok magas lefosztottságának eléréséhez két fontos feltétel kell teljesüljön. Az első feltétel az ionok élettartamának növelése, ami azt jelenti, hogy az ionokat relatíve hosszú időre a kamra belsejébe kell koncentrálni. Ellenkező esetben gyorsan elérik a kamra falát, ahol rekombináció, áttöltődés stb. következtében elvesznek, vagy visszatérnek ugyan, de ionizáltsági fokuk nagymértékben lecsökken. A hosszú élettartam azért is fontos, hogy az elektronoknak legyen elég idejük lépésenként (step-by step módon) többszörösen ionizálni az atomokat. A második feltétel a kamrában kialakult plazma elektronhőmérsékletének növelése. Az elektronokat magas hőmérsékletre kell emelni, vagyis a belső héjak kötési energiájának is megfelelő, vagy annál nagyobb energiát kell velük közölni oly módon, hogy az ionok az energia felvételből a lehető legkisebb arányban részesüljenek.



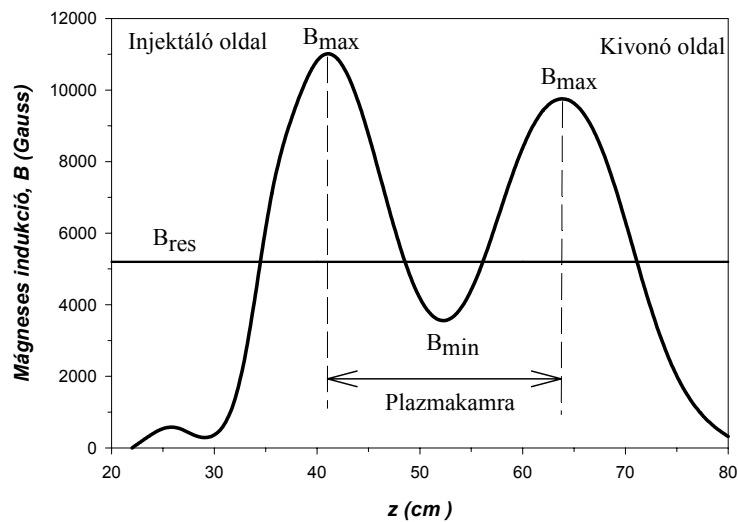
2.1. ábra. Az ECR ionforrás felépítése.

A 2.1. ábra az ECR ionforrás szerkezetének blokkdiagramját mutatja be, melyen megfigyelhető a plazma összetartását biztosító mágneses csapda, az alacsony nyomású gázt biztosító vákuum- és gázkezelő rendszer, az ionok keltéséért felelős mikrohullámú rendszer és az ionok kivonását és transzportját végző rendszerek. Nem feledkezhünk meg az ionforrás működését közvetlenül nem befolyásoló, ám nagyon fontos biztonsági rendszerről sem, mely egyrészt az ionforrást működtető személyzet szempontjából kiemelt fontosságú, másrészt megakadályozza a nagy értékű berendezés esetleges károsodását.

Nagyfeszültségű, magasan lefeszített ionnyalábok eléréséhez a fenti alkotóelemek azonos fontossággal bírnak, hiszen hiába tudnánk előállítani nagy mennyiségben ionokat, ha nem lennének képesek jó hatásfokkal kivonni és a céltárgyra eljuttatni őket (vagy éppen fordítva), hogy csak egy példát említsek a sok közül. Ennek megfelelően az ionforrás minden része fokozott figyelmet igényel, kutatásuk és optimális paramétereik meghatározása napjainkban is folyamatban van.

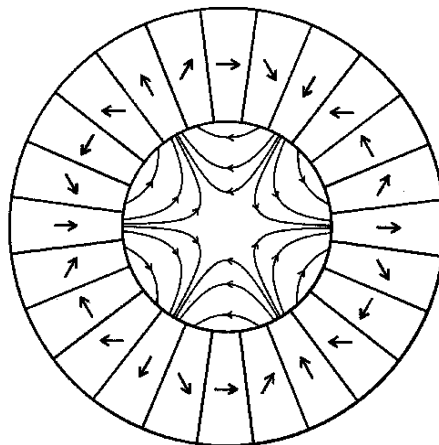
2.2.1 Mágneses csapda

A plazma az anyag negyedik halmazállapota, mely a világegyetem nagy részét alkotja. A Földön azonban, szabad állapotban a plazma csak igen rövid ideig található meg, mivel az elektromosan töltött részecskék között ható Coulomb erő hatására ezek nagyon hamar semlegesítődnek. Szükség van tehát a plazma laboratóriumi körülmények közötti előállítására és fenntartására, mely a plazmafizika talán legnagyobb kihívása. A plazma összetartása mágneses erők segítségével történik. ECR ionforrás esetén egy komplex mágneses tér tartja össze a plazmát, mely két egymástól függetlenül előállított mágneses tér szuperpozíciójából alakul ki. Az axiális mágneses teret elektromágneses (esetenként szupravezető) tekercsek, míg a radiális mágneses teret multipólus állandó mágnesek (néhány esetben itt is szupravezető mágnesek) hozzák létre. A Lorentz erő következtében az elektronok a mágneses erővonalak mentén, mintegy azokhoz kötve, spirális pályán mozognak mindaddig, amíg ütközést nem szenvednek. A 2.2. ábrán a mágneses indukció tengely irányú eloszlása látható. Az ilyen elrendezést mágneses tükröknek nevezzük, melyben a tükrözési arány $R = B_{max}/B_{min}$. Ebben a mágneses térben a töltéshordozók úgy mozognak, hogy mágneses nyomatékuk ($\mu = mv_{\perp}^2/2B$) és összenergiájuk állandó marad. Ez a részecske sebességének a mágneses indukció irányába és az arra merőleges vetületeinek állandó változását eredményezi. Amikor a párhuzamos sebességkomponens értéke zéróvá válik, a töltött részecske visszaverődik (tükröződik) és elindul az ellenkező irányba (bővebben a 2.3. fejezetben). Így jön létre a plazma axiális csapdázása.



2.2. ábra. A mágneses indukció tengely irányú eloszlása.

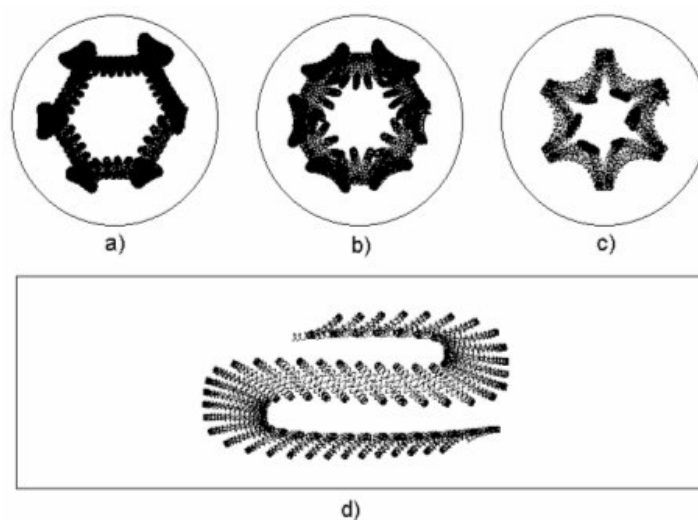
Az axiális térre rátevődik a multipólus mágnesek által létrehozott radiális tér. Általában különböző konfigurációjú állandó mágneseket alkalmaznak, négy pólus (kvadrupól), hat pólus (hexapól), nyolc pólus (oktupól) stb., és ezek lehetnek nyílt vagy zárt konfigurációban. A 2.3. ábra egy hatpólusú, 24 szegmensből álló mágnest mutat be.



2.3. ábra. Hexapól mágnes és erőtere Halbach-féle elrendezésben (metszeti ábrázolás).

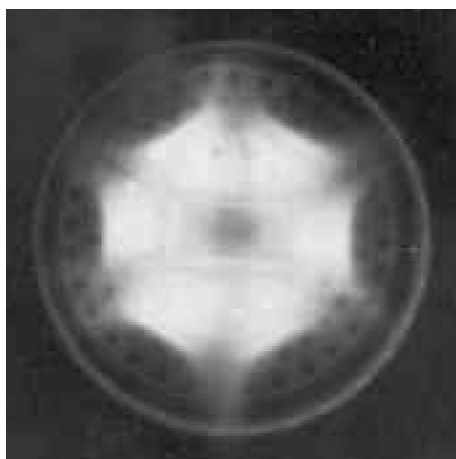
Az összetevődés eredményeként bonyolult szerkezetű mágneses tér jön létre, melyet *B-minimum* mágneses térnek nevezünk. Ez a mágneses tér egymásba zárt, közelítően ellipszoid

alakú, zárt ekvimagnetikus felületekből áll. Lényege az, hogy a rendszer középpontjából bármely irányba kiindulva egy töltéshordozó mindig növekvő indukciójú mágneses térrel találkozik, amely az elektronok csapdázásához, s így a plazma összetartásához vezet.



2.4. ábra. Elektron pálya az ECR plazmában (TrapCAD szimuláció)
a,b,c- kamra hátulnézet, d- kamra oldalnézet.

A 2.4. ábra egy csapdázott elektron pályáját mutatja be a mágneses csapdában. Az ábra a TrapCAD [Vám94, Vám96] szimulációs program segítségével készült. A 2.5. ábra pedig egy a plazmáról készült fotót mutat be.



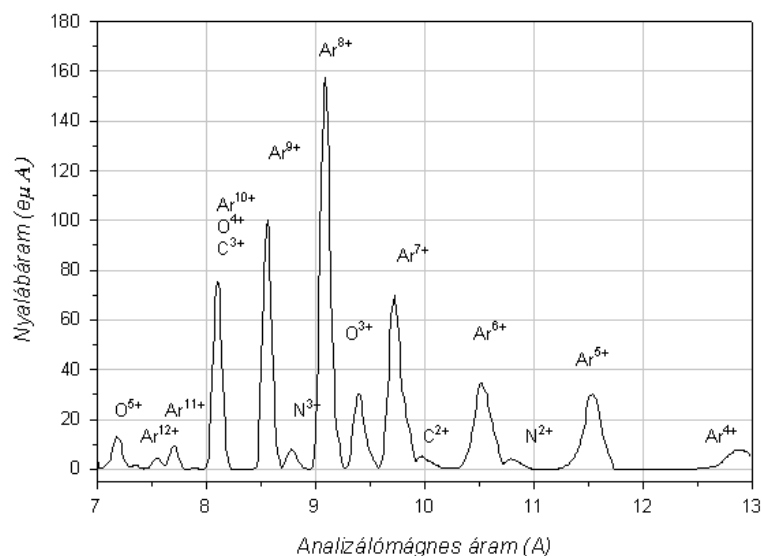
2.5. ábra. ECR plazmáról készült fotó. Megfigyelhető a hat pólus
ugyanúgy, mint a 2.4.a-c. ábrákon.

2.2.2. Nagytöltésű ionok keltése és ionizáció

Az ionforrás működési elvét az ATOMKI-ECR példáján keresztül szemléltetem. A tekercsek és a hatpólusú (hexapól) állandó mágnes által létrehozott *B-minimum* mágneses térben helyezkedik el az ionforrás plazmakamrája. Az ATOMKI-ECR esetében az axiális mágneses tér maximális indukciója $1,2\ T$, míg a hexapól tere maximálisan $0,9\ T$ értékkel rendelkezik. A szerkezet geometriájából adódóan zárt, közelítően ellipszoid alakú ekvimagnetikus felületek alakulnak ki, melyeken a mágneses indukció ugyanazzal az értékkel rendelkezik. A plazma előállításának érdekében az ionforrás vákuumkamrájába $14,5\ GHz$ frekvenciájú mikrohullámot csatolunk be. A frekvencia megválasztása geometriai és pénzügyi megfontolások eredménye. Magasabb frekvencia választása nagyobb külső geometriai méreteket, erősebb mágneses tér előállításának szükségességét és természetesen magasabb költségeket jelent, ám nagyobb elérhető lefeszítettséget ad [Gel96]. A fent említett felületek között található olyan is, amelyen a mágneses tér indukciója $0,52\ T$ értékkel rendelkezik. Az ionforrás vákuumterében, kis mennyiségben mindig léteznek szabad elektronok, melyek a $0,52\ T$ mágneses térben éppen $14,5\ GHz$ körfrekvenciával végeznek körmozgást ($\omega = eB/m$). Ezen a felületen áthaladó elektronok rezonanciába kerülnek a becsatolt mikrohullámmal, melynek következtében stochasztikus módon energiát nyernek a mikrohullámú sugárzás elektromos terétől úgy, hogy a sebességüknek csak a mágneses erővonalakra merőleges komponense változik meg. A fent leírt jelenséget elektron ciklotron rezonanciának (2.3.2.-ben visszatérek rá), míg a felületet melyen ez végbemegy ECR- vagy rezonáns zónának nevezzük. Az ionforrásba vezetett munkagáz atomjait, molekuláit (esetlegesen különböző módszerrel előállított fématomokat), az így nyert nagy energiájú elektronok ionizálják. A berendezésben magas vákuumállapot létrehozása szükséges az ionok és az atomok között végbemenő töltéscicserélődési folyamatok csökkentése érdekében.

2.2.3. Iontranszport és kiválasztás

Az ionforrásból az ún. plazmaelektródán keresztül vonható ki az ionnyaláb. A plazmaelektróda általában kör alakú réssel ($6 \sim 12\ mm$ átmérőjű) ellátott elektróda. Az ionforrás magas pozitív potenciálon található ($10 \sim 30\ kV$) melynek segítségével a kivonás is történik. A nyalábot a továbbiakban nyalábformáló elektromos lencserendszereken keresztül (Einzel lencsék) egy analízátorhoz vezetjük. Az analízátor egy 90° -ban eltérítő elektromágnes, melyben tömeg/töltés (m/q) arány szerint az ionok szétválaszthatók (2.6. ábra). Ezek után újabb ionoptikai berendezések segítségével a nyaláb a céltárgyra, vagy a specifikus felhasználás helyére juttatható.



2.6. ábra. Tipikus ECR nyalábspektrum: *Ar* plazma,
 Ar^{9+} kivonásra optimalizált töltésállapot, mikrohullámú teljesítmény 600 W.

Az ionáram folyamatos megfigyelésével, az ionforrás a kiválasztott ion előállítására hangolható. A hangolás egy igen komplex és időigényes folyamat, melynek során az ionforrás makroszkopikus paramétereit (gáznymás, mágneses tér, mikrohullámú teljesítmény, kivonó optika helyzet és feszültség stb.) ciklikusan addig változtatjuk, amíg a nyalábáram maximális (vagy a kívánt) stabil értékkel rendelkezik. Mivel az ECR plazmában az ionokra nem teljesül rezonancia feltétel, energiához csak az elektronokkal történő ütközések során jutnak. Egy ilyen ütközéskor az energiaátadás igen csekély, ezért az ionok nem tesznek szert számottevő energiára és hidegek maradnak ($T_i \approx 0$). Mivel a gyorsítófeszültség nem visz be energiakülönbséget, a nyalábban a különböző ionok energiaszórása nagyon kicsi, ami az ECR ionforrás egyik nagy előnye más ionforrásokhoz képest.

2.2.4. „Trükkök” a magasan lefosztott ionok hányadának növelésére

Az ECR ionforrás nagytöltésű nehézionok előállítására szolgáló berendezés. A kivont nyaláb töltéseloszlásának a magasabb töltések irányába történő eltolására több módszert dolgoztak ki. A módszerek (trükkök) igen hatékonyak és optimális paramétereik kísérletileg behatároltak. Azonban a hatásmechanizmusuk csak kevésbé ismert és számos kutatóintézetben intenzív kísérletek folynak feltárásuk érdekében. Ilyen trükkök az „elektroda-módszer”, a plazmakamra bevonása Al_2O_3

réteggel, gázkeverés, impulzus üzemmód és „afterglow” vagy plazmák előállítása szilárd anyagokból. Köszönhetően a felsorolt módszereknek, a kezdetben egyszerű ECRIS manapság újra bonyolódik a sokrétű alkalmazás és növekvő nyalábigényeknek megfelelően. Vegyük sorra ezeket a módszereket.

a) Az „elektroda-módszer”

A kivont nyaláb összetételére talán ez van a legszembetűnőbb hatással [Mel90]. A közismert nevén „biased-disk” egy a plazmakamra falához képest negatívan előfeszített, általában kör alakú elektroda. Feszültség alkalmazásakor a magasan lefosztott ionok árama az illető töltésállapottól függően 2, 3 vagy akár többszörösére is megnövekedhet. Az elektroda anyagának, formájának, méretének és helyzetének függvényében optimalizálható a kivont nyaláb [Bir00b]. Az elektroda használatakor a plazmában lejátszódó jelenségek még nincsenek tisztázva, de egyre inkább bebizonyosodni látszik, hogy a plazmapotenciált változtatja meg oly módon, hogy kedvezőbb feltételeket teremt az ionok csapdázásához és kivonásához és nem a plazma elektronsűrűségét növeli. A Langmuir-szoda alkalmazása lehetőséget nyújthat a jelenség jobb megértéséhez. A jelen dolgozatban bemutatásra kerülő kísérleti és elméleti fejlesztések kezdetben kifejezetten az „elektroda-módszer” hatásmechanizmusának megfejtésére irányultak, ezért a későbbiekben erre még visszatérek az eredmények tárgyalásánál.

b) A plazmakamra falának bevonása (Wall coating)

A plazma elektronsűrűsége megnövelhető a plazmakamrának egy magas szekunder elektron emissziós együtthatójú réteggel való bevonásával. A jelenség észlelése először az ionforrásnak SiH_4 -el történő üzemeltetése után történt, amikor a kivont O^{7+} és O^{8+} ionok áramai nagymértékű növekedést mutattak [Lyn87]. Különböző kilépési munkával rendelkező anyagok alkalmazásával a hatás mértéke változik a különböző elektronhozamok miatt. Az effektus kétféleképpen hozható létre. Az egyik módja az ionforrás üzemeltetése megfelelő anyag jelenléte mellett, mely a nem tökéletes összetartás miatt eljut a plazmakamra falára és ott lecsapódik bevonva azt. A másik módja elhelyezni egy vékony hengert a kamrába úgy, hogy az érintkezzen a kamra falával. Erre a célra általában Al használatos. A henger falán létrejön egy Al_2O_3 réteg, amely magas szekunder elektron emissziós együtthatóval rendelkezik. A plazmát elhagyó részecskék beleütköznek az Al_2O_3 rétegbe, nagyszámú elektront váltanak ki, amelyek bekerülve a plazmába növelik annak elektronsűrűségét. A legújabb kutatások szerint még jobb hatást lehet elérni olyan hengerekkel, amelyeken kémiai úton hozzák létre az Al_2O_3 réteget [Kid01, Sch01].

c) Gázkeverés (Gas-mixing)

A gázkeverés módszerének a kivont nyaláb összetételére kifejtett jótékony hatását először A.G. Drentje [Dre85] és H. Beuscher [Beu85] mutatták ki. Azt tapasztalták, hogy a magasan lefosztott ionok intenzitása megnövekszik, ha a plazmához egy könnyebb elemet kevernek. Adalékgázként általában hélium, nitrogén vagy oxigén használatos. Empirikusan kimutatták, hogy optimális a gázkeverés hatása, ha $Z_{mix} \leq Z_{ion}/2$ [Ant89], ahol Z_{mix} a keverék gáz rendszáma és Z_{ion} a munkagáz rendszáma. Az efféktust lehet magyarázni azzal, hogy az ion-ion ütközések folyamán energia adódik át a nehezebb iontól a könnyebb ionnak, ami által lecsökken a nehéz ionok energiája. Ez az energiaveszteség, vagy nevezhetjük hűtésnek is, a nehéz ionok jobb csapdázását eredményezi. Ezt az elméletet alátámasztani látszanak más kísérleti [Dre92] és elméleti [Shi92] eredmények is.

d) Impulzus üzemmód és „afterglow”

A legtöbb ECR ionforrás folyamatos üzemmódban szolgáltat ionnyalábot. Azonban nem ez az egyetlen lehetséges üzemeltetési forma. Az alábbiakban két másik üzemmódról teszünk említést. Az első az impulzus üzemmód, melyet főleg nagytöltésű ionnyalábok előállítására használnak. A módszer lényege abban áll, hogy az ionforrásba rövid impulzusokban juttatunk be mikrohullámot [Bou85]. Ezzel nagymértékben javulnak a makroszkopikus hűtési feltételek. Meggátoljuk az ionforrás belsejének felmelegedését, melynek következtében lecsökken a falakról deszorbeálódó gázok hozama, javul a nyomás az ionforrásban és így kedvezőbb feltételek alakulnak ki a nagytöltésű ionok előállításához. Az impulzus üzemmód alkalmazásának egy másik területe az, amikor az ionforrás nagyenergiájú gyorsítók injektoraként működik és az utógyorsító ugyancsak impulzus üzemmódban hajtja végre a gyorsítást.

A másik módszer az ún. „afterglow”, amit először Grenoble-ban figyeltek meg az ionforrás impulzus-üzemmódú alkalmazása közben [Mel88]. A jelenség lényege abban áll, hogy az ionforrásba injektált mikrohullám kikapcsolása után, a plazma megszűnése folyamán, rövid ideig (~ 1 ms) ki lehet vonni ionnyalábot a plazmakamrából, amelyben a nagytöltésű ionok árama megnő. Az „afterglow” periódusban 0.5-2 ms tartományban az ionáram impulzus alakja és hossza befolyásolható az ionforrás paramétereinek optimalizálásával (mikrohullámú teljesítmény, mikrohullámú impulzus hossza, nyomás, mágneses tér stb.). A jelenséget magyarázni lehet azzal, hogy az ionokat csapdázó negatív potenciálvölgy (ld. 2.3.2. 4. alpont) megszűnik a mikrohullám kikapcsolásával: az elektronpopuláció rohamosan megszűnik, a kvazineutralitás miatt pedig, az ionok kényszerítve vannak a plazma elhagyására. Ezért történhet meg az, hogy rövid ideig megnövekedhet a kivont nyalábáram [Sor92, Bri90].

e) Plazmák szilárd anyagokból

Az ionforrás kutatásának kezdeti szakaszában plazma előállításra kizárólag gázok voltak alkalmasak. Később igény mutatkozott különböző fémplazmák és ionnyalábok előállítására is, és ez indította el a fejlesztéseket ebben az irányban.

Az egyik legkényelmesebb és legtisztább a porlasztásos (sputtering) módszer [Har94]. Ebben egy fém mintát radiális vagy más porton keresztül juttatunk be a plazmakamrába elkerülve a rezonáns zónát, ahol megolvadhat. A mintatartót elektromosan szigeteljük, majd a kamra falához képest negatív feszültséggel látjuk el. Fémionok előállításához könnyű elemből (oxigén, hélium) plazmát hozunk létre. A plazmában lévő ionokat magához vonzza a minta és az ütközés következtében a mintából atomok szakadnak ki. Az atomok bekerülnek a plazmába, ionizálódnak és onnan kivonhatók. A minta anyagától függően (*Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni* stb.) [Har97, May98] a szükséges feszültség általában néhány száz és néhány ezer volt közötti érték. A módszer hátránya, hogy a minta eróziója nem egyenletes és így kicsi minták esetén nem hatékony. Előnye viszont az, hogy az ionforrásba egyszerre sok minta helyezhető el külön-külön bevezetőkön és használatukkor csak a feszültséget kell rájuk adni.

Egy másik módszer miniatűr kemencét alkalmaz fém- és egyéb ionok létrehozásához. A módszert Grenoble-ban a CAPRICE ionforráson fejlesztették ki [Hit93]. A kemencét fűtőszállal veszik körül és *1100-1400 °C*-ig felmelegítik, elolvastva a mintát. Igen hatékony ez a módszer például ritka izotópok használatára. A debreceni ATOMKI-ECR-ben nemrég kifejlesztésre került kemence, fullerén párologtatását teszi lehetővé [Bir02]. A felhasznált minta ebben az esetben por formájában kerül egy kicsiny lyukkal ellátott kapszulába a kemence belsejébe.

Az ún. MIVOC módszert (Metallic Ions from Volatile Compounds) [Koi98] a Jyväskylä egyetemen fejlesztették ki. Magas vákuum gőznyomással rendelkező ún. metallocén (pl. $Fe(C_5H_2)_2$, $Ni(C_5H_2)_2$ stb.) keveréket helyezünk el egy kamrában, melyből elegendő mennyiségű fémion kerül a plazmába ahhoz, hogy nagytöltésű, nagy intenzitású nyalábokat hozhassunk létre. A kamra elhelyezhető az ionforráson kívül, vagy az ionforrás belsejében is [Sti99a]. A módszer egyik nagy előnye, hogy nem igényel fűtést vagy elektromos előfeszítést. Hátránya viszont az, hogy nagymennyiségű szénnel szennyezi az ionforrást. Ezért általában egy eltávolítható alumínium hengerrel védik a plazmakamrát.

2.3. Az ECR ionforrás működésének plazmafizikai alapjai

Az ECR ionforrás leglényegesebb, működését leginkább meghatározó része az ECR plazma, ugyanakkor ennek megismerése jelenti a legnagyobb kihívást is. Ebben a fejezetben néhány, a

plazmákra általános érvényű elméleti kérdést mutat be a teljességre való törekedés igénye nélkül, ám kitérve a szonda alkalmazásánál lényeges aspektusokra.

2.3.1. Általános plazmafizikai jellemzők

1. Kvázineutralitás

A plazmának definíciójából következő tulajdonsága, hogy megtartja közelítő elektromos töltésszemlegességét, azaz teljesül az

$$e \cdot \sum_i n_{ion,i} - en_e = 0 \quad (2.1)$$

kvázineutralitási egyenlőség, ahol $n_{ion,i}$ az i -szeresen ionizált ionok, n_e az elektronok sűrűsége, i az ionok lefosztottsága és e az elemi töltés. Ez a feltétel makroszkopikusan, tehát a plazma egészére érvényes. Mikroszkopikus szinten eltérések mutatkozhatnak a szemlegességtől, és töltésszétválasztódás jöhet létre. A szétválasztódás nagyon kicsi térrészben, csak az ún. Debye távolságon belül történhet meg (ld. 2.3.1. 2.). A 2.1. egyenletől való eltéréseknek nagy jelentősége van a szonda karakterisztika értelmezésére általam kidolgozott elméleti modell szempontjából (ld. 5.2. és 5.3).

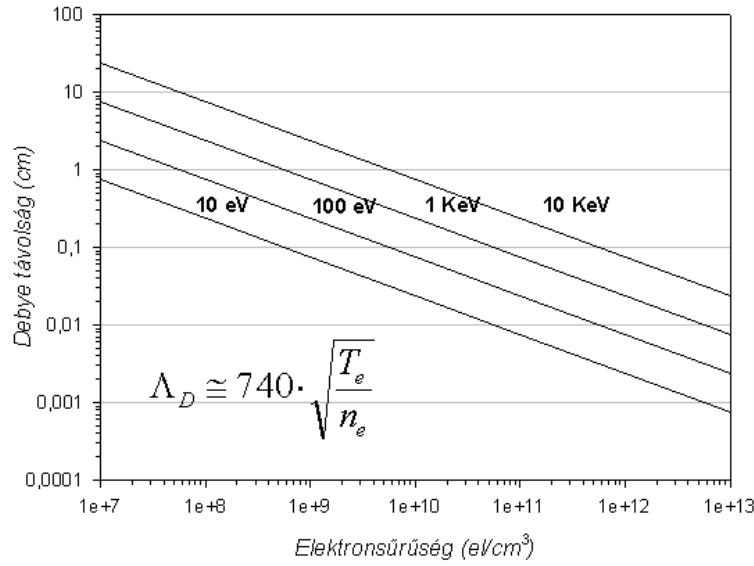
2. Plazma burok és Debye hosszúság

Minden a plazmával kapcsolatba kerülő felület közelében létrejön egy különleges, a plazmától lényegesen különböző tulajdonságokkal rendelkező, töltött részecskéket tartalmazó réteg, az ún. burok. A burok fő jellemzői, hogy benne a plazmától eltérően nagy elektromos terek vannak jelen és az ott található töltések nincsenek egymással egyensúlyban, tehát a kvázineutralitás feltétele már nem teljesül. Ez a réteg leárnýékolja a fal (amely lehet a kamra fala vagy egy elektróda felülete) elektromos potenciálját melynek következtében a plazma nem érzi a fal jelenlétét. A réteg kiterjedését meghatározó faktorok a fal vagy elektróda potenciálja és a plazma belső paraméterei. A burok vastagsága néhány Debye hosszúságnyi (Λ_D) és megadható, mint

$$\Lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}} \quad (2.2)$$

ahol ε_0 a vákuum permittivitása, k a Boltzmann állandó és T_e az elektron hőmérséklet. Ezen a távolságon belül a fal potenciálja e -ed részére csökken. A Debye távolságnak fontos szerepe van a plazma meghatározásában. Azt az ionizált gáz elegyet nevezzük plazmának, melyben a plazmarészecskék közötti távolság kisebb, mint a Debye hosszúság és ez kisebb, mint a plazma makroszkopikus mérete,

$$\sqrt[3]{\frac{1}{n}} \ll \Lambda_D \ll L \quad (2.3)$$



2.7. ábra. Debye távolság az elektron hőmérséklet és koncentráció függvényében.

Tipikus értékek ECR-re: $n_e \sim 10^{11} \text{ el}/\text{cm}^3$, $T_e = 10 \text{ eV}$, Debye hossz $\Lambda_D \approx 1 \text{ mm}$.

ahol L a plazma karakterisztikus hossza. Ha az $L < \Lambda_D$ feltétel teljesülne, akkor a tér telítve lenne olyan szabad töltéshordozókkal, melyek között csak kölcsönös két-test kölcsönhatások léteznének, amely ellentmondana a plazma definíciójának. Tipikus Debye távolság értékeket mutat be a 2.7. ábra [Gel96]. Elhelyezhetjük az ECR ionforrást ezen a diagramon tudva azt, hogy a plazma hideg részének elektronsűrűsége $\sim 10^{11} \text{ el}/\text{cm}^3$ és az elektronok átlagos párhuzamos energiája 10 eV nagyságrendű.

A plazma-fal határreteg tulajdonságait közelebbről is megvizsgáljuk az elméleti modell tárgyalásánál a töltéshordozók begyűjtése szempontjából (ld. 5.2).

3. Plazmafrekvencia

Az ECR ionforrások viselkedésében nagyon fontos szerepet játszanak a plazmarezgések. Csak meghatározott kritikus frekvenciánál magasabb frekvenciájú külső elektromágneses hullámok terjedhetnek a plazmában, míg az ennél alacsonyabb frekvenciájúak visszaverődnek a plazma határfelületéről. A kritikus frekvenciát levágási frekvenciának nevezzük.

Tekintsünk egy plazmát mely egyenletes töltéeloszlású, egyenlő számú elektront és pozitív töltést tartalmaz. Ha az elektronokat kimozdítjuk egyensúlyi helyzetükből, a plazmában létrejön egy elektromos tér, mely igyekszik visszaállítani a plazma kvázineutralitását. Az elektromos tér az elektronokat eredeti helyzetük felé gyorsítja, ezáltal kényszeríti, hogy az egyensúlyi helyzet körül rezgéseket végezzenek. A rezgés frekvenciája a plazma egyik jellemző paramétere és plazmafrekvencia néven ismeretes. A rezgés egyik jellemzője, hogy annyira gyorsan történik, hogy az ionok közben nem változtatják meg helyzetüket. Poisson egyenletéből levezethető a plazmarezgés ω_p körfrekvenciája melyet az alábbi összefüggés határoz meg [Che65],

$$\omega_p = \left(\frac{e^2}{m_e \epsilon_0} n_e \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

ahol m_e az elektron tömege. Látszik az egyenletből, hogy a plazmafrekvencia csakis az elektronsűrűség függvénye. A fenti egyenlet megjeleníthető kényelmesebben kezelhető formában is,

$$f_p \cong 9000 \sqrt{n_e} \quad (2.5)$$

ahol f_p a plazmarezgés frekvenciája Hz -ben és az elektronsűrűség cm^{-3} -ben. A (2.5) egyenlet segítségével kiszámítható a $14,5 GHz$ -es mikrohullámhoz tartozó n_c levágási elektronsűrűség

$$n_c = 2,6 \cdot 10^{12} \quad el/cm^3 \quad (2.6)$$

4. Ciklotron frekvencia

Mágneses térben csapdázott plazmák esetében egy másik jellegzetes frekvenciát is meg kell említenünk, mégpedig a ciklotron frekvenciát. Mágneses térben mozgó töltött részecskére hat a Lorentz erő,

$$\vec{F} = e \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.7)$$

ahol $\vec{v}$ az elektron sebessége és $\vec{B}$ a mágneses indukció. Látható, hogy a sebesség párhuzamos komponensére a mágneses tér nincs hatással, így a részecskére ható erő nagysága írható, mint

$$F = ev_{\perp} B \quad (2.8)$$

ahol $v_{\perp}$ a sebességnek a mágneses térre merőleges komponense. Ez az erő a mágneses erővonal körüli körpályára kényszeríti a részecskét. A mozgás sugarát Larmor-sugárnak nevezzük és kiszámíthatjuk, ha a fenti egyenletben az erőt helyettesítjük a centrifugális erővel ($F = m_e v^2 / r$),

$$r = \frac{m_e v_{\perp}}{eB} \quad (2.9)$$

Tipikus elektronhőmérsékletek ($1-10^3$ eV) és mágneses terek (néhány kG) esetén, a Larmor-sugar értéke 0,1 mm és 1 cm között változik. Mivel a párhuzamos sebesség nem változik meg, az eredő mozgás a mágneses erővonal körüli spirális mozgás lesz.

Az elektron körmozgásának frekvenciáját ciklotron frekvenciának (f_c) nevezzük, mely kiszámítható az ω_c körfrekvenciából.

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} = 2\pi f_c \quad (2.10)$$

ahonnan

$$f_c = 2.8B \quad (2.11)$$

ahol $[B]=kG$ és $[f_c]=GHz$. Tipikus érték, pl. a $B = 5,2$ kG mágneses indukció, ahol az elektronok körmozgásának frekvenciájára 14,5 GHz-et kapunk, amely megegyezik a mikrohullámú tér frekvenciájával.

Végül megjegyezzük, hogy az ionokra is hat hasonló erő, de a nagy tömegüknek köszönhetően, ugyanazzal az energiával, ugyanabban a mágneses térben elhelyezett ion

körmozgásának sugara két nagyságrenddel nagyobb és a forgásirány ellentétes az elektronokéval. Az ionoknál azonban nem jön létre körmozgás a nagy ütközési frekvencia miatt.

5. A plazmarészecskék közötti kölcsönhatások

A plazma részecskéi között létrejövő kölcsönhatásokat alapvetően két csoportra oszthatjuk:

5.a. Rugalmas ütközések

A rugalmas ütközések során az ütközésben résztvevők töltésállapota nem változik meg. Magas ionizációs fokú plazmában a Coulomb-szórás a kölcsönhatás alapvető formája. Általában a szórás nagytávolságú találkozások sokasága révén fokozatosan megy végbe, ami azt jelenti, hogy egyetlen részecske több más részecskével hat egyidejűleg kölcsön, amely végül a nagy szögű szóráshoz vezet ($\sim 90^\circ$). Az egyre halmozódó kis eltérések révén fogja a részecske végül is teljesen megváltoztatni haladási irányát, amit ütközésnek is nevezhetünk. Az ilyen típusú ütközéseket *Spitzer-ütközésnek* nevezzük [Spi62]. Az elektron-elektron ütközések gyakoriságát, 90° -os eltérést tekintve, Spitzer munkái nyomán számíthatjuk ki:

$$\nu_{ee} = 5 \times 10^{-6} n_e T_e^{-3/2} L_{ee} \quad (2.12)$$

ahol n_e az elektronsűrűség cm^{-3} -ben, T_e az elektronthőmérséklet eV -ban és L_{ee} az ún. Coulomb logaritmus elektron-elektron párra. Hasonlóan az elektron-ion ütközési gyakoriság felírható, mint:

$$\nu_{ei} = 2 \times 10^{-6} n_e z_i^2 T_e^{-3/2} L_{ei} \quad (2.13)$$

ahol z_i az ion töltése és L_{ei} a Coulomb logaritmus elektron-ion párra, és az ion-ion ütközési gyakoriság, mint

$$\nu_{ii} = 7 \times 10^{-8} A^{-1/2} n_i z_i^4 T_i^{-3/2} L_{ii} \quad (2.14)$$

ahol A az ion tömege atomi tömegegységben, n_i az ionok koncentrációja, T_i az ion hőmérséklete és L_{ii} a Coulomb logaritmus ion-ion párra.

A Coulomb erők hosszú hatósugarú erők így elméletileg nagytávolságú találkozások a plazma egész térfogatára kiterjedhetnek. Azonban az árnyékolási effektus miatt a számítások során elég a Debye távolságra korlátozni az erők hatósugarát.

5.b. Rugalmatlan ütközések

A rugalmatlan ütközések során az ütközésben résztvevő ion töltésállapot is megváltozik. Az ütközések gyakorisága általánosan felírva a következő alakú:

$$\chi = n < \sigma v > \quad (2.15)$$

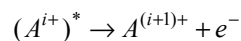
ahol n az ütköző részecskék sűrűsége, σ az adott sebességhez tartozó ionizációs hatáskeresztmetszet és v a relatív sebesség. Mivel általában az ütköző részecskék sebessége nem azonos, ezért a (2.15) egyenlet jobb oldalán átlagolni kell a kialakult sebességeloszlásnak megfelelően. A rugalmatlan ütközéses folyamatok közül kettő játszik jelentős szerepet az ECR ionforrás működésében: az egyszeres elektron ütközéses ionizáció és az ionok közötti töltéscserével járó ütközés. Ion-elektron direkt rekombináció is végbemehet a hideg ion és egy alacsonyabb energiájú elektron között főleg a falak közelében, de valószínűsége nagyon kicsi a plazma térfogatában. E két folyamatot az alábbiakban részletesen ismertetem.

Ionizáció

Ionforrásokban az atomok ionizációját nagy energiájú elektronok végzik. Két jelentős ionizációs mechanizmust említhetünk meg. Az egyszeres elektronütközéses ionizációt, mely szimbolikusan a következőképpen írható le:



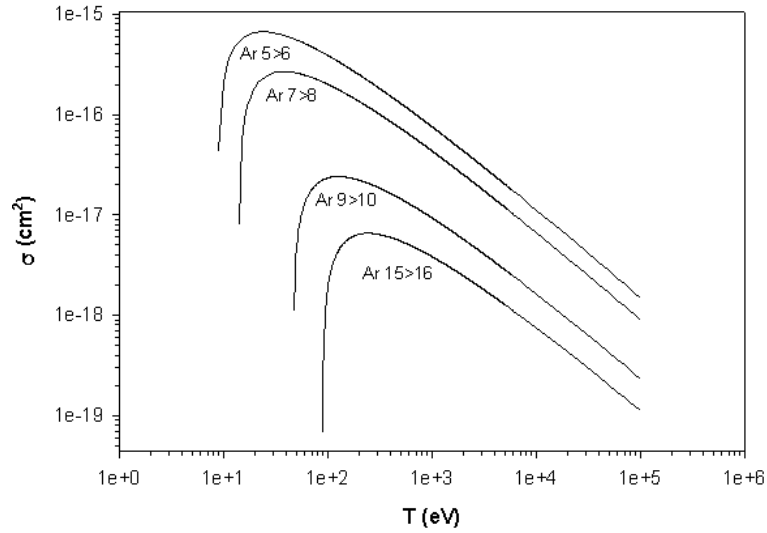
és a gerjesztéses egyszeres ionizációt mely a következő módon megy végbe:



A (2.16)-(2.17) összefüggésekben e^- az elemi elektromos töltést, A^{i+} az A atom i -szeresen lefosztott pozitív ionját és a * jel a gerjesztett állapotot jelöli. A többszörösen ionizált állapothoz az egyszeres ionizációk sorozata vezet (step-by-step ionization). Az egyszeres ionizáció hatáskeresztmetszetének kiszámítására több formula is ismeretes. Az egyik legelfogadottabb a következő [Mül80]:

$$\sigma_{i \rightarrow i+1}^{ion} = \frac{1.4 \times 10^{-13}}{P_i T_e} \ln \left(\frac{T_e}{P_i} \right) \quad (2.18)$$

ahol P_i az ionizációs potenciál és T_e az elektronenergia eV -ban és a hatáskeresztmetszetet cm^2 -ben kapjuk meg. A 2.8. ábra, jellemző ionizációs hatáskeresztmetszet-görbéket ábrázol.



2.8. ábra. Az ionizációs hatáskeresztmetszet változása az energia függvényében Ar esetében.

A (2.15) egyenletből következik, hogy az i töltésállapotból $i+1$ - be való átmenet átlagosan $\tau_{i \rightarrow i+1}$ idő alatt megy végbe,

$$\tau_{i \rightarrow i+1} = \frac{1}{n_e \langle \sigma_{i \rightarrow i+1}^{ion} v_e \rangle} \quad (2.19)$$

ahol v_e az elektronok sebessége. Jelölje τ_i^{ion} az i töltésű ionok élettartamát a plazmában, amely az az átlagos időtartam amelyben az ionok ki vannak téve az elektronok ionizáló hatásának. Ezt az

időtartamot a plazmakamrában kialakult mágneses tér geometriája és a plazmában létrejövő potenciálviszonyok szabják meg. Ahhoz, hogy az ionizáció megvalósuljon a $\tau_i^{ion} \geq \tau_{i \rightarrow i+1}$ egyenlőtlenségnek kell teljesülni. Adott elektronsűrűség mellett az $i \rightarrow i+1$ átmenetre (2.19)-ből:

$$n_e \cdot \tau_i^{ion} \geq \frac{1}{\langle \sigma_{i \rightarrow i+1}^{ion} v_e \rangle} \quad (2.20)$$

A jó hatásfokú ionizációhoz tehát a részecskesűrűség és élettartam szorzatának maximalizálása szükséges. Ez hasonló a termonukleáris fűzést megvalósítani igyekvő kísérletekből ismert Lawson-kritériumhoz, de míg ott a szükséges érték $10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$, addig az ECR ionforrásoknál $n_e = 10^{10} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ és $\tau^{ion} = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ s}$ értékekkel már jó eredményeket lehet elérni, így az $n_e \tau^{ion}$ szorzatra $10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ körüli érték adódik.

Töltéscserélődés

Az ionizációs folyamatokkal ellentétben, a rekombináció a plazmában jelenlévő ionok eltűnését vagy ionizáltsági fokuk csökkenését eredményezi. Ezért, fontos ezen mechanizmusok ismerete, mivel az ECR ionforrás fő feladatát, a nagy töltésű ionok előállítását gátolják meg. Két fő kategóriát különböztethetünk meg. Az ion-semlegesatom ütközéseket, amikor az ion egy semleges atom elektronjai közül fog be elektronokat és veszít töltéséből és az ion-ion töltéscserélődési folyamatokat. Általános esetben szimbolikusan az ionok közötti töltéscsere a következő képen írható fel:



A fenti egyenlet egy olyan ütközést ír le, melynek folyamán egyetlen elektron cserél gazdát. Lehetségesek olyan ütközések is, amikor több elektron is átadódik de a végbemeneteli valószínűségük jóval kisebb. A folyamat hatáskeresztmetszete az alábbi empirikus formula segítségével számítható ki [Mül77]:

$$\sigma_{i \rightarrow i-1}^{exch.} = 1.43 \times 10^{-12} Z_i^{1.17} P_{0 \rightarrow 1}^{-2.76} \quad (2.22)$$

ahol $P_{0 \rightarrow 1}$ az atom első ionizációs potenciálja és Z_i az ion töltése.

6. Töltéseloszlás a plazmában

A plazmában kialakuló töltéseloszlás az ionkeltési és veszítési folyamatok eredménye. ECR plazma esetén az i -szeresen lefosztott ionok koncentrációjának változása az alábbi módon adható meg:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e \langle \sigma_{i-1 \rightarrow i}^{ion} v_e \rangle n_{i-1} + n_o \langle \sigma_{i+1 \rightarrow i}^{exch.} v_{i+1} \rangle n_{i+1} - n_e \langle \sigma_{i \rightarrow i+1}^{ion} v_e \rangle n_i - n_o \langle \sigma_{i \rightarrow i-1}^{exch.} v_i \rangle n_i - \frac{n_i}{\tau_i^{ion}} \quad (2.23)$$

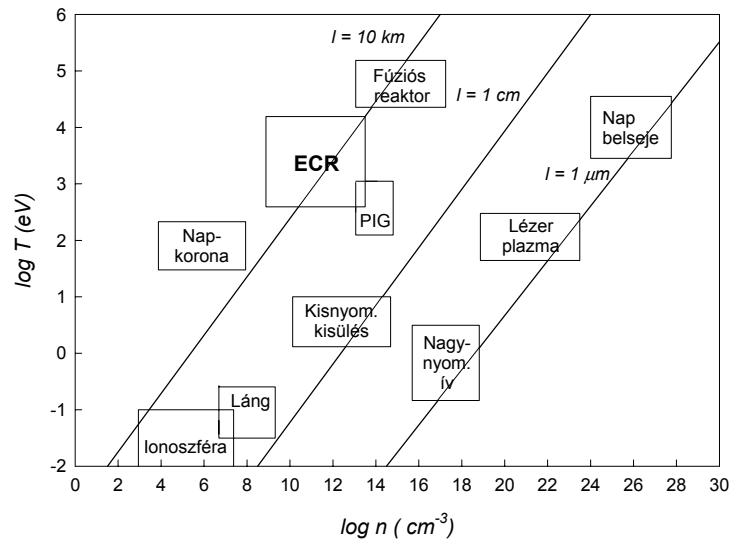
Dinamikus egyensúlyban az egyenlőtlenség bal oldala nulla. A jobb oldal első tagja az i - l -szeres töltésű ionok ionizációjából származó hozam, a második az $i+1$ -szeres töltésű ionok töltéscsere következtében i -szeres töltésűvé való rekombinációjának hozama. A harmadik tag a továbbionizálódás, a negyedik pedig a rekombináció miatti veszteséget fejezi ki. Az utolsó tagban szereplő τ_i^{ion} az ionokra vonatkozó összetartási idő, mely idő elteltével az ionok elvesznek (pl. a falba ütköznek). Az ionforrásban kialakuló töltéseloszlásban, a (2.23)-ban figyelembe vett folyamatokon kívül még más, kevésbé jelentős folyamatok is szerepet játszhatnak: az ionkeletkezéssel járó többszörös ionizáció és az ionvesztéssel járó elektronbefogásos rekombináció két fajtája, a radiatív és a dielektromos rekombináció. Ahhoz, hogy a töltéseloszlást megkapjuk a plazmában, a (2.23) egyenletet az összes ion összes töltésállapotára kell megoldani.

2.3.2. Az ECR plazma sajátos jellemzői

1. Plazmahőmérséklet

Ahhoz, hogy egy kezdetben túlnyomórészt semleges atomokat tartalmazó gázból plazmát hozzunk létre, a kis számban mindig jelenlevő ionok és szabad elektronok valamelyikének átlagos kinetikus energiáját külső energia betáplálásával az atomok ionizációs potenciálja fölé kell emelni. Az ECR ionforrásban az ionok elektronokkal való ütközések révén jutnak energiához. Az ütközés során átadható relatív kinetikus energia maximuma $4m_e/m_i$, ahol m_e és m_i az elektron és az ion tömege. Mivel az elektron tömege nagyságrendekkel kisebb az ion tömegénél, az elektron csak több ezer lépésben képes energiatöbbletétől megszabadulni, így az ionok nem tesznek szert számottevő energiára és „hidegek” maradnak. A folyamatos energiapótlás és az ezzel egyidejűleg, különböző mechanizmusok következtében fellépő energiavesztés miatt a komponensek közötti energiakülönbség folyamatosan fennmarad és stacionárius állapot jön létre. Az ECR plazma nem

egyensúlyi plazma, mely különböző ion- (T_i) és elektronhőmérséklettel (T_e) rendelkezik és ezek között fennáll a $T_e \gg T_i$ kapcsolat.



2.9. ábra. Különböző típusú plazmák a sűrűség-hőmérséklet síkon. Az ECR ionforrás az elektronhőmérsékletnek megfelelően van feltüntetve. l a szabad úthossz [Vám94].

A plazma tulajdonságait meghatározza a benne mozgó részecskék energiája, azaz a plazma hőmérséklete, és az egységnyi térfogatban lévő részecskék száma, azaz a plazma sűrűsége. A 2.9. ábrán látható a természetben előforduló és a laboratóriumi körülmények között előállított plazmák hőmérséklet és sűrűség szerinti felosztása, melyen az ECR plazma az elektronok hőmérsékletének megfelelően van feltüntetve. Látható, hogy az ECR ionforrás a magas hőmérsékletű típusok közé tartozik, megközelítve a fúziós reaktorok paramétereit, különbözik azonban ezektől az ionok hőmérsékletében amely nagyságrendekkel kisebb az ECR ionforrásban.

2. A plazma fűtése EM hullámmal. Elektron ciklotron rezonancia

A plazma részecskéi energiát a mikrohullám elektromos terétől vehetnek fel akkor, amikor a részecske mozgásának körfrekvenciája megegyezik a mikrohullám körfrekvenciájával. Mivel a mikrohullám frekvenciája adott, alkalmazva az ionokra a (2.10) egyenletet belátható, hogy csak az elektronok vehetnek fel rezonáns körülmények között energiát a mikrohullámtól. Ezt a jelenséget nevezzük elektron ciklotron rezonanciának.

Az elektronok energia felvételi mechanizmusának analitikus leírása általános esetben igen nehéz feladat [Can68]. Néhány egyszerűsítő feltétel bevezetésével lehet azonban olyan eredményekre jutni, amelyekkel számos kísérleti tapasztalat megmagyarázható, az általános tárgyalást pedig számítógépes szimulációval lehet megoldani [Jon85].

- a problémát egy, a z irányban, a kamra hossz tengelyével párhuzamos erővonal körül spirálisan mozgó elektronra vizsgáljuk, amint átszeli a rezonáns zónát
- a rezonáns zóna környezetében az indukció gradiense z irányú és állandó nagyságú
- a kamrában kialakult rezgési módus a z irányban terjedő cirkulárisan polarizált hullámból keletkezett, a tér elektromos vektora az x - y síkban forog
- eltekintünk a zónán való áthaladáskor esetlegesen bekövetkező ütközésektől
- az elektronok z irányú, axiális sebességkomponense kicsi a merőleges komponenshez képest és állandónak vehető
- eltekintünk az olyan hatásoktól, amit a plazma diamágneses viselkedése vagy dielektromos tulajdonságai okoznának a mikrohullám terjedésében.

Tételezzük fel, hogy az elektron a ciklotron rezonanciának megfelelő homogén mágneses térben mozog. Ekkor sebességének x - y síkra vett vetülete és a mikrohullámú tér elektromos vektora a feltevéseknek megfelelően szinkronban forog. Ha a köztük levő fáziskülönbség φ_0 , akkor az elektronra vonatkozó mozgásegyenlet a következő:

$$m \cdot \frac{dv_{\perp}}{dt} = qE_M \cos(\varphi_0) \quad (2.24)$$

ahol q és m az elektron töltése és tömege, E_M a mikrohullám elektromos térerőssége. Ez a feltétel állandó erő melletti gyorsítást jelent. Az egyenlet megoldása a következő alakban írható fel:

$$v_{\perp}(t) = \frac{q}{m} \cdot E_M t \cos(\varphi_0) + v_{\perp 0} \quad (2.25)$$

ahol $v_{\perp 0}$ a részecske merőleges irányú kezdeti sebessége. Ennek megfelelően az energia az idővel négyzetesen nőne a végtelenségig („volume ECR” [Alt94]), a φ_0 fáziskülönbség pedig a gyorsítás folyamán megmarad, mert a keringés frekvenciáját a mágneses tér szabja meg. A növekvő sebességgel arányosan nő a keringés sugara is. A valóságoshoz közelebbi eset az, amikor az előzetes feltevéseknek megfelelően a mágneses tér gradiense állandó, azaz a rezonáns felület közelében lineárisan változik: $B = B_{res} + kz$, ahol $k = \partial B / \partial z$. Ekkor a ciklotron frekvencia a z tengely mentén változik:

$$\omega_c = \omega_M + k(q/M)z \quad (2.26)$$

ahol ω_M a mikrohullám körfrekvenciája. A z koordináta változása, a tengely irányú sebességet állandónak véve: $z = v_{//} \cdot t$. Az elektron sebességvektorának merőleges komponense és a mikrohullám elektromos vektora közötti fázis ebben az esetben időfüggővé válik,

$$\varphi(t) = \int_{t_0}^t (\omega_c - \omega_M) dt = \frac{1}{2} \cdot k \cdot \frac{q}{m} \cdot v_{//} (t^2 - t_0^2) + \varphi_0 \quad (2.27)$$

ha t_0 pillanatban φ_0 volt a fáziskülönbség. A mozgásegyenlet a következő alakban írható fel:

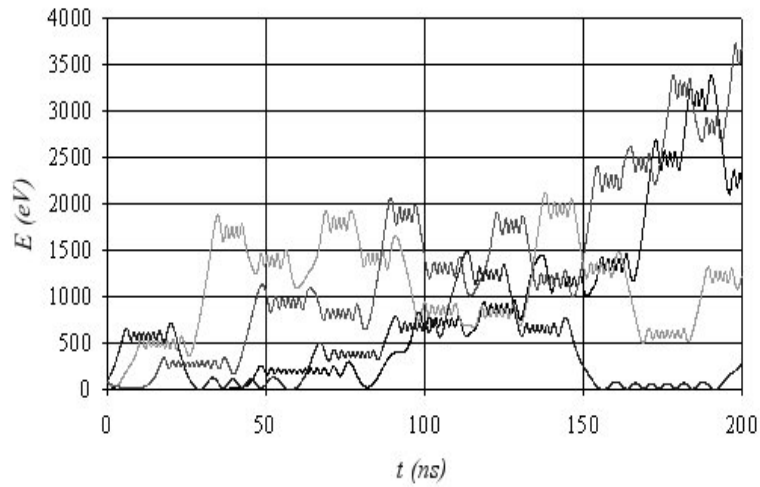
$$m \cdot \frac{dv_{\perp}}{dt} = qE_M \cos\left(\frac{1}{2} k \frac{q}{m} v_{//} (t^2 - t_0^2) + \varphi_0\right) \quad (2.28)$$

Ebből a sebesség pedig,

$$v_{\perp}(t) = \frac{q}{m} E_M \int_{t_0}^t \cos\left(\frac{1}{2} k \frac{q}{m} v_{//} (t^2 - t_0^2) + \varphi_0\right) dt + v_{\perp}(t_0) \quad (2.29)$$

alakban kapható. Ettől a lépéstől a számítások már csak numerikus módszerekkel végezhetők el. Kimutatható, hogy a rezonáns zónától távol csak kevésbé változik a forgás sebessége, míg a zónán való áthaladáskor hirtelen változás következik be. Ez a változás a kezdeti fázistól függően lehet csökkenés is. Konkrét paraméterekkel kiszámíthatjuk a (2.29) integrált és meghatározhatjuk a sebességnövekedésnek a kezdeti fázistól való függését. Eszerint a sebességnövekedés a fázis szinuszos függvénye. Mivel azonban az energia a sebesség négyzetes függvénye, az energianövekedés mindig nagyobb, mint a csökkenés. Az is látható a (2.28) összefüggésből, hogy a mikrohullámú tér elektromos komponensével nő az energianövekmény is. Megjegyzendő azonban, hogy a betáplált teljesítmény egyéb okok miatt nem növelhető korlátlanul.

Az elektronok energia-felvétele véletlenszerű, stochasztikus folyamat (2.10. ábra). Az elektron a mágneses csapdában többször is keresztezi a rezonáns zóna felületét, így egyes elektronok igen nagy energiákra tehetnek szert.



2.10. ábra. TrapCad szimuláció: elektronok fűtése elektron ciklotron rezonanciával [Bir95b].
Négy azonos energiával (100eV) de különböző fázissal rendelkező elektron energiájának változása.

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy az elektromágneses hullámmal való plazmafűtés jelensége már egy egyszerű modellel leírva is a kísérleti tapasztalatokkal többé-kevésbé összhangban magyarázható. A precíz vizsgálat csak kifinomultabb modellek felállításával, számítógépes szimuláció segítségével lehetséges és még várat magára.

3. A plazma összetartása.

Az ionok töltése nő az ionok növekvő τ_i élettartamával. Az ionok élettartama pedig növelhető az ionok energiájának csökkentésével vagy növelve a mágneses csapda tükrözési arányát ($R = B_{\max}/B_{\min}$). A részecske sebességének a mágneses erővonalakkal párhuzamos komponense $v_{\parallel}$ változik, amikor a részecske különböző mágneses indukciójú térrészekben mozog. E sebességváltozást a következő egyenlettel írhatjuk le:

$$\frac{mv_{\parallel}^2}{2} = E_k - \mu \cdot B \quad (2.30)$$

ahol E_k a részecske mozgási energiája és

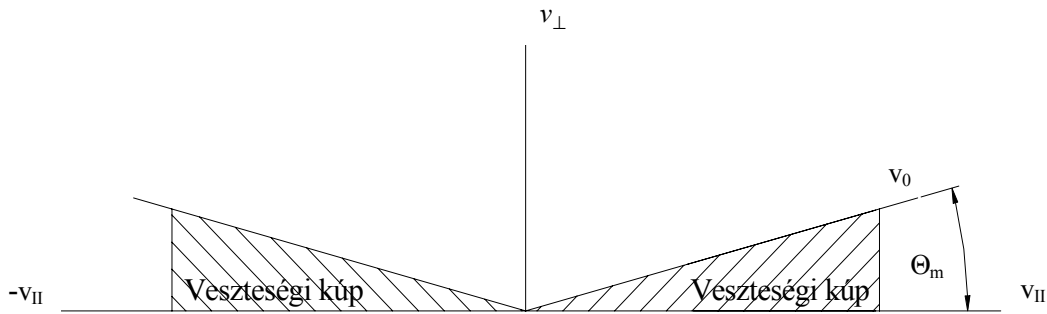
$$\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (2.31)$$

a mágneses nyomatéka. Mivel a mágneses nyomaték állandó, a sebesség párhuzamos komponense csökken a mágneses tér indukciójának növekedésével. Ha az indukció értéke elég magas, a párhuzamos sebesség nullává válik és a részecske „visszaverődik” a kisebb indukciójú térrészbe, ami azt jelenti, hogy a részecske csapdázódik a mágneses tükör belsejében. Jelölje a továbbiakban B_{min} a mágneses tér minimális indukcióját és B_{max} a maximális indukcióját; a részecske visszafordulása a $\mu \geq E_k / B_{max}$ feltétel teljesülésekor történik meg. Az ún. veszteségi kúp meghatározza a részecskék azon hányadát melyek képesek kiszabadulni a mágneses tükörből. A veszteségi kúpot nem a geometriai, hanem a sebességtérben kell elképzelnünk. Jelölje a részecske kezdeti sebességeit B_{min} -nál, $v_{\perp} = v_{\perp 0}$ és $v_{\parallel} = v_{\parallel 0}$ míg a visszafordulási pontban, $v'_{\perp}$ és $v'_{\parallel}$. A mágneses nyomaték megmaradási feltételéből következik, hogy

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp 0}^2}{B_{min}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp}'^2}{B'} \quad (2.32)$$

ahol B' a mágneses indukció a visszafordulási pontban. Felhasználva az energia-megmaradás törvényét és a (2.22) egyenletet kapjuk, hogy

$$\frac{B_{min}}{B'} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp}'^2} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_0^2} \equiv \sin^2 \Theta \quad (2.33)$$



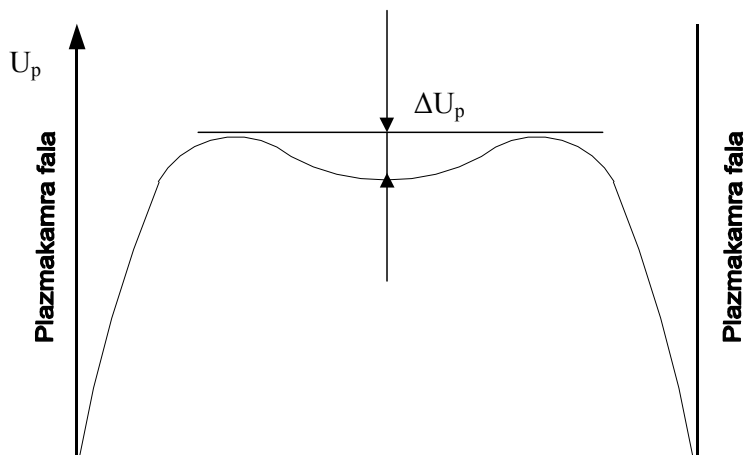
2.11. ábra. Veszteségi kúp a sebességtérben.

Ha a (2.30) egyenletben helyettesítjük B' -et B_{max} -al megkapjuk egy csapdázott részecske esetén a részecske sebességkomponensei közötti Θ_m minimális szöget. Amint az a fentiekben látszik, a mágneses veszteségi kúp független a részecske tömegétől és töltésétől. A 2.11. ábra a veszteségi

kúpot ábrázolja a sebességtérben. Ütközések következtében a részecskék sebességeinek iránya, sebességkomponenseinek aránya megváltozik, belekerülhet a veszteségi kúpba és ennek következtében kiszabadulhatnak a csapdából.

4. Plazmapotenciál

Az ECR ionforrásban az elektronok energiája nagyságrendekkel meghaladja az ionok energiáját ($T_e \gg T_i$). Figyeljük meg kicsit behatóbban, mi történik akkor, amikor a plazma kapcsolatba kerül egy fallal (vagy egy szonda felszínével). Az elektronok jóval nagyobb mozgékonyságuknak köszönhetően hamar felfutnak a falakra és maguk mögött hagynak egy pozitív ion háttért. A kialakuló pozitív potenciál gátolja a továbbiakban az elektronok vándorlását a fal felé.



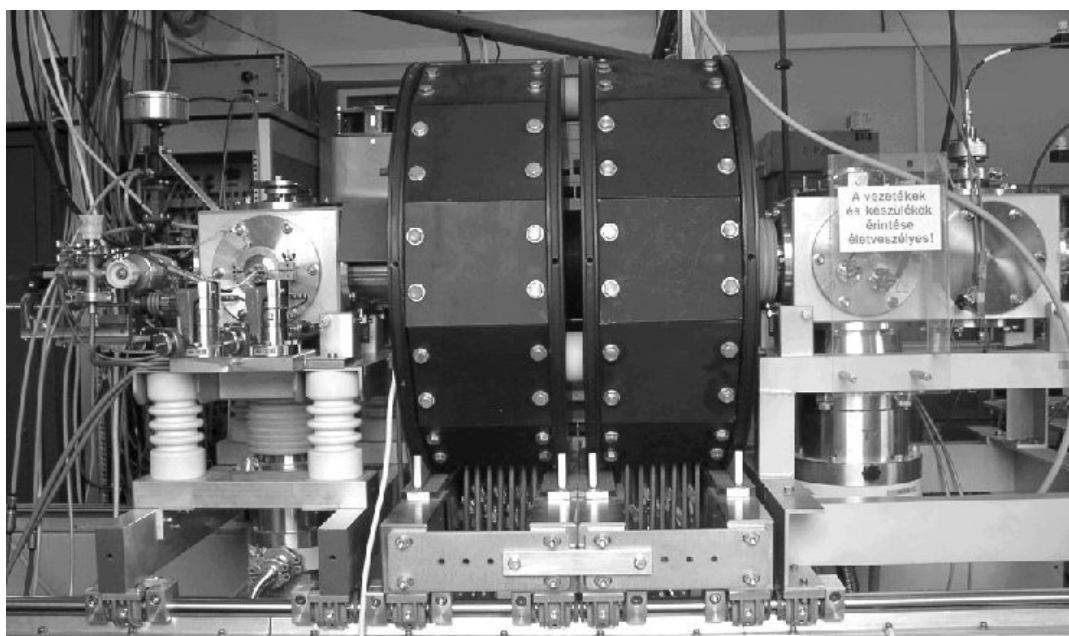
2.12. ábra. Plazmapotenciál és az ionok csapdázását elősegítő negatív potenciálvölgy a rendszer tengelyén [Gel96].

Természetesen ionok is felfutnak időközben a falakra. Kialakul így egy stacionárius állapot, melynek eredményeként a plazma a falakhoz képest kissé pozitívan töltődik fel. Ezt plazmapotenciálnak nevezzük. Mivel igen bonyolult az ECR plazma szerkezete, a plazmapotenciál is térbeli eloszlással rendelkezik. A rezonáns zónában, és annak környékén található elektronok, nagy energiával rendelkeznek, és az energia úgy oszlik meg (merőleges sebességük jóval nagyobb párhuzamos sebességüknél), hogy ezek az elektronok nem hagyják el a mágneses csapdát és a rezonáns zónát sem. Ennek következtében kialakul egy negatív töltés felhalmozódás a rezonáns zóna környékén, amely a pozitív plazmapotenciálban egy negatív potenciálvölgyként jelentkezik

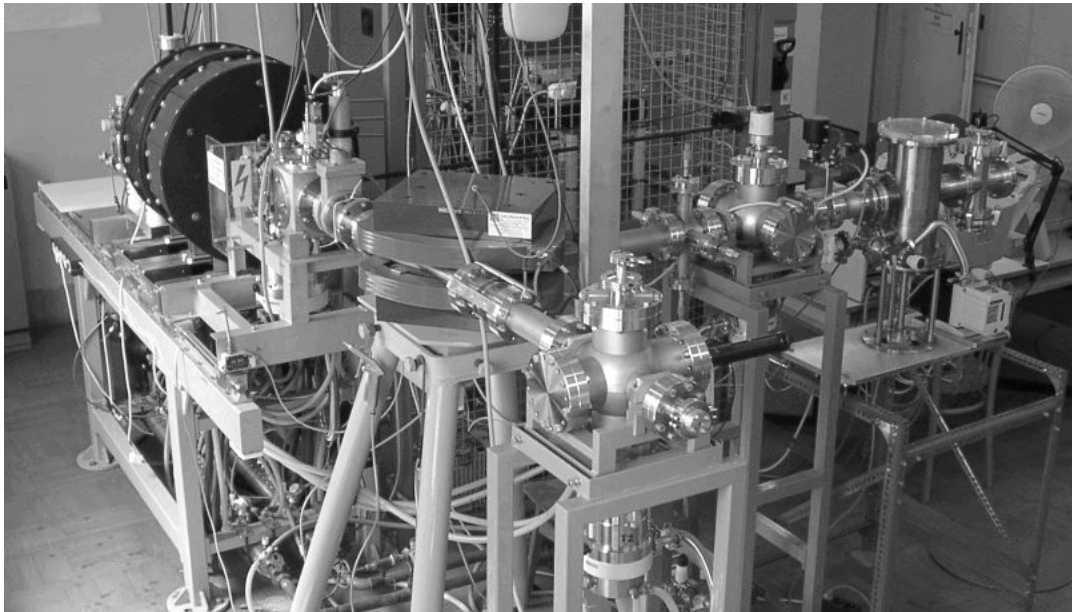
(2.12. ábra). Ez a negatív potenciál továbbá szabályozza az ionoknak a csapdából való távozását, s így ez a negatív potenciálvölgy csapdázza az ionokat.

2.4. Az *ATOMKI-ECR ionforrás*

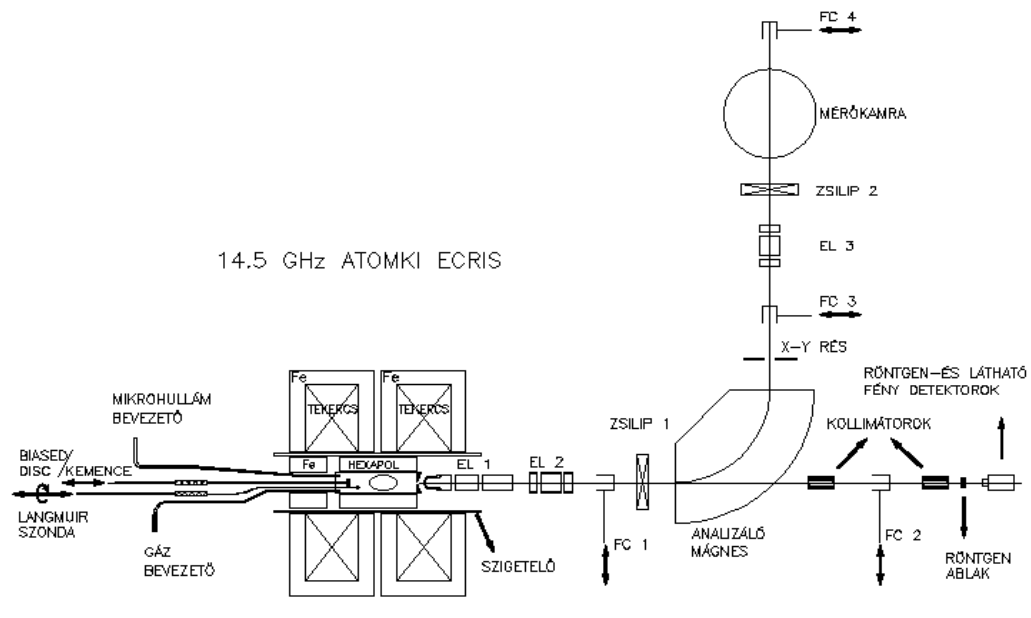
Időrendileg tekintve a debreceni ECR ionforrás létrehozásának gondolata a '90 évek elején született meg. Ekkor mutatkozott igény intézeti szinten egy újabb beruházásra, egy közepes energiájú gyorsító építésére. Az eredeti elképzelés szerint az ionforrás többszintű feladatkör ellátására lett volna hivatott, injektora a ciklotronnak, közepes energiájú gyorsító és ugyanakkor önmagában is működtethető berendezés mely ionnyalábok előállítására, anyagkutatásra és plazmafizikai kutatások végzésére egyaránt alkalmas. Jelenlegi állapotában az ionforrás az injektor szerepét nem tölti be, viszont nagyon jó stabilitással rendelkezik és reprodukálható módon állít elő közepes lefeszítettségű közepes intenzitású ionnyalábokat a periódusos rendszer számos eleméből. A 2.13. ábra az ATOMKI-ECR ionforrást ábrázolja, a 2.14. és 2.15. ábrák az ionforrást és nyalábcsatorna rendszerét mutatják be. A 2.1. táblázat tartalmazza az ATOMKI szobahőmérsékletű ECR ionforrásának fontosabb paramétereit, míg a 2.16. ábra az ATOMKI-ECR-ben előállított ionok és a legnagyobb elért áramok összesített táblázatát mutatja be. További információ és technikai részletek találhatók a [Bir93b,94,95b,96,97,98a, 98b] munkákban.



2.13. ábra. Az ATOMKI-ECR ionforrás.



2.14. ábra. Az ECR ionforrás és nyalábsatornái.



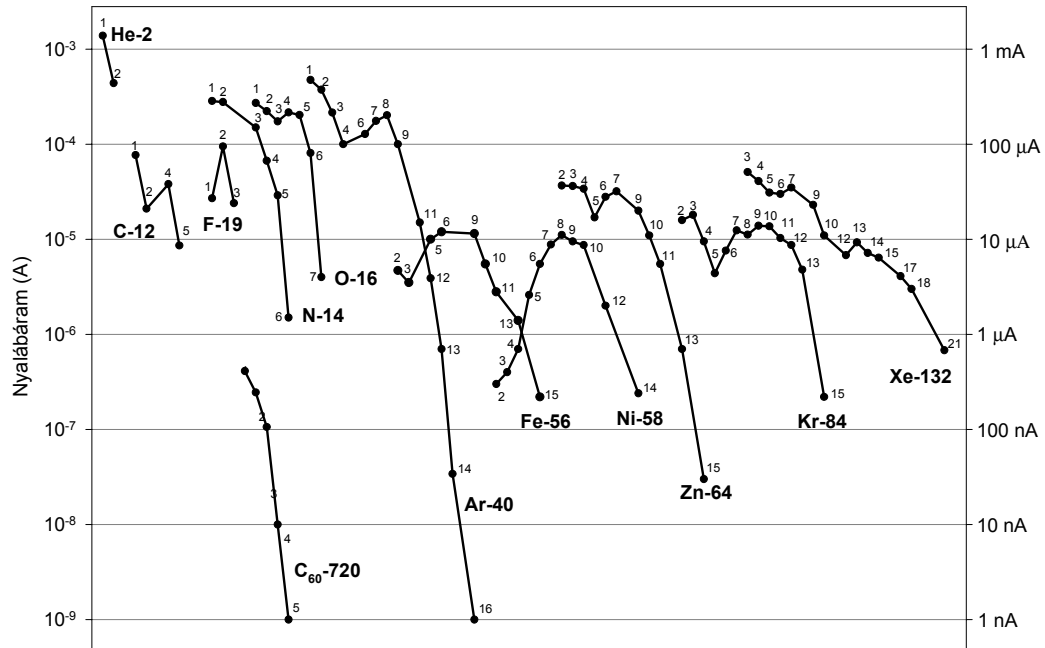
2.15. ábra. A 14.5 GHz-es ATOMKI-ECR ionforrás.

Balról jobbra haladva az ábrán megfigyelhető:

- az ionforrás injektáló oldala, mely tartalmazza a gázkezelő rendszert, a diagnosztikai és a fémplazmák előállításához szükséges eszközök bevezetéseit illetve a mikrohullám bevezetését,
- középen maga az ionforrás, mely tartalmazza a szolenoid tekercseket, a hexapól mágnezt illetve a plazmakamrát,
- az ionforrás kivonó oldala, mely tartalmazza a nyaláb kivonásához, illetve továbbításához szükséges elektródarendszereket,
- az analizáló mágnes,
- az egyenes nyalábvégén található röntgen diagnosztikai egység,
- az analizált nyalábvégén az ionáram mérésére szolgáló Faraday-csésze és az ütközési kísérletek végzésére szolgáló kísérleti kamra.

Mikrohullámú frekvencia	14.5 GHz
Rezonáns mágneses indukció, B_{ECR}	0.52 Tesla
Axiális mágneses indukció maximális értéke Injektáló oldal	1.2 Tesla
Axiális mágneses indukció maximális értéke Kivonó oldal	0.95 Tesla
Maximális radiális mágneses indukció a kamrában	0.95 Tesla
Hexapól anyaga és szerkezete	NdFeB, 24 szegmens
Plazmakamra átmérője	5.8 cm
Plazmakamra hossza (változtatható)	15 - 25 cm
Kivonó (gyorsító) feszültség	2...30 kV
Vákuum rendszer (turbó-molekuláris szivattyúk)	250 és 500 l/s
A rendszer munkagáz nélküli végvákuuma	$2 \cdot 10^{-7}$ mbar
Analizáló mágnes	90 deg, $r = 24$ cm
Tekercsek DC fogyasztása	80 kW
Az ionforrás teljes AC fogyasztása	1 100 kW

2.1. Táblázat. Az ATOMKI-ECR ionforrás főbb paramétereit.



2.16. ábra. 10 kV kivonó feszültséggel elért nyalábintenzitások
(kivétel a fullerén ahol $U_{extr} = 700$ V).

3. Fejezet

Plazmadiagnosztika

3.1. Globális plazmadiagnosztikai módszerek

3.1.1. Ultraibolya- és láthatófény spektroszkópia

3.1.2. Röntgen spektroszkópia

3.2. Lokális plazmadiagnosztika

3.2.1. Elektrosztatikus (Langmuir) szondák. Geometriai konfigurációk

3.2.2. A szonda feszültség-áram karakterisztikája.

3.2.3. Töltéshordozók begyűjtése

3.2.4. Burok-feltétel (Bohm-feltétel)

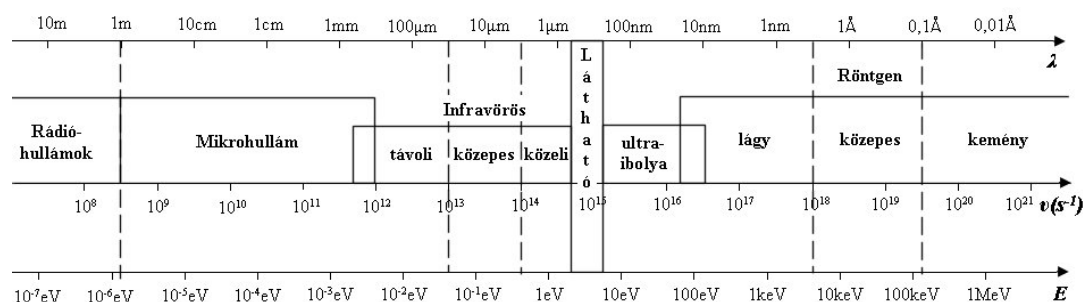
Az ionforrás makroszkopikus paramétereinek optimalizálásával az igényeknek megfelelő ionnyalábok állíthatók elő (természetesen a berendezés fizikai korlátjain belül). Ilyen paraméterek például a munkagáz nyomása, a mágneses csapda erőssége, a betáplált mikrohullámú teljesítmény, a kivonó- és fókuszáló elektródák potenciáljai stb. Azonban nem, vagy csak kevésbé ismertek azok a mikroszkopikus folyamatok, amelyek a makroszkopikus paraméterek változásakor játszódnak le az ionforrás plazmájában. Ilyen furcsa és egyelőre meg nem magyarázott jelenség, a már említett biased-disk effektus vagy más néven a „plazmába történő külső elektron-injektálás” jelensége, amikor egy a plazmához képest negatívan előfeszített elektródát helyezünk el a plazmakamrában, és ennek hatására a nagytöltésű ionok árama többszörösére növekedik. A jelenség megnevezésének idézőjelbe tétele azért indokolt, mert a kezdeti magyarázat, mely szerint az elektródából származó elektronok belépnek a plazmába, és annak elektronsűrűségét növelik, megdőlni látszik de még nem született más szilárdan megálló magyarázat.

Szükség van tehát olyan, a plazma belső paramétereinek meghatározására szolgáló diagnosztikai módszerek kidolgozására, melyek segítségével el lehet dönteni, hogy mi játszódik le a plazmában. Több erre a célra alkalmas módszer ismeretes. A diagnosztikai módszereket alapvetően két csoportra lehet osztani, úgymint globális és lokális módszerek. A globális módszerek az ionforrásból kilépő elektromágneses sugárzás (látható, UV, röntgen, stb.) tanulmányozásával szolgáltatnak információt a plazmaparamétekről. Az így meghatározott paraméterek az egész plazmára vonatkozó átlagértékek (pl. az elektronok mozgásából származó energiának a mágneses

tér erővonalaira merőleges komponense). A lokális módszerek alkalmazása esetén a plazmakamrába juttatott elektróda (Langmuir szonda) segítségével a plazmaparaméterek értékeit helyfüggően lehet meghatározni (pl. elektronsűrűség, az elektronok mozgásából származó energiának a mágneses tér erővonalával párhuzamos komponense, plazmapotenciál stb.). A két módszer egymás kiegészítője, így mindkettőnek fontos szerepe van az ionforrásról kialakított kép teljessé tételéhez. Az ECR ionforrások esetén globális diagnosztikai módszereket már alkalmaztak, míg lokális plazmadiagnosztikai kutatások területén mi vagyunk az elsők akik a Langmuir-szondát alkalmaztuk az $f > 2.45 \text{ GHz}$ ECR ionforrások esetén.

3.1. Globális plazmadiagnosztikai módszerek

Többféle módszer ismeretes a plazmákat elhagyó elektromágneses sugárzás plazmadiagnosztikai célokkal történő felhasználására.



3.1. ábra. Teljes elektromágneses színekép. Az ionforrásba mikrohullámot táplálunk be és az a látható és röntgen közötti tartományban bocsát ki sugárzásokat.

Az ECR plazma intenzív forrása az elektromágneses hullámoknak. Az ionforrást elhagyó sugárzások energiája széles skálán mozog. Az ECR plazma az 1 mm hullámhosszú (10^{-3} eV energiájú) infravörös hullámoktól a $0,01 \text{ Å}$ hullámhosszú (1 MeV energiájú) kemény röntgensugárzásig mindenféle hullámot kibocsát (3.1. ábra). Ezeket a plazma különböző alkotó elemei bocsátják ki. Mindezeket figyelembe véve elmondható, hogy sokrétű információ nyerhető az ECR plazmáról elektromágneses spektrumának kiértékelésével. Mindegyikben közös az, hogy az általuk szolgáltatott plazmaparaméterek a plazma egészére vonatkoznak.

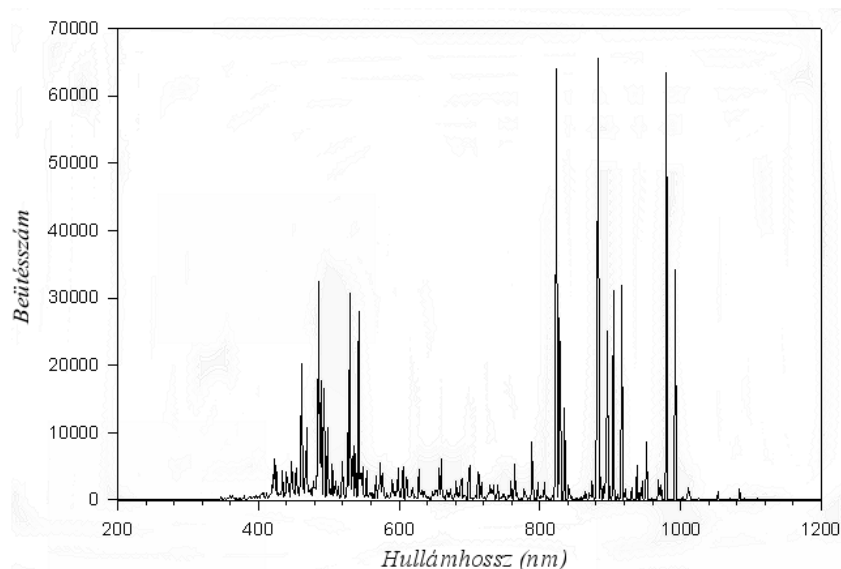
3.1.1. Ultraibolya- és láthatófény spektroszkópia

Mind az ultraibolya és látható tartományoknak intenzív forrása az ECR ionforrás. A különböző plazmaparaméterek meghatározására számos módszer létezik. A következőkben megemlítek ezek közül néhányat a teljesség igénye nélkül.

Vákuum ultraibolya spektroszkópia (VUV- vacuum ultraviolet spectroscopy)

- a különböző töltésű ionok által szolgáltatott VUV átmenetek lehetőséget nyújtanak az ionsűrűségek meghatározására [Vin93],
- a beriliumszerű ionok szinglet és triplet átmeneteiből származó vonalak intenzitásának arányából következtetéseket lehet levonni a plazma elektronsűrűségét illetően [Ken84],
- a vonalintenzitások arányából az elektronsűrűség határozható meg [Duk57].

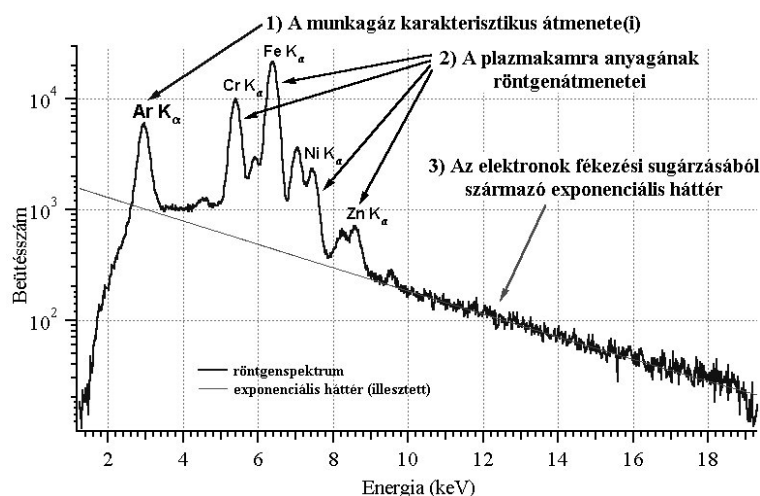
Láthatófény spektroszkópia. Látható tartományban, a plazmában jelenlevő semleges atomok és alacsonyan lefosztott nehéz ionok sugároznak. A kibocsátott vonalak intenzitásainak arányából következtetéseket lehet levonni a plazma elektronsűrűségéről, elektronhőmérsékletéről és töltéseloszlásáról [Vám97]. A vonalak relatív intenzitása függ a különböző töltésállapotokban található ionok számától, a szintek gerjesztési és legerjesztődési tulajdonságaitól, amelyek viszont az elektronhőmérséklet és sűrűség függvényei. A 3.2. ábra egy az ATOMKI ECR laboratóriumban felvett láthatófény spektrumot mutat be.



3.2. ábra. Xe spektrum; látható tartomány.

3.1.2. Röntgen spektroszkópia

Az ECR plazma által kibocsátott röntgen spektrumban megtalálható úgy a folytonos eloszlású fékezési, mint a diszkrét eloszlású karakterisztikus spektrum. A fékezési sugárzás (Bremsstrahlung) az elektronok falakkal történő ütközései folyamán bocsátódik ki. A mikrohullámú fűtés következtében az elektronok nagyon nagy energiára tehetnek szert, ennek megfelelően nő a kibocsátott fékezési sugárzás energiája is.



3.3. ábra. Ar plazma röntgen spektruma 300 W mikrohullámú teljesítménynél.

A folytonos spektrum alkalmas a forró elektronok mágneses tér erővonalaira merőleges energiakomponensének, az elektronok eloszlásfüggvényének, és az eloszlásfüggvény anizotrópiájának meghatározására stb. [Fri95, Fri96].

A karakterisztikus sugárzás a különböző atomok és ionok legerjesztődéséből származik. Nagy érzékenységű kristályspektrométerrel kimutathatók a különböző töltésállapotú ionok által létrehozott karakterisztikus röntgen spektrumok közötti elcsúszás. Az elcsúszás Si(Li) detektorokkal is kimutatható, azonban a kristályspektrométer külön-külön is szétválasztja az egyes komponenseknek tulajdonítható csúcsokat. Az intenzitásokból lehet következtetni a plazma belsejében uralkodó viszonyokra. Egy ilyen kísérlet alkalmával mutatták ki [Dou98], hogy a kivont nyaláb spektruma jól tükrözi a plazma belsejében lévő ionkoncentráció viszonyokat. Ez számunkra fontos eredmény, hiszen ez alapján használhatjuk a későbbiekben a nyalábszerkezetet a plazmára vonatkozóan. A karakterisztikus sugárzásból információ nyerhető az ionok töltéseloszlásáról és hőmérsékletéről [Vám97, Leh95, Shi96].

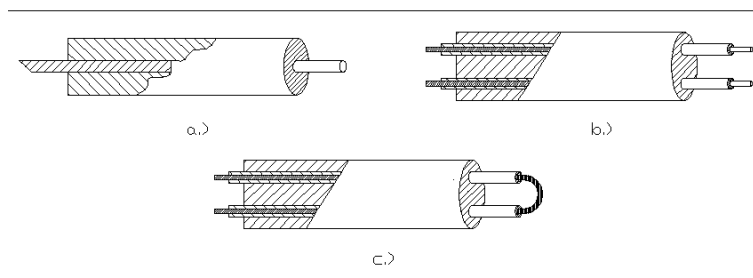
A 3.3. ábra az ATOMKI-ECR laboratóriumban felvett *Ar* plazma röntgen spektrumát mutatja be 300 W mikrohullámú teljesítménynél.

3.2. Lokális plazmadiagnosztikai módszerek

Különböző plazmák helyfüggő tulajdonságainak meghatározására szolgáló egyetlen és egyben alapvető módszer az elektrosztatikus szondák alkalmazása. A módszert Langmuir fejlesztette ki még a múlt század elején, ezért nevét, Langmuir szonda, is róla kapta. A Langmuir szonda népszerű diagnosztikai eszköz, melyet rutinszerűen alkalmaznak, pl. a TOKAMAK plazma paramétereinek meghatározására, megbízható, reprodukálható információt nyújt a plazmáról. Más, ipari alkalmazású plazmák diagnosztizálására is igen jó eredménnyel alkalmazott módszer.

3.2.1. Elektrosztatikus (Langmuir) szondák. Geometriai konfigurációk

Maga a Langmuir szonda viszonylag egyszerű mérőeszköz. Tulajdonképpen nem más, mint egy kicsi fém elektróda, melyet a plazmakamra kívánt részébe kell juttatni, és egy megfelelő feszültségforrással ellátva alkalmassá kell tenni a rajta átfolyó áram mérésére. Természetesen az elektródát körültekintően kell megválasztani formáját és anyagát illetően, úgy kísérleti, mint elméleti szempontok figyelembe vételével. A kiválasztott fém magas olvadásponttal és alacsony szekunder elektron emissziós együtthatóval kell rendelkezzen, mivel a plazmában lévő nagy energiájú töltéshordozók egyrészt megrongálhatják a szondát fizikai értelemben (megolvaszthatják), másrészt pedig nagyszámú többlet töltéshordozót válthatnak ki a szonda anyagából, melyek meghamisítják a méréseket. Továbbá a szonda kicsi kell legyen azért, hogy minél kevésbé változtassa meg környezetét.



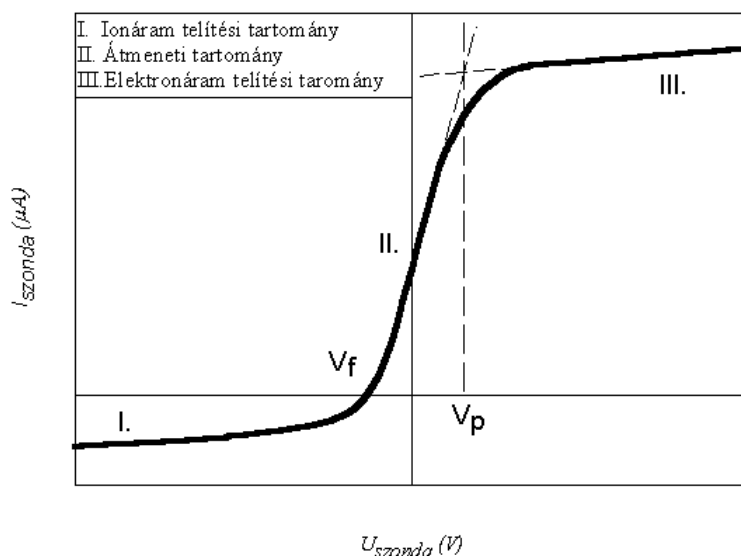
3.4. ábra. a) egyszerű hengeres szonda; b) kettős hengeres szonda kettős kerámia szigeteléssel; c) emissziós szonda kettős kerámia szigeteléssel.

A globális diagnosztikai módszerekkel ellentétben a szonda a plazma paramétereit a szonda közvetlen környezetében képes meghatározni. Erre az teszi alkalmassá a szondát, hogy a plazma, kvázineutralitásra való törekedése következményeként, lokalizálja a szonda jelenlétéből származó perturbáló hatásokat.

A szondák geometriai szempontból nagyon változatosak lehetnek. Főleg sík, henger és gömb alakú szondák használatosak, de alkalmazástól függően elképzelhető más konfiguráció is. Annak ellenére, hogy az elméleti leírás szempontjából legteljesebben a gömb alakú szonda ismert, használata nagyon ritka a szonda technikai nehézségekbe ütköző megvalósíthatósága miatt. A legelterjedtebb geometriai alakzat a hengeres szonda (3.4. ábra a, b). A sík szonda szintén könnyen megvalósítható, viszont a karakterisztika kiértékelése nagyon körülményes. Alkalmazástól függően speciális szondák is készíthetők. Ilyen szondát mutat be a 3.4.c. ábra, ahol egy a plazmapotenciál mérésére alkalmas emissziós szonda látható.

3.2.2. A szonda feszültség-áram karakterisztikája.

A plazmáról a szonda feszültség-áram (U - I) karakterisztikája szolgáltat információt. A 3.5. ábra egy ideális karakterisztikát mutat be. A karakterisztikák felvétele általában $\pm$ néhány száz volt tartományban történik, a telítési áramok pedig néhány száz mikroamper tartományban vannak (az ion telítési áram $5\div 10$ faktossal kisebb, mint az elektrontelítési áram).



3.5. ábra: A szonda feszültség-áram karakterisztikája és kardinális elemei.

Ki kell azonban hangsúlyozni azt a tényt, hogy még a legegyszerűbb plazmák esetében is csak az ideálist megközelítő alakú karakterisztika mérhető ki, mert bármilyen egyszerű is legyen a rendszer, mindig fellépnek torzító hatások. A későbbiekben kitérek az ECR ionforrás plazmájának komplex jellegéből származó néhány effektusra, melyek befolyásolják a mért karakterisztika alakját.

A görbét három részre oszthatjuk, és karakterisztikus pontokat különböztetünk meg. Ha a szonda megfelelően nagy negatív potenciálon található, akkor minden a környezetében található iont magához vonz és begyűjt, míg minden elektront eltaszít magától. Ezt a szakaszt ionáram telítési tartománynak (*I.*) nevezzük, megegyezés szerint az áramot negatívnak tekintjük és ideális esetben egy vízszintes szakaszból áll. Ha abszolút értékben csökkentjük a szondára kapcsolt feszültség értékét, akkor elérkezünk egy olyan részhez, ahol az ionokon kívül már nagy energiájú elektronok is eljutnak a szonda felszínére. Tovább csökkentve a feszültséget eljutunk egy olyan feszültség értékhez, ahol a szonda által begyűjtött eredő áram nulla, tehát az elektron áram kiegyenlíti az ion áramot. Ez a kitüntetett feszültség érték az ún. fali vagy lebegő (floating) potenciál (V_f). Ez az a potenciál érték melyre feltöltődik minden a plazmával kapcsolatba kerülő felület. Természetesen a fali potenciál értéke függ a szonda helyzetétől, mivel a plazma paraméterei pontról-pontra változnak. Tovább csökkentve a feszültséget nullára, általában a szonda által begyűjtött áram eredően elektronáram lesz, de ezt ismételtelen a plazma sajátosságai határozzák meg. Ez az elektronok nagyobb mozgékonyságának köszönhető. Pozitív értelemben növelve a feszültséget egyre inkább fogja a szonda vonzani az elektronokat és taszítani az ionokat. Azt a feszültség értéket, amelyiknél a plazma és a szonda között nem létezik potenciál különbség, plazma potenciálnak nevezzük (V_p).

A 3.5. ábrán látható módszer V_p meghatározására még a Langmuir által használt eredeti eljárást mutatja be. Ennél a feszültség értéknél a töltéshordozókra nem hatnak erők s így saját mozgási energiájuk szabja meg, hogy eljutnak-e a szonda felületére, avagy sem. Ez szintén egy igen fontos pontja a karakterisztikának. A fentiekben leírt feszültségtartományt átmeneti tartománynak (*II.*) nevezzük. Tovább növelve a feszültséget a szonda már minden iont eltaszít magától, és magához vonz minden elektront. Ezt a tartományt elektronáram telítési tartománynak (*III.*) nevezzük, mely ideális esetben szintén egyenes szakasz.

3.2.3. Burok és ECR plazma

A Langmuir szonda kísérleti megvalósításában rejlő egyszerűségért nagy árat kell fizetni, mivel a szonda elméleti leírása nagyon bonyolult. A nehézség onnan származik, hogy a szonda a plazmának határfelülete, amelyen létrejön a burok, ahol a töltéshordozók mozgását leíró törvények megváltoznak a plazmát leíró egyenletekhez képest. A burok nagyon fontos szerepet tölt be a

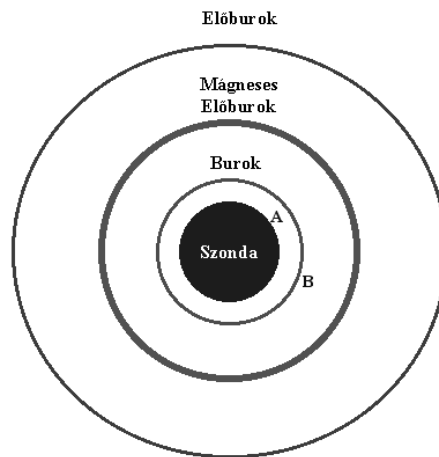
szonda töltésgyűjtésének szempontjából. H.M. Mott-Smith és I. Langmuir úttörő munkájában [Lan24], a burok, mint a szonda körül keletkezett vékony réteg szerepelt, melynek széle pontosan meghatározott geometriai helyzettel rendelkezett ameddig a plazma kvázineutralitási egyenletét alkalmazni lehetett. Az utóbbi években jelentős eredmények születtek a plazma-határréteg kutatás területén, így a burok szélének mesterségesen bevezetett fogalma eltűnt. Helyét átvette a folytonos határréteg-plazma átmenet modell, mely ütközésmentes plazma keretén belül leírható.

A plazma létrejöttét követően a burok, ambipoláris diffúzió útján automatikusan létrejön a plazmával kapcsolatba kerülő felületeken. A plazmában az elektronok és ionok koncentrációja közel azonos. Mindkét komponens rendelkezik egy jellegzetes diffúziós sebességgel. Mivel az elektronok mozgékonyasága jóval nagyobb az ionokénál, sokkal gyorsabban érik el a falat, mint az ionok. Ennek következtében egy pozitív tértöltés és egy fékező tér jelenik meg, amely gátolja a továbbiakban az elektronok elektródára vándorlását. Így az elektronok lefékeződnek, létrejön egy egyensúlyi állapot és a továbbiakban a különböző töltésű részecskék azonos sebességgel diffundálnak.

Alacsony nyomású kisülések esetén, mint pl. az ECR plazma, fennáll a következő egyenlőtlenség:

$$\Lambda_D \ll \rho_i \ll L \quad (3.1)$$

ahol, Λ_D a Debye hossz, ρ_i az ionok Larmor sugara és L egy karakterisztikus ion távolság (pl. az ion-ion ütközés átlagos szabad úthossza). Ennek megfelelően a plazma-fal határréteg felbomlik két részre, úgymint előburok (mérete L nagyságrendű) és burok (mérete Λ_D nagyságrendű), 3.6. ábra.



3.6. ábra. A szonda és a burok sematikus rajza.

Mágnesezett plazma esetében az előburkon belül még megkülönböztetünk egy mágneses előburkot is, amelynek mérete ρ_i –vel mérhető össze. A burok feltétel [Che94] megköveteli, hogy a hideg ionok, a hőmozgásból származó sebességet meghaladó drift sebességgel lépjenek be a burokba. Erre a sebességre az előburokban érezhető elektromos tér gyorsítja fel az ionokat (bővebben a 4. fejezetben).

3.2.4 Burok-feltétel (Bohm-feltétel)

Tételezzük fel, hogy kéttípusú töltéshordozóval rendelkezünk, M tömegű ionokkal és m tömegű elektronokkal, melyeknek töltése azonos de ellentétes előjelű. Továbbá feltételezzünk két síkot (jelöljük A és B) úgy, hogy A taszítsa az elektronokat. Tulajdonképpen azt szeretnénk, hogy az A síkot azonosítsuk a fal, vagy szonda felületével és az B síkot a plazma felületével. Mivel a plazma közelítőleg töltésemleges és csak egyszeresen lefosztott ionokat feltételezünk, megköveteljük, hogy $n_i \approx n_e$.

Ha az B sík a burok szélét képezi, a plazmamegoldás eléréséhez szükséges folytonos átmenet biztosítása érdekében, a burokban létező elektromos terek és deriváltjaik itt szinte teljes egészében el kell tűnjenek. Kimutatták [Che65], hogy ez a feltétel, a B -ben kibocsátott és A -ban összegyűjtött részecskék sebességeloszlására nézve követelményt szab meg. A Bohm-feltétel levezetését a számunkra érdekes $T_i = 0$ esetben, [Che65] tartalmazza. A Bohm-feltételt az B síkban kibocsátott ionokra a következő alakban írhatjuk fel:

$$v > \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (3.2)$$

ahol, v az ionok driftsebessége és T_e az elektronok hőmérséklete. A feltétel azt jelenti, hogy az ionok egy meghatározott driftsebességnél nagyobb sebességgel kell rendelkezzenek ahhoz, hogy az A síkban begyűjthetők legyenek, amely sebesség jóval meghaladja a termikus mozgásukból származó sebességüket.

Vizsgáljuk meg a burok-feltétel következményeit a 3.5. ábrán vázolt szonda karakterisztika esetében. Feltételezzük, hogy az ionok hőmérséklete jóval kisebb, mint az elektronok hőmérséklete $T_i \ll T_e$, mely feltétel megfelel az ECR plazmában uralkodó viszonyoknak. A karakterisztika III-as tartományában ahol a szonda elektromos tere gyorsítja az elektronokat, a (3.2) Bohm-feltétel úgy értelmezhető, hogy az elektronok olyan drift sebességgel kell belépjenek a burokba, amely meghaladja a $(kT_i/m)^{1/2}$ értéket. Mivel ez a sebesség jóval kisebb, mint az elektronok véletlenszerű

mozgásának sebessége a burokba belépő elektronáram megközelítőleg megegyezik a plazmában lévő elektronárammal. A karakterisztika I-es tartományában, ahol a szonda az ionokat gyorsítja, a burokfeltétel megköveteli, hogy az ionok rendelkezzenek a $v_B = (kT_e/M)^{1/2}$ Bohm-sebességnél nagyobb drift sebességgel, amely jóval meghaladja az ionok termikus mozgásból származó sebességet.

4. Fejezet

Lokális plazmadiagnosztika az ATOMKI ECR laboratóriumban

4.1. Langmuir szondák alkalmazásánál felmerülő problémák

4.1.1. Az ECR ionforrás sajátosságaiból eredő általános problémák

4.1.2. A megfelelő karakterisztika tartomány kiválasztása

4.2. A Langmuir-szonda gyakorlati megvalósítása

4.2.1. A szonda anyaga, formája, mérete, szigetelése

4.2.2. A szonda mozgatása

4.2.3. A szonda által begyűjtött áram mérése

4.3. A karakterisztika illesztése

Az eddigi fejezetekben szakirodalmi forrásokra hivatkozva mutattam be az ECR ionforrások, általában a plazmák és az ECR plazma alapvető jellegzetességeit. A szakirodalom nagyon bőséges ezen a területen, ezért természetesen van olyan rész is, ami kimaradt az összefoglalóból, azonban a jelen dolgozat keretein belül bemutatásra kerülő elméleti és kísérleti munkák szempontjából és egy alapvető kép kialakításához elegendő információt hordoz. Bővebb információk a megfelelő hivatkozásokban találhatók.

A következőkben saját munkám bemutatására kerül sor, melyet részben önállóan, részben pedig a debreceni és a frankfurti ECR laboratóriumban és a kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetemen dolgozó kollégákkal közösen végeztem.

4.1. Langmuir szondák alkalmazásánál felmerülő problémák.

4.1.1. Az ECR ionforrás sajátosságaiból eredő általános problémák

Mint már említettem a 3. fejezetben, a Langmuir-szonda egy viszonylag könnyen megvalósítható mérési eszköz. ECR ionforrásban történő alkalmazását mégis nehezíti néhány, az ionforrás felépítéséből és működési sajátosságaiból származó műszaki, kísérleti és elméleti jellegű probléma.

Műszaki jellegű problémák:

- kicsi plazma és kamra méretek, ha a mikrohullám frekvenciája magas ($> 5 \text{ GHz}$),
- a szondát vákuumban kell mozgatni,
- a szonda nagyfeszültségű platformon található,
- az ionforrást működése közben elhagyó erős elektromágneses sugárzás.

Kísérleti jellegű problémák:

- a szonda anyaga porlasztódhat és megolvadhat a nagyenergiájú plazmarészecskék jelenléte miatt,
- a szonda Biased-disk hatása (elektron emisszió és a plazma potenciál módosulása).

Elméleti jellegű problémák:

- a plazmát erős, inhomogén *B*-minimum típusú mágneses csapda tartja össze,
- az elektronok eloszlásfüggvénye nem tisztán Maxwell-Boltzmann típusú (nagy energiájú elektronok),
- különböző plazma komponensek többszörösen lefosztott ionjainak jelenléte,
- az elektronok mozgásából származó energiának csak a mágneses tér erővonalaiával párhuzamos irányra vonatkoztatott komponensét méri a szonda.

Természetesen vannak ezek között olyan problémák is, amelyek nem teljesen függetlenek egymástól, ám lényegüket tekintve mégis az illető kategóriába sorolhatók.

A szonda anyagának, és a kísérleti feltételek megfelelő megválasztásával, az említett problémák közül néhány kiküszöbölhető, míg a többi hatása megfelelő szintre lecsökkenthető. A felsorolt tényezők egy része a kísérleti megvalósítást nehezíti meg, míg más része a szonda által mért karakterisztikák kiértékelésénél jelent problémát. A fentiek hatására a karakterisztika bizonyos feszültségtartományokban eltéréseket mutat az ideális alaktól. Példák erre az elektron telítési áram értékének lecsökkenése, melyet az erős mágneses tér okoz vagy a nagyenergiájú elektronok következtében nem teljes ionáram telítődés.

4.1.2. A megfelelő karakterisztika tartomány kiválasztása

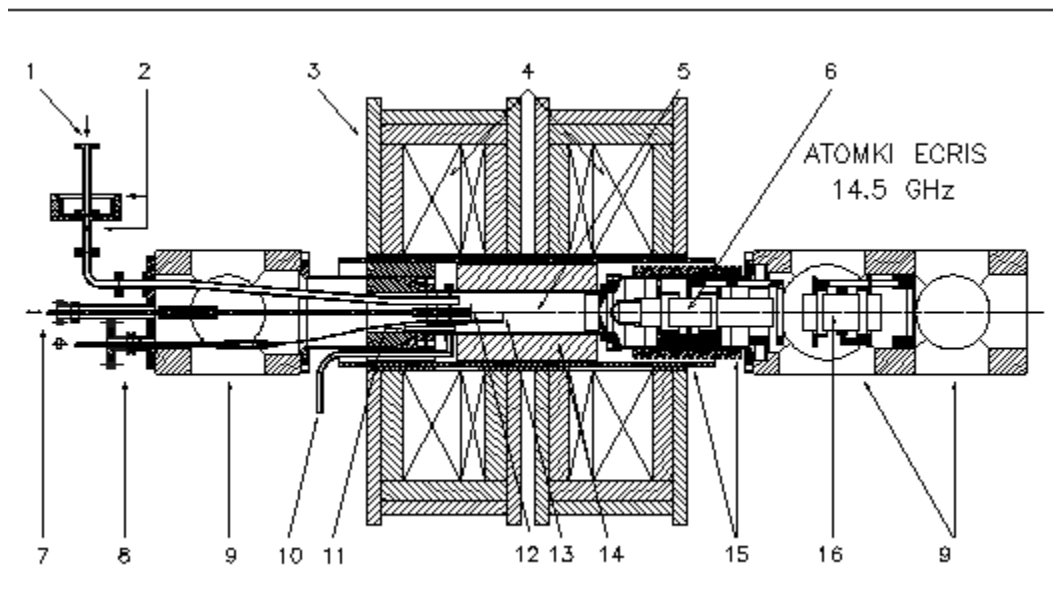
Plazmaparaméterek meghatározására alkalmasak lehetnek a karakterisztika különböző tartományai attól függően, hogy milyen egyedi tulajdonságokkal rendelkezik a plazma, melyben a méréseket végeztük. Ennek megfelelően különféle módszereket dolgoztak ki a kutatók az idők folyamán a plazmák paramétereinek meghatározására [God90, Lan24, Laf66]. Az ECR plazma komplex szerkezetéből kifolyólag a karakterisztikának csak meghatározott részei használhatók fel. A következőkben megvizsgáljuk, hogy miért van ez így és a karakterisztikának mely részei használhatók fel.

Tekintsük először az elektronáram telítési tartományt. A mágneses tér jelenlétének egyik legfontosabb következménye az, hogy az elektronáram telítési értéke nagymértékben lecsökken a mágneses tér jelenléte nélkül várható értékhez képest. A mágneses tér jelenléte az erővonalak körüli körmozgásra kényszeríti a töltéshordozókat, melyből az következik, hogy a töltéshordozók sebességeloszlása irányfüggővé válik, különböző lesz az erővonalakkal megegyező és az arra merőleges irányban (a mágneses tér jelenléte anizotrópiát visz be a rendszerbe). Normális esetben, amikor $B = 0$, az elektron- és ion telítési áramok aránya I_e / I_i , az elektron- és ion termikus sebességek arányával, i.e. $(kT_e/m_e)^{1/2}/(kT_i/M_i)^{1/2}$, megegyező (10^2) nagyságrendű. Amikor a mágneses tér eléggé gyenge ahhoz, hogy az ion Larmor sugár legyen nagy a szonda sugarához és a Debye távolsághoz képest de elég erős ahhoz, hogy az elektron Larmor sugár legyen összemérhető vagy kisebb, mint a fent említett méretek, az ion telítési áram változatlan marad, míg az arány lecsökken 10 - 20 közötti értékre. Amíg mágneses tér hiányában az elektronok minden irányból azonos valószínűséggel érkeznek a szonda felületére, addig mágneses tér jelenlétében a szonda „kiüríti” azt a fluxus csövet, amelyet keresztez, s utána csak olyan elektronokat gyűjt be, melyek az erővonalakra merőleges irányú diffúzió útján kerülnek a fluxus csőbe. Ennek eredményeképpen az elektron telítési áram lecsökken. Ezért ennek a tartománynak a használata valószínűleg elektronhőmérséklet értéket szolgáltatna, így ECR plazmában nem alkalmazható. Az átmeneti tartományban úgy elektron, mint ion kollekció jelen van, s ezért a fenti megállapítások szintén érvényesek. Viszont ha a szonda potenciálja kisebb, mint a fali potenciál (V_f) értéke, már nem jelentkezik az elektronelnyomás hatása. Ennek megfelelően a karakterisztika falipotenciáljához közel eső tartományát használva megbízható elektronhőmérséklet értékeket kaphatunk.

4.2. A Langmuir-szonda gyakorlati megvalósítása

Mint már említettem, a Langmuir-szonda egy rendkívül egyszerű kísérleti berendezés. Azonban az ECR ionforrás plazmájában történő mérések feltételeinek megteremtése igen körültekintő munkát és sok részlet szemelőttartását igényeli, úgy a végzendő kísérletek, mint az azok eredményeként kapott karakterisztikák kiértékelésének szempontjából.

A 4.1. ábrán az ATOMKI-ECR metszeti rajza látható. A baloldalon látható injektáló oldal egyik érdekessége, hogy két, egymástól független, egy a tengelyen- (on axis) és egy a tengelyen kívüli (off axis) mozgásbevezetővel rendelkezik.



4.1. ábra. Az ATOMKI-ECR ionforrás metszeti rajza.

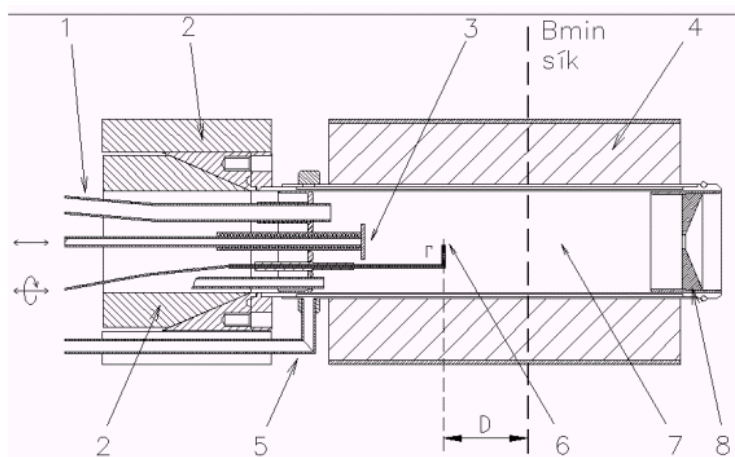
1-mikrohullám bevezető, 2- vákuum- és elektromos szigetelő, 3- vas (5 cm), 4-tekercesek, 5- plazmakamra, 6- kivonó optika, 7- on-axis mozgásbevezető, 8- off-axis mozgásbevezető, 9- vákuumszívás, 10- gáz bevezető, 11- plazmakamra hűtés, 12- biased-disk, 13- Langmuir-szonda, 14- NdFeB hexapol, 15- szigetelő, 16- Einzel lencse.

Ez egyedi a világon működő ECR ionforrások között. Mint a későbbiekben kiderül, ennek a konstrukciónak sokrétű alkalmazása lehetséges, változatos kísérletek elvégzését teszi lehetővé. A konstrukció létrehozását a Langmuir-szonda megvalósításának gondolata tette szükségessé. Addig az ionforrás egyetlen lineáris mozgásnak a tengelyen való bevitelére volt alkalmas. Jelenleg a laboratórium egy lineáris mozgás és egy független lináris-rotációs mozgáskombináció (melyről később bővebben beszélek) bevezetése alkalmas mechanizmussal rendelkezik, melyek egymás közt felcserélhetők.

4.2.1. A szonda anyaga, formája, mérete, szigetelése

Elektrosztatikus szondákat különféleképpen előállított plazmák tanulmányozására alkalmaztak már sikerrel az idők folyamán, így a szondák változatos geometriai konfigurációit dolgozták ki és tesztelték le. Ide sorolhatók a sík, gömb és henger alakú szondák, az emissziós- és kettős szondák és még folytathatnánk a felsorolást. Az ECR ionforrás plazmájának szondás

vizsgálatáról a szakirodalom még nem tartalmaz sok kísérleti adatot. Ezért kísérleteink elvégzéséhez választásunk a már bevált henger alakú szondára esett. A 4.2. ábra, egy az ionforrás szimmetriatengelyén elhelyezett a 3.4.a. ábrán látható konfigurációjú szondát mutat.



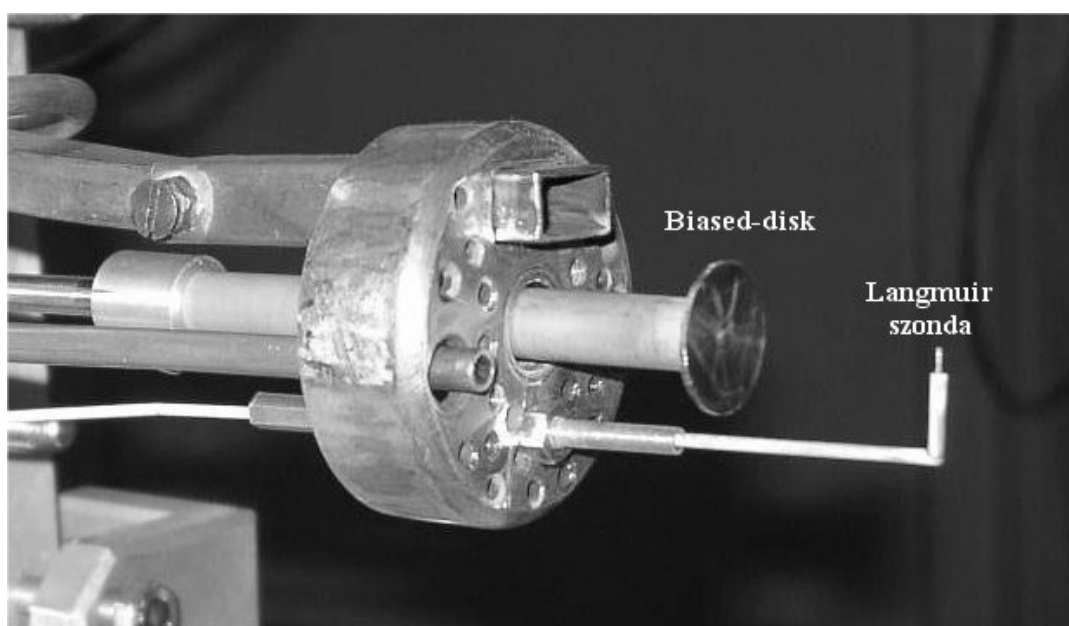
4.2. ábra. Az ECR ionforrás injektáló oldalának metszeti rajza.

1- Mikrohullám bevezetője, 2- Vas, 3- Biased-Disk, 4- Hexapol, 5- Plazmakamra hűtése, 6- Langmuir-szonda, 7- Plazmakamra, 8- Kivonó rész, D - a szonda helyzete, r - a szonda tartórúdjának helyzete a tengelyhez képest.

A szonda formájának kiválasztása után, mely a majdan használandó elméleti modellt határozza meg, a mérések szempontjából fontos a szonda anyagának megfelelő kiválasztása. A szonda anyaga magas olvadásponttal és alacsony szekunder elektron emissziós együtthatóval kell rendelkezzen. A magas olvadáspont azért fontos, mert az ionforrásban, nagy számban találhatók nagy energiájú elektronok melyek a szonda rongálódását (olvadás, porlasztódás) okozhatják, míg az alacsony szekunder elektron emissziós együttható azért fontos, mert az ionok nagy számban képesek ilyen elektronokat kiváltani, amelyek meghamisítanák a mérési eredményeket. Mindkét követelménynek megfelelő anyag a wolfram.

A szondát hengeresnek akkor tekinthetjük, ha hosszanti mérete jóval meghaladja átmérőjét. Emellett a szondának még kicsinek kell maradnia ahhoz, hogy minél kisebb mértékben zavarja meg a plazmát, mert különben a mért adatok nagyon különböznenének a valódi állapotoktól. Ezért méréseimben mindvégig egy 3 mm magasságú és 0,4 mm átmérőjű wolfram szálból készült szondát használtam (4.3. ábra), mely megfelel a fenti követelményeknek.

A szonda kivitelezésének egy másik aspektusa a megfelelő szigetelés kiválasztása és annak a szondára való illesztése. Esetünkben a szonda szigeteléséről egy speciális kerámiaszigetelés gondoskodott. Anyagát tekintve Al_2O_3 , speciális voltát pedig az tükrözi, hogy hőállóképessége 2000 °C-ig terjed ki. A szigetelés elhelyezkedését a 4.3. ábra mutatja be. Látható az ábrán, hogy a szigetelésnek egy könyököt kell leírnia követve a szonda drótját. Ezért a drót szigetelését két részből kell elkészíteni, s az illeszkedő 45°-os felületeket össze kell ragasztani. A ragasztáshoz speciálisan ilyen célokra kifejlesztett cementet alkalmaztunk, mely szilárdulás után jó hőállóképességgel rendelkezik.

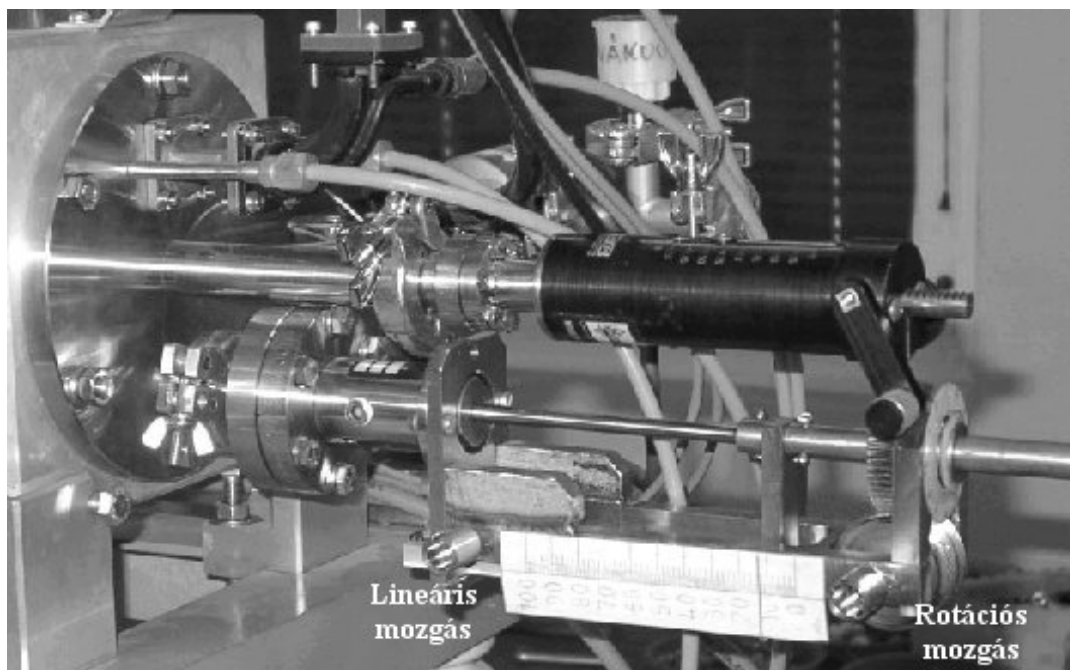


4.3 ábra. A szonda elhelyezkedése a kamrában.

4.2.2. A szonda mozgatása

Elsődleges szempont amit figyelembe kell venni az, hogy a szonda lokális plazmadiagnosztikai kísérletek elvégzésének kell megfeleljen. Ez azt jelenti, hogy minél kisebb kell legyen (természetesen a plazmakörülmények figyelembe vételével), nagy számú mozgási szabadsági fokkal kell rendelkeznie és lehetőség szerint minél pontosabban lehessen mozgatni. A plazmakamra kicsiny mérete több megoldandó kivitelezési problémát vet fel. Egyrészt a szonda mozgatási lehetőségeit befolyásolja, másrészt mivel a szonda nem lehet tetszőlegesen kicsi, a kamra méretei befolyásolják a „felbontóképességet”. Például a tengelyen elhelyezett szonda esetén a

maximálisan leírható kör sugara mindössze 3 cm . Figyelembe véve, hogy a szonda átmérője $0,4\text{ mm}$ kiszámítható, hogy azimutálisan 5° alatt már nem érdemes mérni, mert a mérések mértani helyei már fedésbe kerülnek.



4.4. ábra. A szonda mozgató mechanizmusa.

Válasszuk ezen a ponton két részre a problémát, ugyanis a szonda mozgatása komplex feladat. Először is nézzük meg, milyen tényezők befolyásolják a feladatunkat az ionforrás külső felépítése szempontjából. A szonda a plazmakamrában található, amely minden esetben nagyfeszültségen van működés közben. A kamra falához képest kell a szonda potenciálját változtatni, ami azt jelenti, hogy a szonda és tápegysége szintén a magas potenciálú platformra kell kerüljön. Emellett az ionforrást intenzív elektromágneses sugárzás hagyja el, nem lehet megközelíteni működés közben és így a szondát csakis távvezérléssel lehet irányítani (egyedi esetenként változhat az alkalmazott sugárvédelmi rendszerektől függően; az ATOMKI-ECR laboratóriumban a munkatér kialakítása megköveteli a távolból történő szondamozgatást).

A szonda mozgatásáról egy általam tervezett mechanizmus gondoskodik 4.4. ábra, amely lehetővé teszi a szonda független lineáris és azimutális mozgását egy adott sugarú körön. Más radiális helyzetben történő mérés, a jelen lehetőségek mellett, csakis különböző méretű szondák cserélésével valósítható meg, ami a mérések leállításával jár. A 4.1. táblázat tartalmazza a

mechanizmus által nyújtott mérési tartományokat és pontosságokat. A kísérletek folyamán a mozgatás kézzel (két szigetelő rúddal) nagyfelbontású skálák alkalmazásával történik. A rudak a 4.4. ábrán látható tengelyvégeken keresztül egy fém rúdhoz csatlakoznak, amely kettős “o-ring” vákuumszigetelésen keresztül jut be a vákuumtérbe.

Beérkezve a vákuumtérbe a plazmakamra és az ionforrás belső méretei és továbbra is a magas potenciálú platform okoznak gondot. A fémrúd végére teflon szigetelő került (ld. 4.1 ábra) és ahhoz csatlakozik a hosszú wolfram szál, melynek a másik vége már a szondát alkotja. A wolfram szál többszintű feladatkör ellátására is alkalmasnak bizonyult. Szigeteléssel ellátva betölti a szonda szerepét és kihasználva a vékony szál flexibilis tulajdonságait a mozgás továbbvitelére is alkalmazható.

	Tartomány	Pontosság
Lineáris	10 cm	0,5 mm
Radiális	360 deg	1 deg

4.1. táblázat: A mozgatási mechanizmus által nyújtott mérési tartományok és mozgatási pontosságok.

A fentiek figyelembe vételével megállapítható, hogy egyetlen méréssorozat alkalmával a mechanizmus lehetőséget nyújt tetszőleges radiális helyzetben elhelyezett szondával egy teljes henger felszínén karakterisztika mérésre és plazmaparaméterek kiszámítására (4.4 ábra).

4.2.3. A szonda által begyűjtött áram mérése

Információt a plazmáról a szonda feszültség-áram karakterisztikája (3.1. ábra) szolgáltat. A szonda karakterisztikájának komplex jellegéből és a kiértékelésre használandó tartományból következik, hogy méréséhez olyan speciális feszültségforrásra van szükség mely egyidejűleg képes negatív és pozitív töltéshordozók begyűjtésére, ugyanakkor pedig folytonos átmenetet biztosít a negatív és pozitív feszültségtartományok között.

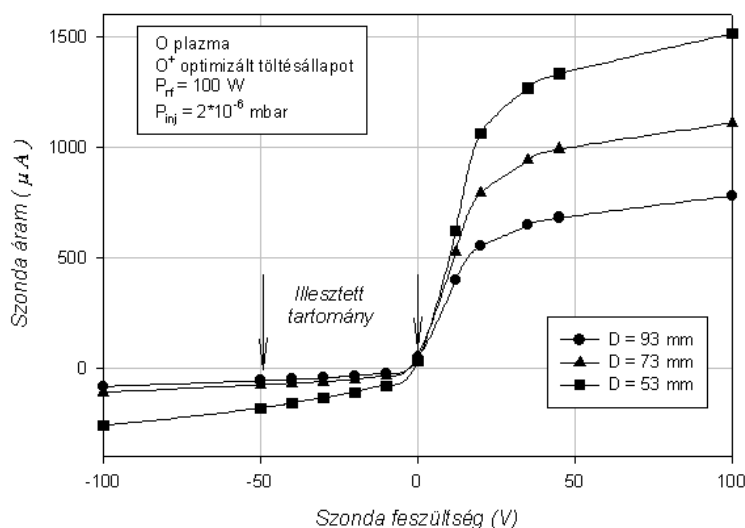
	Tartomány	Pontosság
Kimeneti feszültség	-500 V, 500 V	0,1 V
Kimeneti áram	-10 mA, 10 mA	1 μ A

4.2. táblázat. BIP500 tápegység adatai

Ennek érdekében egy az ATOMKI-ben tervezett és legyártott BIP500 tápegységet használtunk. A 4.2. táblázat tartalmazza a feszültségforrás fontosabb adatait.

4.3. A karakterisztika illesztése.

A fentiek bemutatására tekintsünk néhány az ATOMKI-ECR ionforrásban mért karakterisztikát (4.5. ábra). Az ábra bal felső sarkában néhány a plazma néhány makroszkopikus paramétere, jobb alsó sarkában pedig, a szonda axiális pozíciója (D) van feltüntetve, amely a szonda és az ionforrás B_{MIN} síkja (ld. 4.2. ábra) közötti távolság.



4.5. ábra. ECR plazmában mért Langmuir-szonda karakterisztikák.

Megfigyelhető az elektronáramnak az ionáramhoz vonatkoztatott aránya a 4.1.2. paragrafusban leírtaknak megfelelően. Szintén a 4.1.2.-ben foglaltaknak megfelelően, plazmaparaméterek kiszámítására a karakterisztika falipotenciálhoz közel eső tartományát használjuk. Mivel a szonda potenciáljának növekedésével nő a szondát körülvevő burok mérete, az illesztést olyan feszültségtartományban kell végezni, ahol ez a hatás még nem nagy mértékű. Ehhez végeztünk egy számítást, amelyből azt a következtetést vonhattuk le, hogy a $(-50, 0) \text{ V}$ tartományban nem jelentős a burok növekedése, így illesztésre ezt a tartományt használtuk fel. Még annyit meg kell jegyeznünk ezzel kapcsolatban, hogy a falipotenciál értéke általában a $(-10, 10) \text{ V}$ tartományban, a zero volthoz közel található, így az illesztési tartomány csak nagyon kicsiny szakasza haladja meg a falipotenciál értékét.

Az elektronok párhuzamos komponensének Maxwell-Boltzmann eloszlását feltételezve, a karakterisztika ionáram tartománya a következő összefüggéssel illeszthető,

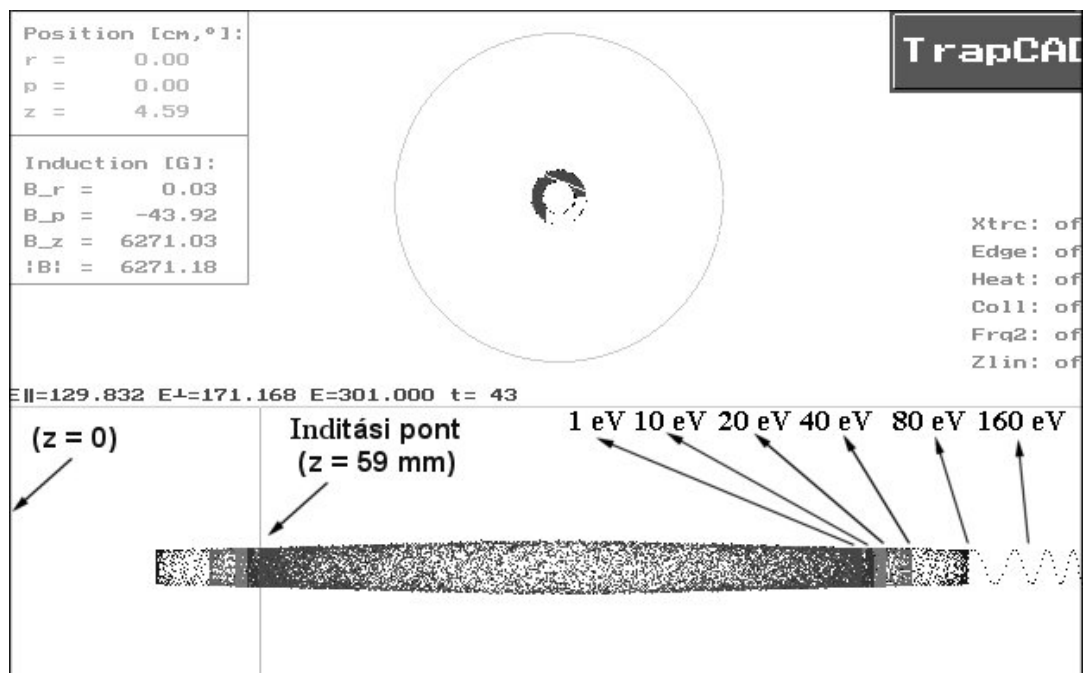
$$I = I_{sat}^{ion} \left(1 - \exp \frac{V - V_f}{T_e} \right) \quad (4.1)$$

ahol I a szonda által regisztrált áram és V a szondára kapcsolt feszültség. Az illesztést számítógép segítségével végeztem úgy, hogy az összefüggésben V_f mérhető (vagy akár paraméterként is kezelhető) míg I_{sat}^{ion} és T_e a regressziós formula paraméterei.

Természetesen nem feledkezhetünk meg az illesztésből származó hibákról sem. Felhasználva a Gauss-féle hibaterjedési szabályt, nagy számú görbe illesztéséből levonhattuk azt a következtetést, hogy az elektronsűrűség kiszámításánál (az illesztésből származó paraméterek felhasználásával, figyelembe véve a mérési pontosságokat is) az elkövetett relatív hiba kisebb, mint 7%.

4.4. Elektron energia

Az előző pontban az illesztésnél azt állítottam, hogy a szonda az elektronok energiájának a mágneses erővonalakkal párhuzamos komponensét méri. Vizsgáljuk meg kicsit közelebbről, hogy miért is van ez így. Két dolgot vegyünk figyelembe. Az egyik az, hogy miként jön létre az elektronok tükrözése a mágneses csapdában. Erre néhány sajátos esetet mutat be a 4.6. ábra. Az ábrán olyan elektronok pályája van feltüntetve, amelyeket a kamra tengelyének azonos pontjából indítottam útra ($z = 4,59 \text{ cm}$) úgy, hogy állandó merőleges ($E_{\perp} = 300 \text{ eV}$) és különböző párhuzamos energiával rendelkeztek. Megfigyelhető, hogy a különböző elektronok, amelyek más és más teljes energiával rendelkeztek, a kamra más és más pontjaiban tükröződtek. A második dolog, amit figyelembe kell venni az a szonda körül kialakuló burok és annak a szerkezete, amelyet már a korábbi részekben leírtam. Ennek megfelelően ahhoz, hogy az elektronok eljuthassanak a szonda felületére sebességük meg kell haladjon egy minimális sebességet, amit Bohm sebességként definiáltunk. Ez a sebesség pedig nem lehet más, mint az elektron sebességének a mágneses erővonalakkal párhuzamos komponense [Gel96], mert az szabja meg, hogy egyáltalán eljuthat-e egy elektron a szonda környezetébe avagy sem, mivel az előburkon kívül a szonda jelenléte egyáltalán nem is észlelhető. Tehát például, ha az előburkon kívüli pontban található egy elektron, amely csak merőleges energiával rendelkezik, nem juthat el a szondára, mert nem érzi annak jelenlétét. A szonda az elektronenergia párhuzamos komponensének átlagértékét méri egy adott szonda helyzetben.



4.6. ábra. Ugyanabból a pontból kiinduló, ugyanazzal a merőleges de különböző párhuzamos energiával rendelkező elektronok tükrözési pontjai.

Ez a 4.6. ábra segítségével könnyedén belátható. Az elektron merőleges energiájának szerepe a dolgozatban tehát csupán az, hogy ez az energia a szonda felszínével történő ütközés során alakul át hővé, amely a szonda melegedését okozza. Ez a melegedés jelentős, amikor a szondát a rezonáns zónában használjuk, melyről bővebben a kíséretek leírásánál fogok beszélni.

5. Fejezet

Elméleti eredmények

5.1. Egyszerű plazmát leíró modell

5. 2. Egykomponensű plazma

5. 3. Többkomponensű plazma

Az ECR ionforrás plazmája igen bonyolult, mely kissé indokolja is azt a tényt, hogy a lokális plazmadiagnosztika eszközeit eddig nem vették a kutatók igénybe tulajdonságainak megállapítása céljából. Látható fény- és röntgen spektroszkópiai kutatások folytak már az ECR plazmán az ATOMKI-ben [Tak97], melyek segítségével olyan paramétereket lehetett meghatározni, amelyek az egész plazmára vonatkoznak. A plazmában lejátszódó folyamatokról azonban csak korlátozottan lehet következtetéseket levonni a globális módszerekkel meghatározott paraméterekből. Viszont a plazmaparaméterek helyfüggőségének ismerete fontos lenne számos a plazmával kapcsolatos jelenség és a plazmában lejátszódó folyamatok megértése szempontjából. Ezekről adhat felvilágosítást a plazma lokális tanulmányozása.

Az ECR plazmában mért feszültség-áram karakterisztika kiértékelése sok nehézségbe ütközik. Mivel nagyon kevés kísérleti adat áll rendelkezésre a szakirodalomban, nem történt előrelépés a szonda karakterisztikájának kiértékelésére szolgáló modellek fejlesztése terén sem. A szonda megbízható eredményeket szolgáltatott különböző plazmák diagnosztizálásánál [Sta82, Sta90], amelyek azonban alapvetően különböznek az ECR plazmától. Olyan plazmákról van itt szó, amelyek az elektronkomponensen kívül főleg egyszeresen lefosztott ionokat tartalmaztak, az ECR plazma fő tulajdonsága viszont éppen az, hogy többszörösen lefosztott ionokat tartalmaz. A 4.1.2. pontnak megfelelően, az ECR plazma diagnosztizálására a karakterisztikának éppen az a része hasznosítható, ahol a szonda főleg a többszörösen lefosztott ionokat gyűjti be. Elméleti kutatásaim a karakterisztika iontartományának kiértékelésére, a többszörösen lefosztott ionok figyelembe vételére vonatkoztak. Az alábbi részekben röviden bemutatom a karakterisztika kiértékeléséhez a szakirodalomban található módszert, majd részletesen tárgyalom egykomponensű plazma esetén, a többszörösen lefosztott ionok figyelembe vételére általam kidolgozott modellt és végül a modell általánosítását többkomponensű plazmára, amely már a tulajdonképpeni ECR plazma. Előbb azonban lássunk néhány általánosságot mely minden esetre igaz.

Az ECR plazmát nagyfrekvenciájú elektromágneses tér állítja elő (melynek frekvenciája általában 2-20GHz) és bonyolult szerkezetű mágneses csapda tartja össze, melyek jelentősen megnehezítik az ECR plazma elméleti leírását. Az elektronok és ionok tömege közötti jelentős különbség miatt a fent említett tényezők főleg a plazmában található elektronok mozgását befolyásolják. Az ECR plazma, mint minden mágneses tér által összetartott plazma, nem-egyensúlyi plazma, ami azt jelenti, hogy leírásuknál különböző hőmérsékleteket kell használnunk a mágneses erővonalakra merőlegesen és az erővonalakkal párhuzamosan végbemenő mozgás leírására. Ilyen esetekben a karakterisztika meredeksége megadja az elektronhőmérséklet párhuzamos komponensét [Che65, Ame87]. Az ECR ionforrás részecske eloszlásfüggvényére jó közelítést ad a "loss-cone" típusú eloszlásfüggvény [Dor65], amely eloszlás a mágneses tér erővonalaival párhuzamosan végbemenő mozgásra Maxwell-Boltzmann eloszlást mutat. Természetesen ez az ECR plazma leírására egy idealizált eset, ám a megfogalmazott célok elérése tökéletesen megfelelő közelítés ezért az elméleti modell megalkotásánál és a továbbiakban bemutatásra kerülő karakterisztikák kiértékelésére mindvégig Maxwell-Boltzmann eloszlást használunk az elektron párhuzamos mozgására. Jelölje a továbbiakban:

- T_e az elektronhőmérséklet párhuzamos komponensét,
- T_i az ionhőmérsékletet.

A következő alpontokban három modellt mutatok be. Mindhárom modell célként a plazma elektronsűrűségének meghatározását tűzi ki. Az 5.1. alpont, a szakirodalomban eddig rendelkezésre álló modellt tartalmazza. Az 5.2. alpont saját munkám, amely javít az előző modell hibáin, és a karakterisztika kiértékelésénél figyelembe vesz többszörösen lefosztott ionokat, azonban ez még nem elégséges az ECR plazmában mért karakterisztikák kielégítő elemzéséhez. Az 5.3. alpont tartalmazza az ECR plazmában mért karakterisztikák tökéletes kiértékelésére alkalmas modellt. Ez a modell többkomponensű plazma többszörösen lefosztott ionjait veszi figyelembe.

5.1. Egyszerű plazmát leíró modell

A modell egy egyszerű plazmát feltételez, amelyben az elektronokon kívül csak egyetlen pozitív töltéssel rendelkező ionok jelenlétét feltételezi. Ez a modell nagyon sok gyakorlati alkalmazás esetén megfelelő, ám éppen azt hagyja figyelmen kívül, ami az ECR plazma alapvető tulajdonsága, benne egy atomnak különböző töltésű ionjai lehetnek. A modell leírása megtalálható az irodalomban [Che65, Tag87], nem térek ki rá részletesen, csak az összehasonlítás végett szükséges elemeket mutatom be. Az elektronsűrűség kiszámítására az

$$n_e = \frac{2I_{sat}^{ion}}{A_n e} \cdot \sqrt{\frac{M}{T_e}} \quad (5.1)$$

összefüggés található, ahol I_{sat}^{ion} a telítési ionáram, M az ion tömege, A_n a szonda normális felülete, és e az elektron töltése. Illesztésre ugyancsak a (4.1) összefüggést alkalmazza,

$$I = I_{sat}^{ion} \left(1 - \exp \frac{V - V_f}{T_e} \right) \quad (5.2)$$

míg a plazmapotenciál kiszámítására a

$$V_p = V_f + (3.8 + 0.5 \ln \mu) T_e \quad (5.3)$$

összefüggést, ahol V_f a fali-potenciál μ az ion relatív atomtömege.

5.2. Egykomponensű plazma

Mivel a legtöbb és legszemléletesebb információt a plazma elektronsűrűsége hordozza, a további levezetésekben n_e paraméternek a meghatározására koncentrálok.

Az első esetben feltételezünk egy tiszta ECR plazmát, mely csakis a munkagáz különböző ionjait tartalmazza (egykomponensű plazma). Mint már említettem, a szonda karakterisztikájának ionáram tartománya tartalmazza a plazmában jelenlevő különböző töltésű ionokat, így az eddigiekben kidolgozott elméleti modellek nem alkalmasak az ECR plazma lokális plazmaparamétereinek kiszámítására. Ezért a karakterisztika feldolgozásánál figyelembe kell vennünk ezen ionok jelenlétét is. Az ionok telítettségi áram kifejezésének meghatározásához többkomponensű plazma esetében abból indulhatunk ki, hogy a szonda elektromos terét a burok nem árnyékolja le teljes mértékben. A plazma azon részét, amelyben még létezik egy nagyon gyenge elektromos tér, de már érvényes a kvázi-neutralitás feltétele előburoknak nevezzük. Ezt követi a burok, melyben erős elektromos tér van jelen és a kvázi-neutralitás feltétele már nem teljesül. A mi szempontunkból az ionáram tartomány érdekes, ahol az elektronok taszító elektromos térben találhatók és így eloszlásukat a Maxwell-Boltzmann összefüggés határozza meg,

$$n_e = n_0 \exp \left(\frac{eV}{kT_e} \right) \quad (5.4)$$

ahol n_0 a perturbálatlan elektron sűrűség és V a potenciálkülönbség az előburok adott pontja és egy távoli pont között (amely konvencionálisan 0 vagy a plazmapotenciál).

A dn_e/dV deriváltból az ún. effektív elektron hőmérséklet határozható meg az

$$\frac{e}{kT_e} = \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dV} \quad (5.5)$$

összefüggés segítségével. Hideg ionokat feltételezve ($T_i = 0$, amely ECR-nél jó közelítés), melyek egy ionfolyadékban lényegében a mágneses erővonalak mentén mozognak, az ionok transzportját tárgyalhatjuk az egydimenziós megközelítéssel. A j -töltésű ion transzportját stacionárius esetben a

$$\frac{d}{dx}(n_j v_j) = S_j \quad (5.6)$$

$$n_j M v_j \cdot \frac{dv_j}{dx} = j e n_j E - M v_j S_j \quad (5.7)$$

hidrodinamikai folytonossági- illetve impulzus egyenletek írják le [Sta90, Sta81]. S_j a forrás tagot jelöli, mely megadja az egységnyi idő alatt, egységnyi térfogatban keletkező vagy éppenséggel eltűnő ionok számát, M az iontömeg, $E = -dV/dx$ az elektromos tér az előburokban és $M v_j S_j$ a fékezési tag, amely azt fejezi ki, hogy az ion gyakorlatilag zéró sebességgel keletkezik, és a folyadékmozgás gyorsítja fel v_j sebességre [Sta81]. Kiszámítjuk (5.5)-ből dV/dx -et, majd (5.6)-ban elvégezzük a deriválást és dV/dx -el együtt behelyettesítjük dv_j/dx kifejezését az (5.7) egyenletbe (figyelembe véve, hogy $dV/dx = -E$) és kapjuk a következő egyenletet,

$$\frac{M v_j^2}{n_j} \cdot \frac{dn_j}{dx} = j \cdot \frac{kT_e}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dx} + 2 \cdot \frac{M v_j S_j}{n_j} \quad (5.8)$$

melyet a kvázineutralitás

$$\sum_j j \cdot e \cdot n_j = e \cdot n_e \quad (5.9)$$

egyenletéből számított dn_j/dx deriválttal kombinálva a következő egyenlethez jutunk.

$$\left(1 - \frac{kT_e}{n_e} \cdot \sum_j \frac{j^2 n_j}{M v_j^2} \right) \frac{dn_e}{dx} = 2 \cdot \sum_j j \cdot \frac{S_j}{v_j} \quad (5.10)$$

Ha az egyenlet zárójelében található kifejezés értéke zéró, a dn_e/dx derivált végtelenné válik, ami azt jelenti, hogy az illető pontban befejeződik a plazma és megkezdődik a burok. Itt az

elektronsűrűség rendkívül gyorsan csökken, illetve megkezdődik az ionok felgyorsítása a burok elektromos terében [Sta86]. Tehát az előburok-burok határán,

$$\sum_j \frac{j^2 \cdot n_j}{M \cdot v_{jB}^2} = \frac{n_e}{kT_e} \quad (5.11)$$

ahol v_{jB} a j töltésű ion Bohm-sebessége (ld. 3.2.4.).

A továbbiakban térjünk át a szonda által begyűjtött telítési ionáram kiszámítására, mely a definíció alapján felírható, mint

$$I_{sat}^{ion} = A \cdot \sum_j n_{js} \cdot j \cdot e \cdot v_{jB} \quad (5.12)$$

ahol A a szonda felülete és n_{js} a j töltésű ionok sűrűsége a burok szélén. Mivel az ECR ionforrás plazmájának ion töltés-eloszlásfüggvénye nem ismert, a továbbiakban egy közelítést alkalmazunk, mely a levezetésre kerülő összefüggést félempirikussá teszi.

Jelölje a továbbiakban:

- $\overline{n_s^+}$ a plazma ionkomponensének átlagos sűrűségét (a plazma egységnyi térfogatában található ionok száma, függetlenül az ionok töltésétől),

- α_j egy 0 és 1 közötti szám, mely megadja a nyaláb százalékos összetételét és a kivont nyaláb spektrumából határozható meg, mellyel azt feltételezzük, hogy a plazmában uralkodó töltéeloszlást a kivont nyaláb jó közelítéssel tükrözi vissza [Dou98].

Az α_j állandó meghatározható úgy, mint

$$\alpha_j = \frac{I_j/j}{\sum_j (I_j/j)} \quad (5.13)$$

ahol I_j a j töltésű ionok begyűjtésekor mért ionáram. A fenti definíciókból következik, hogy a j töltésű ionok sűrűsége meghatározható, mint

$$n_{js} = \alpha_j \cdot \overline{n_s^+} \quad (5.14)$$

Feltételezve, hogy az előburok ütközésmentes, az ionokat az előburok-burok között fellépő U ($U = -V = V_p - V_s$) potenciálkülönbség gyorsítja fel a v_{jB} sebességre, melyre felírható, hogy

$$\frac{M \cdot v_{jB}^2}{2} = j \cdot e \cdot U \quad (5.15)$$

Felhasználva (5.11) – (5.14) összefüggéseket az ionáram felírható, mint

$$I_{sat}^{ion} = A \cdot n_s^+ \cdot e^{3/2} \cdot \left(\frac{2U}{M} \right)^{1/2} \cdot \sum_j \alpha_j \cdot j^{3/2} \quad (5.16)$$

A fenti összefüggésben szereplő potenciál értéke meghatározható a kvázineutralitás egyenletet is figyelembe véve a (5.10)-es összefüggésből.

$$U = \frac{kT_e}{2e} \quad (5.17)$$

Egy másik feltételezés, amellyel élnünk kell az, hogy a kivont nyaláb átlagos töltése (melyet a nyalábspektrumból határozhatunk meg) megegyezik a plazma átlagos lefosztottságával.

$$\overline{j^+} = \frac{\sum_j I_j}{\sum_j (I_j / j)} \quad (5.18)$$

Tekintetbe véve, hogy az idealizált egykomponensű plazma kvázineutralitási egyenlete az alábbi formában írható fel,

$$\overline{n_s^+ j^+} \cdot e = n_{es} \cdot e \quad (5.19)$$

ahol n_{es} az elektron sűrűség a burok szélén és $\overline{j^+}$ a nyaláb átlagos töltése, az ionáram (5.16) és (5.18) segítségével az

$$I_{sat}^{ion} = \frac{A \cdot n_{es} \cdot e}{\overline{j^+}} \cdot \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2} \cdot \sum_j \alpha_j \cdot j^{3/2} \quad (5.20)$$

alakra hozható. A perturbálatlan elektron sűrűség (n_0), az (5.4)-es összefüggés segítségével (ahol $V = -U = V_s - V_p$) felírható a burok szélén lévő (n_{es}) elektron sűrűség függvényében.

$$n_{es} = n_0 \cdot e^{-1/2} = 0,61 \cdot n_0 \quad (5.21)$$

Felhasználva (5.19) és (5.20) összefüggéseket kiszámítható az ECR plazma perturbálatlan elektronsűrűsége, mely egyike a keresett lokális plazmaparamétereknek.

$$n_0 = \frac{I_{sat}^{ion} \cdot \overline{j^+}}{0,61 \cdot A \cdot e} \cdot \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{-1/2} \cdot \left(\sum_j \alpha_j \cdot j^{3/2} \right)^{-1} \quad (5.22)$$

ahol I_{sat}^{ion} és T_e meghatározhatók a szonda karakterisztikájának illesztéséből, míg α_j , $\overline{j^+}$ és j maximális értéke meghatározhatók a kivont nyáláb spektrumából.

Az (5.22) egyenlettel adott elektronsűrűség egy új egyenlet, amely elsőként nyújt lehetőséget arra, hogy egy összetett ECR plazmából nyert $U-I$ karakterisztikát, a plazma összetételének megfelelően lehessen kiértékelni.

5. 3. Többkomponensű plazma

Az ECR plazma többnyire nem tiszta, ami alatt az értendő, hogy nem csak a munkagáz ionjait tartalmazza, hanem egyéb, a vákuumrendszerből el nem távolítható maradékgáz ionjait (N , C , O , $H...$) és esetenként a nagyobb lefosztás érdekében használt keverék gáz ionjait is. A plazma ionrészének többkomponensű volta a karakterisztika pontosabb kiértékelésének érdekében megköveteli az 5.2. paragrafusban tárgyalt elméleti modell megfelelő módon történő bővítését. A plazma kvázineutralitási egyenlete a

$$\sum_{k,j} n_{k,j} q_{k,j} = n_e e \quad (5.23)$$

formában írható fel. Az elektronsűrűség kiszámításának érdekében a (5.22) összefüggést kell általánosítani, melyet úgy érhetünk el, hogy felírjuk az összefüggést a plazma mindegyik komponensére, majd összegezzük azokat. Az így módosított elektronsűrűség megadható a következő kifejezéssel:

$$n_o = \frac{I_{sat}^{ion} \cdot \overline{j^+}}{0,61 \cdot A \cdot e} \cdot (kT_e)^{-1/2} \cdot \left(\sum_{j,k} \frac{\alpha_{j,k} \cdot j^{3/2}}{M_k^{1/2}} \right)^{-1} \quad (5.24)$$

ahol $\overline{j^+}$ a többkomponensű plazma becsült lefosztottsága, $\alpha_{j,k}$ a plazma százalékos összetételét és k a plazma különböző komponenseit adja meg. Természetesen ezt a formulát is, amely a valóságos ECR plazma elektronsűrűségének meghatározására alkalmas, mi vezettük be először a szakirodalomba.

Összefoglalás: A karakterisztikák kiértékelésénél az (5.1), (5.22) és (5.24) összefüggéseket fogom alkalmazni, egységesen az n_e jelölést használva az elektronsűrűsége. A továbbiakban jelöljék ezen összefüggéseket és az általuk képviselt modelleket a következő nevek és rövidítések:

1.) SCSC – Egykomponensű, egyszeresen töltött plazmaközelítés (Single-Component Singly Charged approximation)

$$n_e = \frac{2I_s^+}{A_n e} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{T_{ei}}} \quad (5.25)$$

2.) SCMC – Egykomponensű, többszörösen töltött plazmaközelítés (Single-Component Multiply Charged approximation)

$$n_e = \frac{I_{sat}^{ion} \cdot \overline{j^+}}{0,61 \cdot A \cdot e} \cdot \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{-1/2} \cdot \left(\sum_j \alpha_j \cdot j^{3/2} \right)^{-1} \quad (5.26)$$

3.) MCMC – Többkomponensű, többszörösen töltött plazmaközelítés (Multi-Component Multiply Charged approximation)

$$n_e = \frac{I_{sat}^{ion} \cdot \overline{j^+}}{0,61 \cdot A \cdot e} \cdot (kT_e)^{-1/2} \cdot \left(\sum_{j,k} \frac{\alpha_{j,k} \cdot j^{3/2}}{M_k^{1/2}} \right)^{-1} \quad (5.27)$$

6. Fejezet

Kísérleti eredmények

6.1. Az „elektróda-hatás”

6.2. Radiális mérések alacsonyan lefeszített plazmában

6.3. Azimutális mérések alacsonyan lefeszített plazmában

6.4. Átlós mérések a Frankfurt-ECRIS-ben

6.5. A szonda alkalmazása a rezonáns-zóna közelében

6.6. Fémionok kimutatása Langmuir-szonda segítségével

6.7. Axiális mérések

Annak ellenére, hogy a Langmuir-szonda bevált és megbízható diagnosztikai eszköznek bizonyult számos plazma esetében (ennek megfelelően a hozzá fűződő irodalom is bőséges), nagyon kevés információ található ECR plazmában történő alkalmazásukra nézve [Wol99, Kat98] és ezek alacsony frekvenciájú ECR-ben és korlátozottan mozgatható szondákkal történtek. A debreceni ECR ionforrás az első a világon, ahol szisztematikus mérések kezdődtek el a plazma lokális- és az ionforrás makroszkopikus paramétereinek közötti kapcsolatok feltárása, valamint az ECR plazma lokálisparaméter-térképének felállítása érdekében. Reményeink szerint a jelen dolgozatban bemutatásra kerülő kísérleti eredmények hozzájárulnak e hiány pótlásának elindításához.

A Langmuir szondával nagyon változatos kísérletek végezhetők ECR plazmában. Különösen igaz ez a kijelentés a debreceni ECR ionforrás esetén. Olyan kísérleti technika kialakítását tartottuk szem előtt, amely a lokális diagnosztikai követelményeknek és a majdani alkalmazásoknak, a lehetőségekhez mérten a legjobban megfeleljen. A 4. fejezetben bemutattam, hogy a szonda egy henger palástján tetszőleges helyzetbe juttatható és a henger sugara is tetszőlegesen változtatható a kamra belsejében (ez utóbbi természetesen nem on-line történik). Ezen kívül a szonda a plazmakamra hátlapjára tetszőleges helyzetbe szerelhető. Így a szonda, az alkalmazástól függően a plazmakamra bármely pontjába eljuttatható. A kísérleti lehetőségek további fokozása érdekében az ionforrás injektáló oldalát két, egymástól független mozgásbevezetővel láttuk el, amely lehetővé teszi a szonda alkalmazását más kísérletek végzésekor (például a már említett fémplazma előállítás esetében), vagy két szonda szimultán használatát is. Ezek a megoldások azon kevés ionforrásokban, ahol egyáltalán alkalmaztak szondát, nem voltak adottak.

A szonda mozgatási lehetőségeivel párhuzamosan figyelembe kell vennünk a plazma komplex voltát is. Ez alatt értem azt, hogy a plazma áll egy a rezonáns zónától távoli hideg részből, ahol az elektronoknak a mágneses tér erővonalaira merőleges energiája is csak néhány 100 eV nagyságrendű, és egy forró részből, ahol az elektron ciklotron rezonancia révén az elektronok merőleges energiája 10 keV nagyságrendű is lehet, míg a párhuzamos a megmarad a 10 eV nagyságrendben.

Kísérletek végzése lehetséges különböző ionizáltsági fokkal rendelkező plazmákban. Az alacsonyan, közepesen és magasan lefosztott plazmákban végzett méréseink a bemutatott elméleti modell alkalmazásának szükségszerűségét igazolják.

A mérések bemutatása előtt még néhány általános érvényű megállapítást kell tenni az ionforrás viselkedését illetően. A szonda csak kis mértékben zavarta a plazmát, amikor a hideg plazma tartományban használtuk. Ezt a következtetést onnan lehet levonni, hogy a mérések ideje alatt, úgy a szonda mozgatásakor, mint a szonda feszültségének változtatásakor, figyeltük a kivont nyálábáram ingadozásának mértékét. A kísérletek idején ez az ingadozás nem haladta meg az 5%-ot. A szonda termikus emissziója a hideg plazmatartományban elhanyagolható, mivel a karakterisztikáknak csak az alacsony feszültségű tartományait használjuk fel a plazmaparaméterek meghatározásához. Ki kell még emelni azt a tényt, hogy az ATOMI-ECR ionforrás kitűnő stabilitással rendelkezik, ami döntő fontosságú tényező, mivel a jelenlegi felállásban a karakterisztika felvétele időigényes folyamat. Végül pedig megjegyzendő, hogy a szonda anyagának porlasztódása nem volt kimutatható (nem találtunk wolframra utaló nyomokat a kivont ionnyaláb spektrumában).

Figyelembe véve a 4.1. pontban felsorolt különböző jellegű nehézségeket, a kísérleti eredmények kiértékelésénél főleg a plazmaparaméterek relatív változásának tulajdonítunk jelentőséget, habár az abszolút értékek is jó egyezést mutatnak egyéb módszerek eredményeivel.

Méréseket elsősorban a plazma hideg részeiben végeztünk, irodalmi adat híján nem lévén más kiindulási pont. Sikertelenül megkíséreltük a szonda alkalmazását a plazma ezen tartományában és úgy kvalitatív, mint kvantitatív következtetéseket levonni a plazmáról és az elektróda-hatásról is.

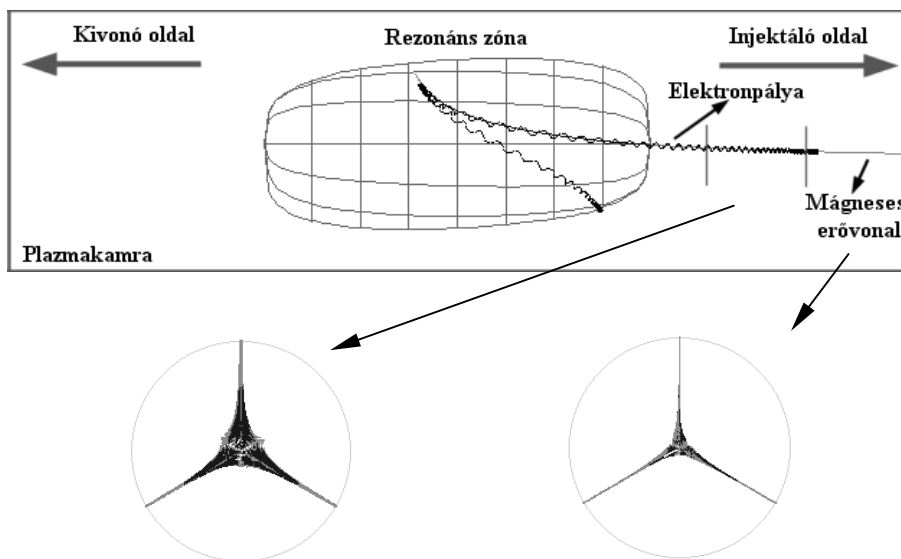
Méréseimet a 14,5 GHz ATOMKI-ECRIS-en és a 14 GHz Frankfurt-ECRIS-en végeztem.

6.1. Az „elektróda-hatás”

Ebben a részben olyan kísérletekről lesz szó, amelyek nem szondás mérések és így nem illeszkednek a további alpontokhoz. Azonban tárgyalásukra mégis itt kerül sor, mivel a kísérleti munkában jómagam is résztvettem, és a fejezet utolsó alpontja az elektróda működését illetően von le következtetéseket. Az elektróda működését illetően a mai napig is lezáratlan vita alakult ki azon, hogy az elektróda a plazma elektronsűrűségét növeli, avagy a kialakuló negatív potenciálvölgy mélységét szabályozza-e [Sti99b]? Kísérleti eredményeink ez utóbbit látszanak igazolni.

A 2.1.4. alpontban már esett néhány szó erről a hatásról. Vizsgáljuk meg ezt most egy kicsit közelebbről is. Az elektróda elhelyezkedése a kamrában a 4.2. és 4.3. ábrákon figyelhető meg. Általában az ionforrás szimmetriatengelyére van elhelyezve és hasznos ha mozgatva van, mivel a kivont ionnyalábra kifejtett hatása a pozíciójától függően más és más lehet. Néhány technikai és kísérleti tényt szeretnék bemutatni az elektróda-módszerrel kapcsolatban.

Az elektróda paramétereit illetően előzetesen néhány szimulációt [Bir98] végeztünk a TrapCad [Vám94, Vám96] program segítségével, amely a plazmakamrában lévő mágneses teret három dimenzióban szemlélteti és töltéshordozók mozgásának szimulálására alkalmas ebben a bonyolult mágneses térben. Először csak azokat a mágneses erővonalakat vettük figyelembe, amelyek metszették a zárt rezonáns zóna felületét.

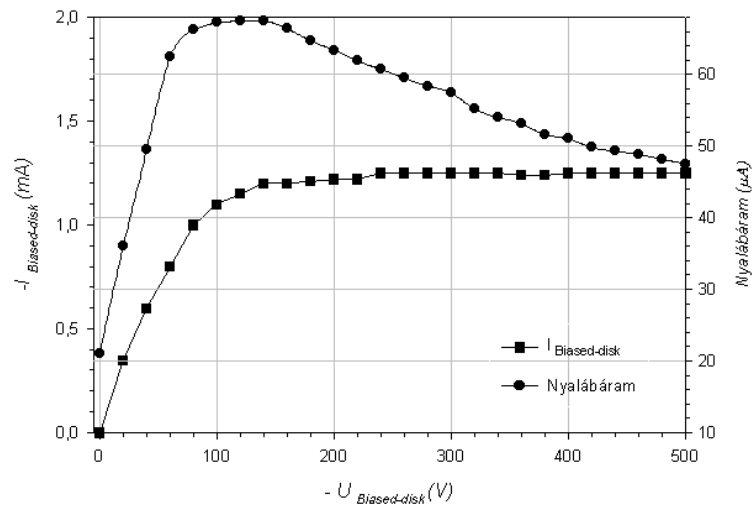


6.1. ábra. Nagy energiájú mágneses erővonalak. Felső rész: a zárt rezonáns felület a plazmakamrában és egy elektronpálya részlet az elektront vezető mágneses erővonallal. Alsó rész: csillag alakzatok, metszeti nézete azoknak az erővonalaknak, amelyek metszették a rezonáns zónát. Bal oldal: közel a rezonáns zónához. Jobb oldal: távol a rezonáns zónától [Bir00b].

Ezek az erővonalak az ún. csillag vagy háromszög alakzatot hozzák létre (okozója az állandó mágnes hat pólusa; hexapól) egy bizonyos axiális metszetben. A 6.1. ábra két különböző axiális pontban felvett csillag alakzatot ábrázol. A csillag alakzatot azok az erővonalak hozzák létre, amelyek metszették a zárt rezonáns felületet is. Látszik az ábrákon, hogy a mágneses erővonalaknak az egységnyi felületre vonatkoztatott aránya változik a különböző axiális helyzetekben. Feltételezésünk szerint a plazma részecskéi követik a fenti „nagy energiájú” erővonalakat és beleütköznek az elektródába vagy a plazmakamra hátsó falába. Az elektróda akkor tud hatékonyan szekunder elektronokat kibocsátani, ha [Bir00b]:

- megfelelő axiális helyzetben van és felülete takarja a csillag felületének lehető legnagyobb részét abban a helyzetben,
- a kibocsátott új elektronok minél hamarabb követni tudják a nagy energiájú mágneses erővonalakat.

A szimuláció második részében meghatározott teljes energiával rendelkező elektronokat indítottunk el, különböző helyzetű a tengelyre merőleges síkok pontjaiból. Széles tartományban változtattuk az elektronok energiakomponenseinek (merőleges, párhuzamos komponensek) arányát és vizsgáltuk, hogy milyen pályát írnak le, és mennyi ideig tartózkodnak a plazmakamrában. Azt figyeltük meg, hogy azok az elektronok, amelyeket a csillagon kívüli pontokból indítottunk el hamar elvesztek (néhány ns után) a plazmakamra palástján, míg azok, amelyeket a csillagot alkotó pontokból indítottunk el jóval nagyobb élettartammal rendelkeztek. Következésképpen az elektródának azon része, amely a csillagon kívül helyezkedik el, teljesen fölöslegesnek tűnik.

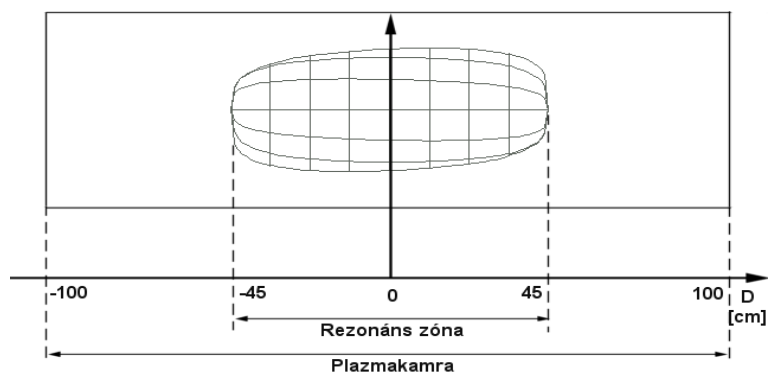


6.2. ábra. Ar^{8+} nyaláb és a biased-disk áramának a disk potenciáljától való függése.

A továbbiakban néhány technikai és kísérleti ténytet szeretnék bemutatni az elektróda-módszerrel kapcsolatban. Az elektróda paraméterei (méret, alak, anyag) kísérletileg optimalizálhatók, a ráadott feszültség a kamra falához képest negatív (néhány száz volt nagyságrendű). Az elektróda használatakor drasztikusan megnő a kivont nyaláb intenzitása és megváltozik összetétele. A nyaláb töltéseloszlása elcsúszik a nagyobb töltések irányába (töltéstől függően 2..10-szeres faktorral is változhat az ionáram). A 6.2. ábra, Ar^{8+} nyaláb intenzitásának az elektróda potenciáltól való függését ábrázolja. Az elektródának megkülönböztetünk elektron donor (ED) és „potential tuner” (PT) működési módozatát. Részletesebb leírást a megfelelő hivatkozásban lehet találni [Bir00b].

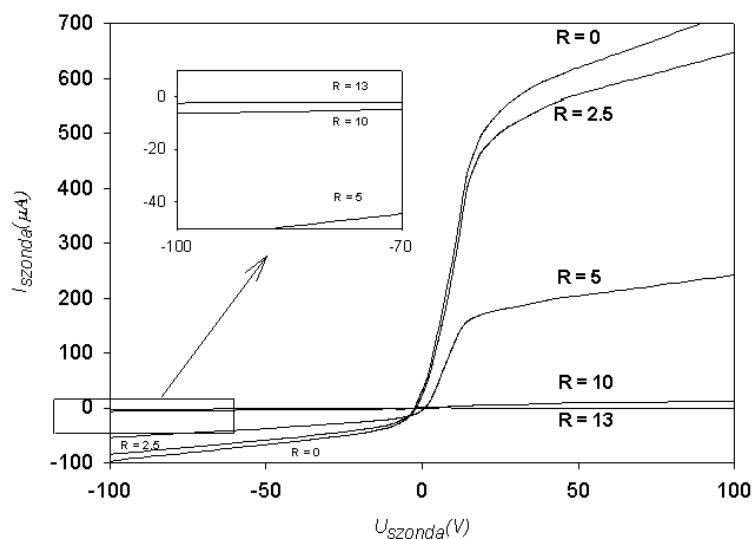
6.2. Radiális mérések alacsonyán lefeszített plazmában

Az első méréseket, főleg biztonsági okokból, leegyszerűsített körülmények között végeztük (nehogy megolvadjon a szonda). Nitrogén plazmát hoztunk létre és az ionforrás paramétereit N^+ ion előállítására optimalizáltuk. Ez egy sűrű plazmát jelent, amelyet alacsony betáplált mikrohullámú teljesítménnyel állítottunk elő. Ilyen körülmények között a plazma ionkomponense főleg alacsony töltésállapotokból épül fel, ahol az egyszerűen töltött ionok dominálnak. A bemutatandó mérésorozat célja az, hogy kvalitatív képet alkossunk a plazmáról.



6.3. ábra. Rezonáns zóna a plazmakamrában.

A szonda tartórúdját az ionforrás tengelyen kívül helyzetben vezettük be úgy, hogy a szonda áramfelvevő felülete a kiindulási pontban legyen éppen az ionforrás szimmetriatengelyén (4.2.ábra). Karakterisztikák felvétele úgy történt, hogy a szondát forgattuk a bevezetési tengely körül, aminek következtében távolodott a szimmetriatengelytől. Természetesen a szonda csúcsa körpályát írt le, de a sugár megfelelő megválasztásával, kis elmozdulások esetén, a mérési pontok megközelítőleg egy egyenesen helyezkednek el. A méréseket a $D = 71 \text{ mm}$ axiális helyzetben végeztük, a rezonáns zóna pedig a $D \in (-45, 45) \text{ mm}$ tartományban helyezkedett el (6.3. ábra). A karakterisztikákat a 6.4. ábra mutatja be.



6.4. ábra. Radiális pontokban mért karakterisztikák ($D = 71 \text{ mm}$ axiális helyzetben). $R \text{ (mm)}$ a tengelytől mért távolság.

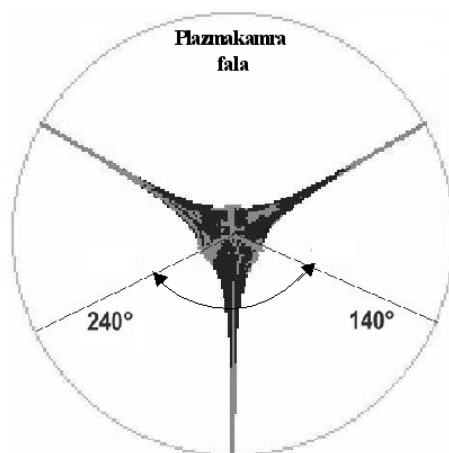
Az ionforrás makroszkopikus paraméterei: kivonó oldali nyomás $2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar, a nyomás a plazmakamra belsejében kb. 2-3 nagyságrenddel magasabbra becsülhető, de nem mérhető, mikrohullámú teljesítmény 50 W, a mágneses tér indukciója 0,7 és 0,8 T között változik a szonda kezdeti és végső helyzete között.

A karakterisztikák alakjának változásából következtetéseket vonhatunk le a plazma változásáról. Ahogy fokozatosan távolodik a szonda az ionforrás szimmetriatengelyétől, úgy a karakterisztika ion-, mint elektronáram tartománya jobb telítődést ér el. Megfigyelhető továbbá a plazma fokozatos eltűnése, ahogy távolodik a szonda a szimmetriatengelytől. Fontos észrevennünk azt, hogy távol a tengelytől a szonda még begyűjt kis mennyiségű ionáramot, míg elektronáramot már nem. Ez annak a következménye, hogy az elektronokat a mágneses erővonalak erősen magukhoz kötik, míg az ionok radiális vesztesége nagyobb. Ezzel magyarázható, hogy ionok találhatók a „csillagon” kívül is, míg elektronok kevésbé.

6.3. Azimutális mérések alacsonyan lefosztott plazmában

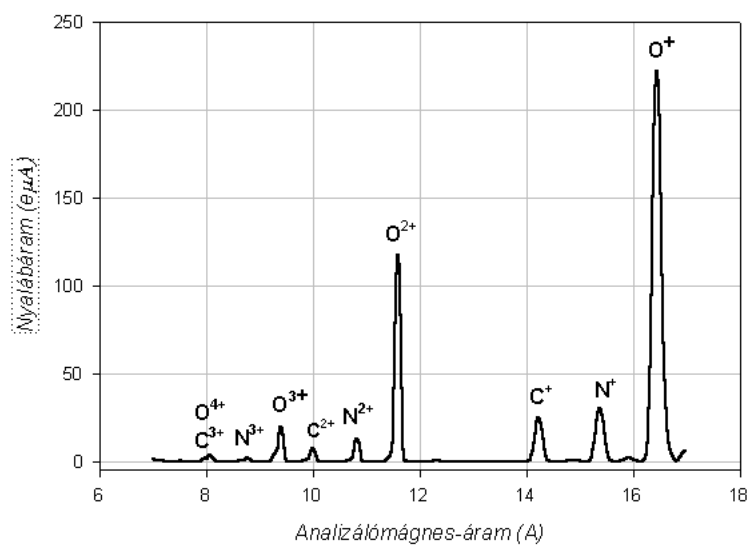
A kísérlet céljának megfogalmazása érdekében térjünk vissza röviden az elektróda-hatásnál leírt szimulációhoz. Mint láttuk, a nagy-energiájú mágneses erővonalaknak egy tengelyre merőleges síkkal vett metszete a csillag alakzathoz vezet. A hatpólusú permanens mágnes és a tekercsek hengerszimmetriájából adódóan, a csillagnak három ekvivalens ága van. Kísérletünkben arra voltunk kíváncsiak, hogy miként változik a plazma elektronsűrűsége a csillag ágaiban. A szonda tartórúdját a korong alakú elektróda helyére, axiális helyzetbe szereltük (4.2., 4.3. ábrák). Továbbá a szondát úgy készítettük el, hogy áramfelvevő felülete $r = 14$ mm sugarú kört írthasson le a plazmakamra belsejében. Méréseket a 6.5. ábrának megfelelően, a csillag egyetlen ágában, a 140 - 240° tartományban végeztük. Mivel a mágneses tér konfigurációja igen bonyolult, nem lehet azt elérni, hogy a mágneses erővonalak minden mérési pontban merőlegesek legyenek a szonda felületére (ez csak az ionforrás szimmetriatengelyén teljesül). Azonban a mérési pontok kiválasztásánál figyelmet fordítottunk arra, hogy a szonda olyan helyzetekben legyen, ahol a mágneses erővonalak és a szonda felületének normálisa közötti szög ne haladja meg a 30° -ot. A méréseket a $D = 95$ mm helyzetű axiális síkban végeztük (a rezonáns zóna a $D \in (-45, 45)$ mm tartományban helyezkedett el), alacsonyan lefosztott plazma hideg tartományában [Ken02a].

Sűrű oxigén plazmát állítottunk elő és azt O^+ ion előállítására optimalizáltuk. Az ionforrás makroszkopikus paraméterei: kivonó oldali nyomás $2,4 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 100 W, mágneses indukció $\sim 0,7$ T.



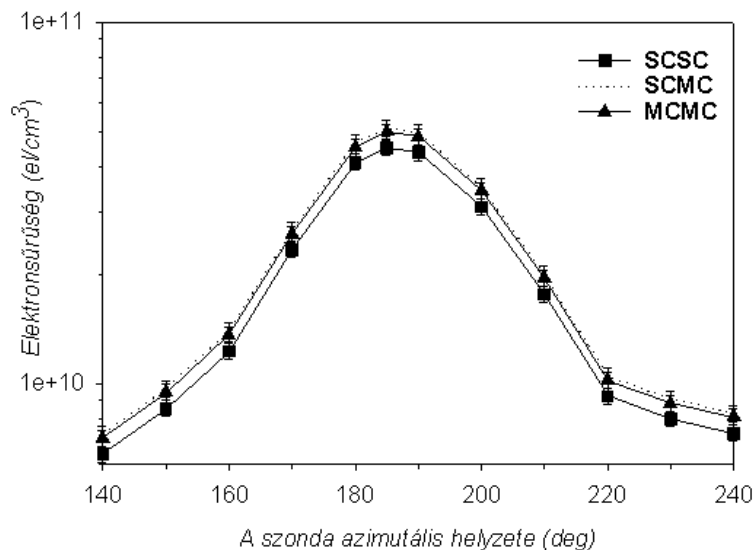
6.5. ábra. TrapCad szimuláció. Injektáló oldali csillag alakzat a mérési tartomány feltüntetésével.

A 6.6. ábra a kivont nyaláb spektrumát mutatja be. Megfigyelhető, hogy annak ellenére, hogy az ionforrást O^+ ion előállítására hangoltuk be, tekintélyes mennyiségű O^{2+} , kisebb mennyiségű O^{3+} és maradékgáz iont is tartalmaz.



6.6. Nyalábspektrum. Oxigén plazma, O^+ előállítására hangolva. Kivonó oldali nyomás $2,4 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 100 W.

Az elektronsűrűségek kiszámítására az 5. fejezetben tárgyalt modelleket alkalmaztam (4.25-27 egyenletek). A 6.7. ábra az elektronsűrűség változását mutatja be.



6.7. ábra. Azimutális elektronsűrűség profilok a $D = 95$ mm axiális helyzetű síkban.

Az ábrából levonható következtetések:

1.) Az SCSC és SCMC közelítések által szolgáltatott értékek közötti arány $SCMC/SCSC = 1,14$. A plazma ionkomponensének becsült átlagos lefosztottsága 1,25 (csak az oxigént figyelembe véve).

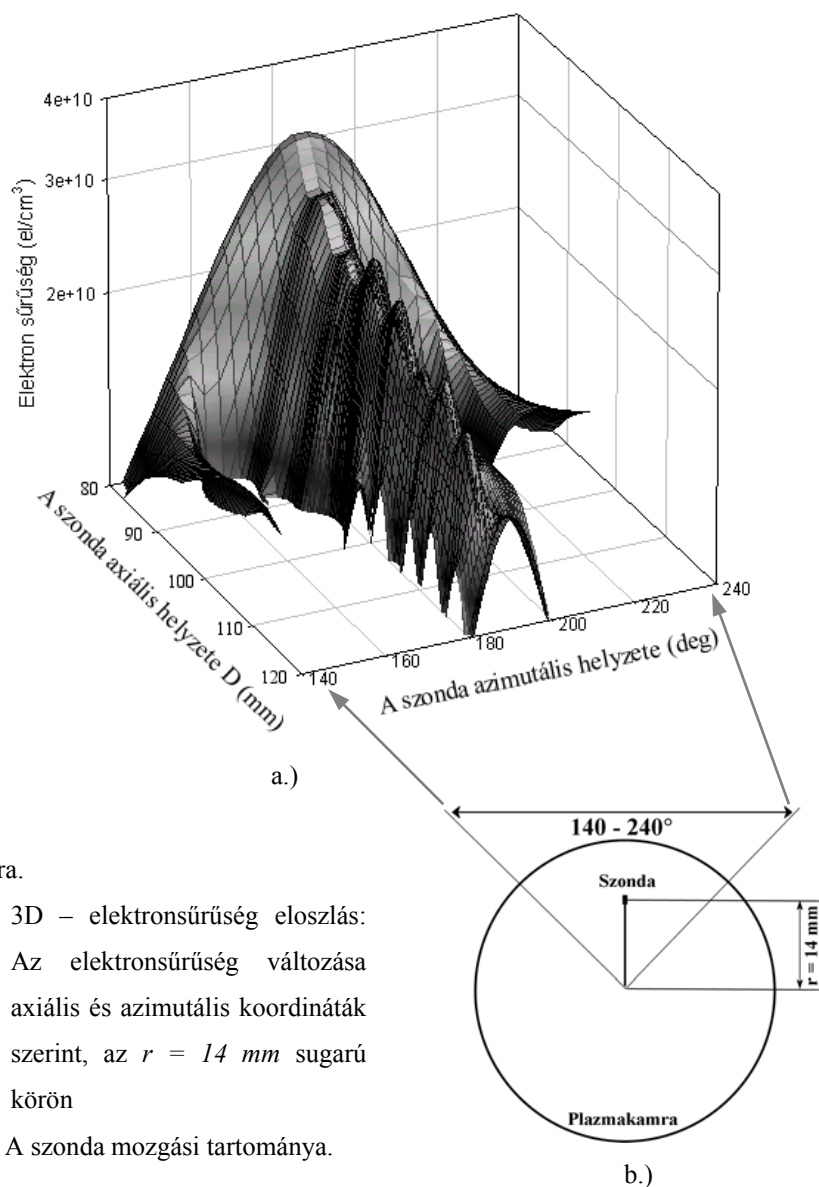
2.) Az SCSC és MCMC közelítések által szolgáltatott értékek közötti arány $MCMC/SCSC = 1,11$. A plazma ionkomponensének becsült átlagos lefosztottsága 1,24 (az oxigén és az egyéb jelenlévő ionok figyelembe vételével).

Mivel a plazma átlagos lefosztottsága egyhez közeli érték, amely az SCSC modellnek felel meg, a többszörösen lefosztott ionok figyelembe vétele nagyon nagy különbségeket nem hoz be a számított értékek között, de azt meg kell figyelni, hogy az SCSC és MCMC közelítések közötti eltérés már a hibahatáron kívül esik, míg az SCMC és MCMC közelítések közötti eltérés a hibahatáron belül van [Ken02a].

Hasonló mérési eredményeket mutat be a 6.8. ábra. A geometriai elrendezés megegyezik a fenti kísérletnél leírtakkal. Karakterisztika sorozatokat különböző axiális helyzetű síkokban a $140-240^\circ$ szögtartományban vettem fel. A szonda axiális helyzetét a $D \in [80,120]$ mm tartományban változtattam, a rezonáns zóna pedig, mint mindig, a $D \in (-45,45)$ mm tartományban helyezkedett el (6.3. ábra).

A mérésekhez oxigén plazmát állítottunk elő és O^{3+} kivonására hangoltuk. Az ionforrás makroszkopikus paraméterei: kivonó oldali nyomás $1,5 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 100 W, a mágneses tér indukciója megközelítőleg $0,7$ és $0,9$ T értékekkel rendelkezett a szonda különböző helyzeteiben.

Az ábrából kvalitatív következtetéseket vonhatunk le az elektronsűrűsége vonatkozásán. Elindulva az ionforrás injektáló oldalának szélétől, az elektronsűrűség nő a rezonáns zóna felé haladva. Ezzel párhuzamosan, kiszélesedik az a tartomány, ahol tulajdonképpen a plazma található. Ez megfelel a 6.6.1. pontban leírt szimulációs kísérletben megállapítottakkal, és pedig azzal, hogy közelítve a rezonáns zónához, a csillag alakzat, amelyet a nagy-energiájú mágneses erővonalak hoznak létre, kiszélesedik. A 6.8. ábra tulajdonképpen az első mérés a szakirodalomban, amely az ECR plazma elektronsűrűség-eloszlására vonatkozik. Léteznek az elektronsűrűségekre vonatkozó számítások, amelyek az ionforrást elhagyó láthatófény-spektrumot használják fel. Azonban a látható fény nagy részét a semleges atomok bocsátják ki, a szondás mérések pedig közvetlenül a plazma töltött részecskéinek eloszlását használják fel.

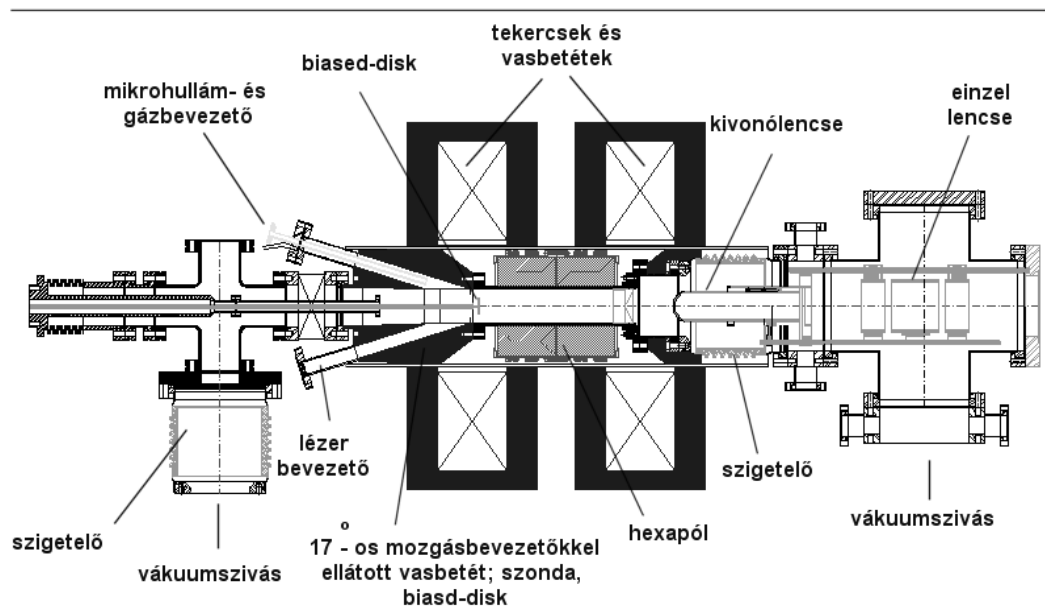


6.8. ábra.

- a.) 3D – elektronsűrűség eloszlás:
Az elektronsűrűség változása axiális és azimutális koordináták szerint, az $r = 14 \text{ mm}$ sugarú körön
- b.) A szonda mozgási tartománya.

6.4. Átlós mérések a Frankfurt-ECRIS-ben

A frankfurti és a debreceni ECR csoport között hosszú évekre visszanyúló kapcsolat alakult ki. A debreceni ECR ionforrás tulajdonképpen a frankfurti ECR-nek (6.9. ábra) egy újrászámolt, eredeti ötletekkel módosított változata. A 4.1. ábrával összehasonlítva megfigyelhető a két ionforrás szerkezeti felépítése közötti hasonlóság és különbség is. A 14 GHz Frankfurt-ECRIS technikai adatai és működési paraméterei megtalálhatók a [Sti95] hivatkozásokban.



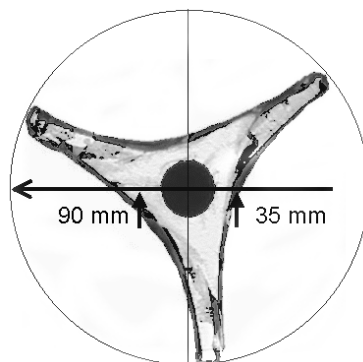
6.9. ábra. Frankfurt-ECR ionforrás.

Eltérően az ATOMKI-ECR ionforrástól, a frankfurti hat darab, az ionforrás szimmetriatengelyével meghatározott szögű (17°) mozgásbevezetővel rendelkezik. Ilyen portokon keresztül történik a munkagáz, mikrohullám, lézer nyaláb, Langmuir-szonda stb. bevezetése. A biased-disk bevezetése axiális porton keresztül történik. Méréseink során a szondát az egyik ilyen porton keresztül vezettük be és léptető-motor segítségével tettük mozgathatóvá.

A leírásra kerülő mérések egy hosszabb kísérletsorozat keretén belül történtek, melynek során a frankfurti ECR ionforrásba egy kettős-elektroda rendszer került beszerelésre és tesztelésre. A továbbiakban erről néhány szót ejtünk, majd a Langmuir-szonda alkalmazására térek át. Az elektródarendszer tartalmazza a hagyományos biase-disk-et és egy eléje szerelt gyűrű alakú elektródát. Mindkét elektróda külön-külön tápegységgel ellátott és együtt mozgatható az ionforrás axiális bevezetőjén keresztül. A kettős-elektroda rendszer használatának előnye a hagyományos biased-disk-el szemben az, hogy segítségével szabályozni lehet a mind a plazmától a disk felé

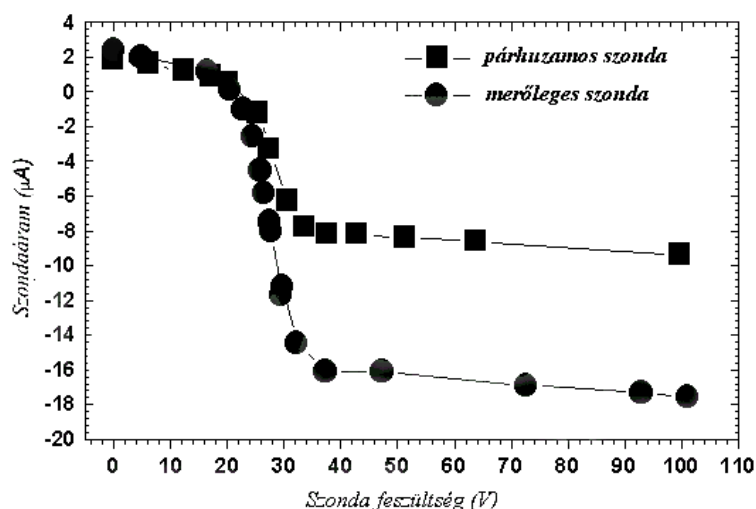
irányuló, mind pedig a disk-től a plazma felé irányuló elektronáramot. Segítségével kimutatatható volt, hogy a disk-ből származó hideg szekunder elektronok nem befolyásolják a kivont ionnyalábot, ami azt jelenti, hogy a hideg elektronok beinjektálása nem javítja az ionforrás teljesítményét. Az elektródarendszerre vonatkozó bővebb információt a [Mir01, Mir02] hivatkozásokban lehet találni.

A Langmuir-szonda használatakor a kettős-elektroda rendszert alkalmaztuk a kivont nyaláb optimalizálására. A mérésekhez egy henger alakú, $0,5\text{ mm}$ átmérőjű és 4 mm hosszú, wolfram szálból készült szondát használtunk. A szonda helyzete (x) 100 mm -es tartományban, $0,5\text{ mm}$ pontossággal változtatható, és az $x = 64\text{ mm}$ pontban metszette az ionforrás szimmetriatengelyét (B_{max} az injektáló oldalon $x = 90\text{ mm}$ pontban). A 6.10. ábra a szonda helyzetének radiális vetületét ábrázolja a biased-disk helyzetében vett merőleges síkban.



6.10. ábra. A szonda helyzetének radiális vetülete a biased-disk helyzetében vett merőleges síkban.

A kísérletekben a szondát két konfigurációban használtuk, merőlegesen illetve párhuzamosan állítva a mágneses erővonalakra [Mir02]. Mindkét esetben a szonda feszültség-áram karakterisztikái a debreceni ionforrásban felvett karakterisztikákkal megegyező jellegűek voltak (6.11. ábra) (méréseket a hideg plazmában végeztünk). Az ábrán a szonda feszültsége egy tetszőlegesen meghatározott értékhez van viszonyítva, mivel a mérések kiértékelése szempontjából csak a szondák által begyűjtött áram értékére van szükségünk.



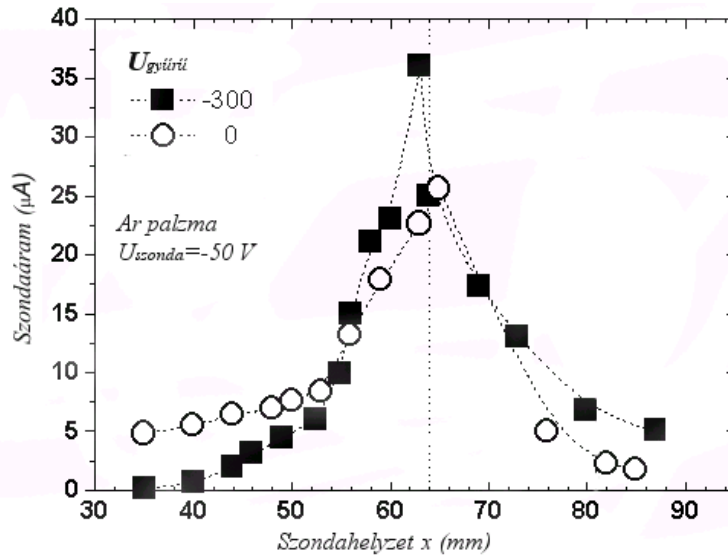
6.11. ábra. A mágneses tér erővonalaira párhuzamosan, illetve merőlegesen állított szonda karakterisztikái.

Eltérően az ATOMKI-ECR ionforrásban megfigyeltektől, a szonda nagyobb mértékben zavarta a plazmát, amely a kivont nyalábáram változásában mutatkozott meg (plazmafeltételektől függően max. 20-25%). Az ionforrás szimmetriatengelyére helyezett merőleges szonda maximálisan 500 $e\mu A$ elektron- és 150 $e\mu A$ ionáramot, míg a párhuzamos szonda 150 $e\mu A$ elektron- és 50 $e\mu A$ ionáramot gyűjtött be. A szonda két elrendezésében mért elektronáramok aránya, jó közelítéssel megegyezik a (6.1) összefüggéssel adott elméleti értékkel [Rat00]

$$(4R/\pi L) \times \ln(L \pi / 4R) = 0.2 \quad (6.1)$$

ahol R a szonda átmérője és L a hossza.

A 6.12. ábra a negatívan előfeszített párhuzamos szonda által begyűjtött áramot mutatja be, a gyűrű elektróda két feszültségénél. Minkét esetben a kettős-elektrodarendszer biased-disk elektródájának feszültsége zero. A szonda -50 V feszültséggel volt ellátva, amely biztosította az ionáram telítődését.



6.12. ábra. Szonda áramok a szonda helyzetének függvényében Ar plazmában.

A szonda radiális helyzete a $\delta R = \sin(17^\circ) \times (x - 64)$ adható meg.

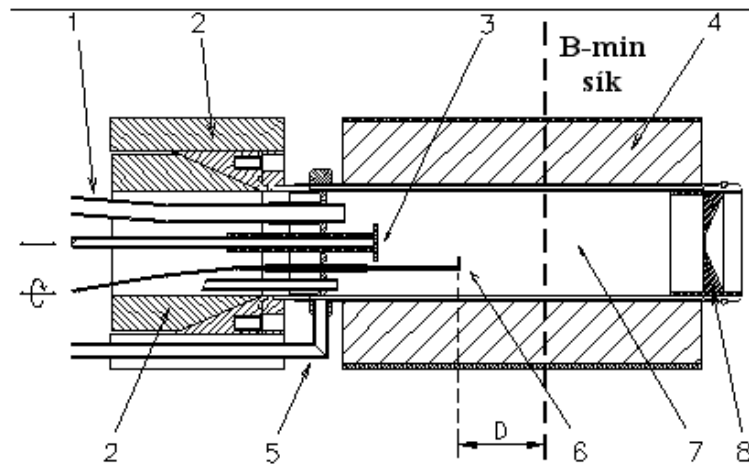
Látható az ábrán, hogy a szimmetriatengelyhez való közelítésekor a szonda által begyűjtött áram jelentősen megnő. Ugyanakkor a gyűrű elektróda előfeszítésekor a szonda által az ionforrás tengelyén mért áram lecsökken és megfigyelhető a profilok átfordulása, a „csillag” egyik oldalán csökkent, míg a másik oldalán nőtt a szondaáram a gyűrű elektródára adott feszültség hatására (a tesztelt munkagázok közül főleg az argon és az oxigén esetén volt szembetűnő). A 3.5 ábrán feltüntetett módszerrel analizálva a feszültség-áram karakterisztikákat, meghatároztuk a lokális plazmapotenciál értékeket. A kettős-elektroda $U_{gyűrű} = U_{Disk} = 0$ V beállításai esetén, argon, oxigén és hélium plazmákban, 35 V, 30 V és 20 V plazmapotenciál értékeket kaptunk, amelyek nem függtek lényegesen a szonda helyzetétől és a gáz nyomásától. Ha a kettős-elektrodát negatívan feszítettük elő, a plazmapotenciál csökkent és telítődött amikor a feszültségek meghaladták az $U_{Disk} = U_{Gyűrű} \leq -200$ V-ot. Az ionforrása optimális működésekor ($U_{Disk} = U_{Gyűrű} \leq -300$ V), 30 V, 25 V és 15 V plazmapotenciál értékeket kaptunk, amely 5 V-os csökkenést jelent minden tanulmányozott plazma esetén.

A kísérlet során bizonyítást nyert, hogy a biased-disk hatásmechanizmusának legfontosabb aspektusa a csapdából távozó elektronok visszafordításában rejlik, csökkentve ezzel az elektron veszteségeket, amely a plazmapotenciál csökkenésével magyarázható. A plazmapotenciál fenti értékei és változási tendenciái megegyeznek a [Nad97] hivatkozásban leírt kísérlet eredményeivel.

6.5. A szonda alkalmazása a rezonáns-zóna közelében

A forró plazmarészek szondával történő diagnosztizálásánál még körültekintőbben kell eljárunk, mint a hideg plazmarészeknél. Ez a kutatási irányzat még kezdeti stádiumban van, ezért csak a kezdeti eredményekről tudok beszámolni, amelyek viszont igen érdekesek és előre vetítik a jövőbeli követendő utat. Mint tudjuk a forró plazma alatt az ECR plazma rezonáns zónához közeli részt értjük, ahol az elektronok nagy merőleges energiára tesznek szert és csapdázódnak is. Az elektronok energiája nagyságrendekkel meghaladja a hideg plazma elektronok energiáját, így jóval nagyobb veszélyt jelentenek a szondára nézve. Tekintetbe véve, hogy a szonda nem hűthető, nagyon óvatosnak kell lennünk a mérési körülmények megválasztásánál. Diagnosztizálás szempontjából olyan geometriai pontokat kell megcéloznunk, ahol a szonda áramfelvevő felülete érinti a rezonáns zónát (vagy esetleg belül van) de a szonda szigetelése a lehető legnagyobb mértékben a rezonáns zónán kívül maradjon (előzetes kísérletekben kiderült, hogy az Al_2O_3 szigetelés itt megolvadhat).

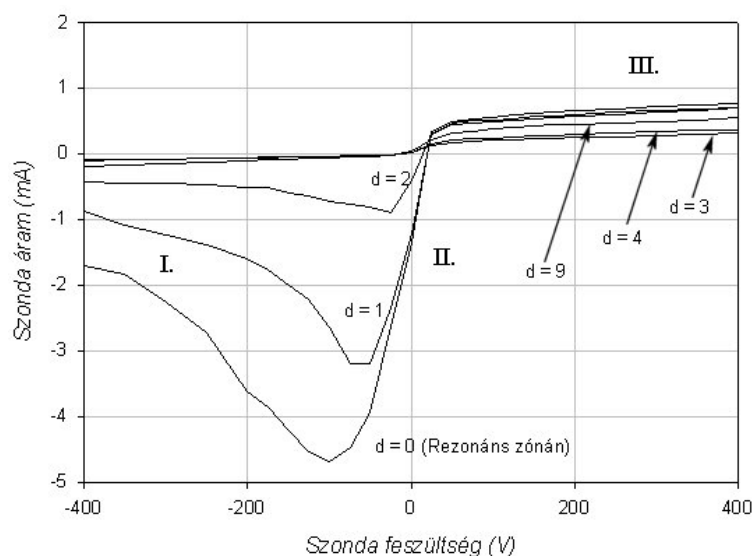
Az első kísérlet alkalmával a szonda tartórúdját tengelyen kívüli pontban vezettük be a kamrába úgy, hogy az áramfelvevő felülete az ionforrás szimmetria tengelyén legyen. A szonda rezonáns zóna közeli helyzetében a plazma nagyfokú megváltozását figyelhettük meg. Ennek valószínűsíthető oka az, hogy a szonda kerámia szigetelése megolvadt. Ezért a következőkben a szonda áramfelvevő felülete a szimmetria tengelyen kívüli volt (6.13. ábra, $r = 14 \text{ mm}$ -re a szimmetria tengelytől). Természetesen a jó eredmény eléréséhez ilyen feltételek mellett is arra van szükség, hogy a szonda anyaga ne olvadjon el a mérések ideje alatt.



6.13. ábra. Az ECR ionforrás injektáló oldalának metszeti rajza (szonda off-axis helyzetben)

1- Mikrohullám bevezetője, 2- Vas, 3- Biased-Disk, 4- Hexapol, 5- Plazmakamra hűtése, 6- Langmuir-szonda, 7- Plazmakamra, 8- Kivonó rés, D - a szonda helyzete.

A méréseket oxigén plazmában végeztük úgy, hogy az ionforrást O^{3+} előállítására hangoltuk. Karakterisztikákat vettünk fel a szonda axiális mozgatásával, kicsiny lépésekkel a rezonáns zónához közeli pontból kiindulva mindaddig, amíg a szonda behatolt a rezonáns zónába. Az eredmény igen meglepő volt, olyan karakterisztikák sorozatát sikerült kimérni, amilyenekkel a szakirodalomban addig nem lehetett találkozni. Egy ilyen sorozatot mutat be a 6.14. ábra.



6.14. ábra. Forró plazma karakterisztikák.

A karakterisztika ionáram tartományában erőteljes minimum található. A rezonáns zónától $d = 9$ mm távolságra levő pontban a mért karakterisztika a hideg plazma tartományra jellemző alakú. Ezt az alakot megőrzi a $d = 3$ mm-re levő pontig, majd az ionáram tartomány elején megjelenik egy enyhe minimum. Tovább közelítve a rezonáns zónához a minimum egyre hangsúlyozottabbá válik és helyzete eltolódik a nagyobb feszültségek irányába, míg végül a rezonáns zónán a minimum eléri a szokatlanul magas $4,7$ mA értéket. Mindezek közben, legnagyobb meglepetésünkre, a szonda egyáltalán nem zavarta a plazmát (a kivont áram értéke csekély ingadozást mutatott $< 3\%$). Mintegy első ellenőrzés gyanánt, elvégeztük a karakterisztikák felvételét ugyanazokban a pontokban visszafelé is. A karakterisztikák alakjának ugyanazon viselkedését figyelhettük meg, amiből arra következtethettünk, hogy a szonda nem rongálódott meg a kísérlet folyamán. Később ezt a felvetést igazolta a szonda vizuális ellenőrzése is. A kísérlet idején, amikor a szonda elérte a rezonáns zónát, betekintve az ionforrás nyalábszatornájának egyenes ágú végén, látható volt, hogy a szonda fényesen izzik (mely a szonda magas hőmérsékletére utal).

A jelenség magyarázatához még további kísérleti és elméleti munka szükséges, ám kvalitatíve a következő kép jól leírja a görbék jellegét. Az elektronáram telítési tartományban (III.) a

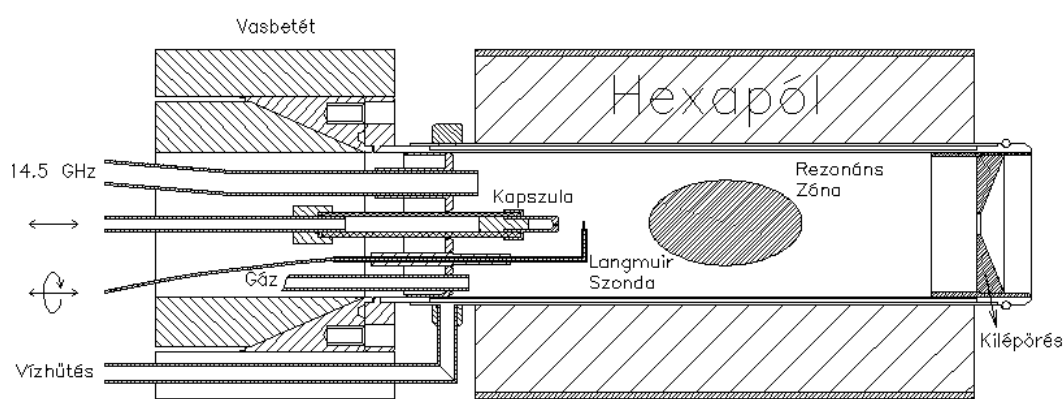
szonda minden elektront magához vonz és minden iont taszít. A begyűjtött elektronok számát a mágneses erővonalakkal párhuzamos energiakomponens határozza meg. Azonban a rezonáns zóna közelében az elektronok igen magas merőleges energiával rendelkeznek, amit a szondának átadnak az ütközés során és felmelegítik azt. Ennek hatására a szonda termikus emisszió révén elektronokat bocsát ki. Ezek az elektronok viszont kicsi energiával rendelkeznek, nem tudják legyőzni a szonda körül kialakult pozitív potenciál gátat és nem vesznek részt a mért szondaáram létrehozásában. Ennek megfelelően az elektronáram tartomány igen jó telítődést mutat. Csökkentve a szonda potenciálját, ám megmaradva a pozitív tartományban, a szonda begyűjthet nagyobb energiával rendelkező ionokat és a termikus (és/vagy szekunder) emisszió révén létrejövő elektronok már legyőzhetik a szonda potenciálját és bejutnak a plazmába. E két jelenség a szondán mért áram szempontjából nem különböztethető meg, így a szondaáram csökkeni fog. A hirtelen csökkenés (II.) oka a nagyszámú szekunder elektronnak tulajdonítható. A szondaáram a továbbiakban elér egy negatív értelemben vett maximális értéket. Ennek magyarázatához figyelembe kell vennünk, hogy a primer elektronok párhuzamos energiájának valamilyen átlagos értéke van (pl. 100 eV). Ha ez az átlagos energia elegendő ahhoz, hogy a primer elektronok legyőzzék a szondaára adott negatív feszültségből származó potenciál gátat (II.), akkor eljutnak a szondára, felmelegítik azt, nagyszámú szekunder elektron keletkezik, amelyek bejutnak a plazmába. Maximum értéket akkor kapunk, amikor a potenciálgödör mélysége megegyezik a primer elektronok átlagos mozgási energiájával. Ha viszont ez az energia kisebb, mint a potenciál gát leküzdéséhez szükséges energia (abszolút értékben növeljük a szondára adott feszültséget a maximum pontnak megfelelő feszültség fölé), akkor a primer elektronok nem jutnak el a szondára, következésképpen a szonda lehül és már jóval kevesebb szekunder elektront bocsát ki. Ez a jelenség a mért áram abszolút értékbeli csökkenését idézi elő. A primer elektronok sebességeloszlásának köszönhetően ez a jelenség széles feszültségtartományra kenődik (I.) szét. Természetesen időközben a szonda az ionokat is begyűjti és nagy negatív feszültségnél a két jelenség együttesen végül egy telítési áram kialakulásához vezet.

6.6. Fémionok kimutatása Langmuir-szonda segítségével

Az eddigiekben az ECR plazma diagnosztizálásával foglalkozó kísérleteket láttunk. Ebben az alponthban a szondának egy lehetséges alkalmazásáról esik majd szó.

A 2000. év elején a debreceni ECR ionforrásnak egy újabb alkalmazására mutatkozott igény, éspedig fullerén (C_{60}) óriásmolekulák kutatása terén. A kutatás célja az ún. endohedrális fullerén ($N@C_{60}$) előállítása volt [Bir02]. A fullerén plazmába való juttatása szublimálással történhet, ezért egy kemence (jelen esetben egy kapszula, amelyet a plazma fűt fel) kifejlesztésére volt szükség. Erről a módszerről már említést tettem a dolgozat 2.2.4 e) alpontjában. Mivel azonban

a fullerén meglehetősen drága anyag, a módszer teszteléséhez egy nehéz fémeket kellett keresni, amely körülbelül olyan hőmérsékleten olvad, mint amelyiken a fullerén szublimál. A választás a Zn -re esett. A megoldandó feladatok egyike, a Zn plazmába jutásának diagnosztizálása volt. Két módszert alkalmaztunk. Az egyik az ionforrást elhagyó röntgen sugárzás követése, a másik pedig a Langmuir-szonda alkalmazása [Sza01] volt. A 6.15. ábrán a kísérleti elrendezés látható. A Zn olvasztásáról gondoskodó kapszula az ionforrás szimmetria tengelyén, lineárisan mozgatható, míg a szonda a tengelyen kívül volt bevezetve és áramfelvevő felülete az ionforrás szimmetria tengelyén helyezkedett el.

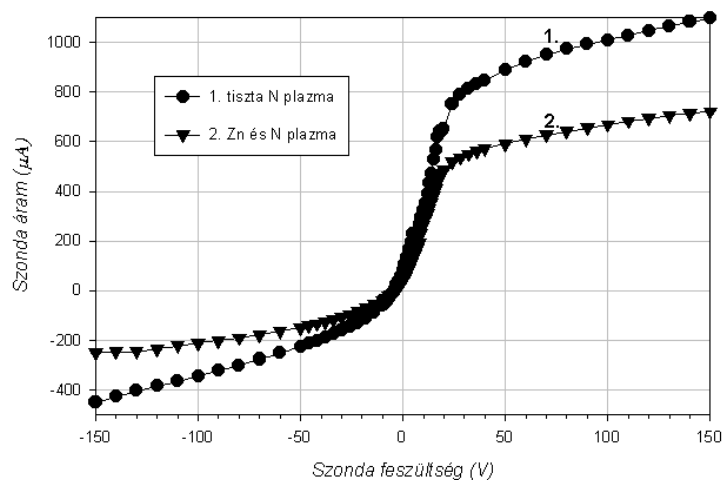


6.15. ábra. A kapszula és a szonda együttes alkalmazása.

Mivel az $N@C60$ -hoz N alapplazma kell majd, így a Zn -el történő teszthez is először sűrű N plazmát állítottunk elő, N^+ kivonására optimalizálva. Az ionforrás makroszkopikus paramétere: kivonó oldali nyomás $1,6 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 100 W. A szondát a plazma hideg tartományába, $D = 79$ mm-re helyeztük el az ionforrás B -min síkjától (6.3. ábra). Két karakterisztikát vettünk fel, az egyiket a tiszta N plazmában, a másikat pedig a Zn - N keverék plazmában. A karakterisztikák a 6.16. ábrán láthatók.

A két karakterisztika felvétele között az ionforrás valamennyi paramétere állandó értékkel rendelkezett, különbség annyi volt, hogy a kapszula olyan helyzetbe került, ahol azt a plazma felmelegítette a Zn olvadásához szükséges hőmérsékletre és a Zn bejutott a plazmába. Ezt a jelenséget lehetett követni a Langmuir-szonda karakterisztikájának változásával [Szab01]. A nehézionok plazmába jutásának pillanatát nagyon egyszerűen meg lehet határozni a szonda segítségével, ha pl. megfelelő feszültséggel látjuk el a szondát (pl. $(-50, -100)$ vagy $(50, 100)$ V tartományban, ahol a mért áramok nagymértékben különböznek egymástól (6.16. ábra)) és követjük a szonda áramát. Akkor jutnak be a nehézionok a plazmába, amikor hirtelen ugrás következik be a

szonda áramában. Ez egy nagyon egyszerű on-line módszer a jelenség követésére, amely hasznos lehet a továbbiakban a fullerén plazma előállításánál is.

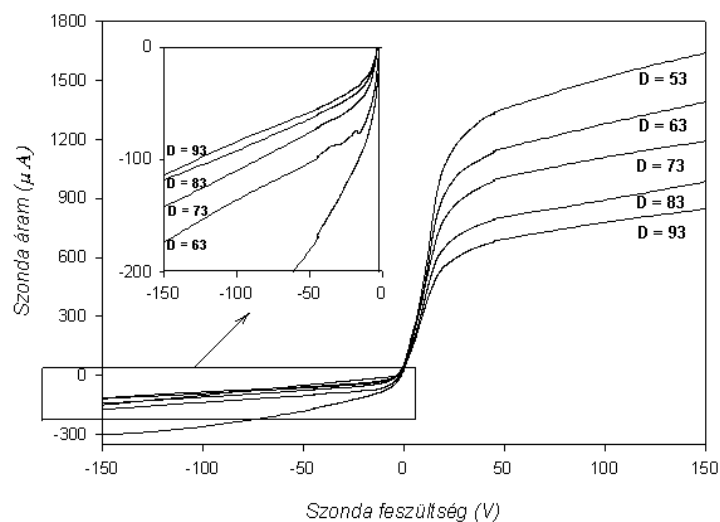


6.16. ábra. Nehézfém-ionok megjelenése a plazmában.

Szonda karakterisztikák tiszta N plazmában és $Zn-N$ keverékplazmában.

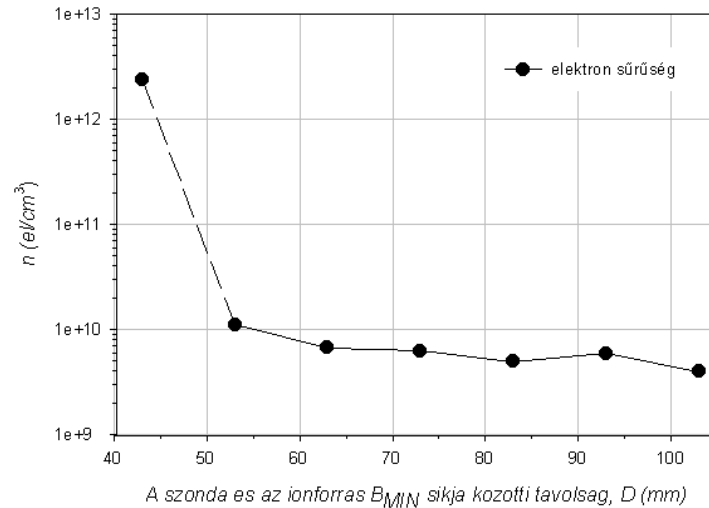
6.7. Axiális mérések

A legszemléletesebb, így legfontosabb információt a plazma elektronsűrűségéről ennek tengely menti eloszlása szolgáltatja, ezért számos axiális mérést végeztünk a Langmuir-szondával.



6.17. ábra. A szonda axiális mozgásakor felvett karakterisztika sorozat a $D \in [53, 93] \text{ mm}$ tartományban.

1. Kezdetnek tekintsünk alacsonyan lefeszott plazmában végzett méréseket. Az első sorozatot egy N^+ előállítására hangolt plazmában vettük fel. A szondát a 4.2. ábrának megfelelő elrendezésben használtuk. Az ionforrás paraméterei: kivonó oldali nyomás $2,6 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 100 W, a mágneses tér indukciója $1,0$ és $0,5$ T közötti értékeket vett fel a szonda helyzetének szélső értékei, $D = 93$ mm és $D = 53$ mm között (6.3. ábra). A méréseket a hideg plazma tartományban végeztük. A karakterisztikákat (6.17. ábra) egyenletesen, 10 mm –es lépésként vettük fel.



6.18. ábra. Axiális elektronsűrűség profil. Kivonásra optimalizált ion N^+ .

A karakterisztikák illesztésére a (4.1) egyenletet, míg a plazma elektronsűrűségének kiszámítására az egyszerű plazma modelljét alkalmaztuk ((5.25) egyenlet). A kapott elektronsűrűség profilt a 6.18. ábra mutatja be.

A rezonáns zónától (mely a $[-40, 40]$ mm tartományban van) távolabb eső pontból kiindulva a zóna felé haladva, az elektronsűrűség enyhe, de határozott növekedési tendenciát mutat. A rezonáns zóna közelében az elektronsűrűség értéke hirtelen, közel három nagyságrendű ugrást mutat. A karakterisztika leszálló ágának felhasználásával 10^{12} - 10^{13} nagyságrendű érték adódik. A görbét itt szaggatott vonallal jelöljük, mert a rezonáns zóna közelében nagyobb a mérési eljárásból származó bizonytalanság. A kapott érték azonban jó egyezést mutat más módszerek eredményeivel [Shi99].

2. A következőkben azt vizsgáltuk meg, milyen hatással van a többszörösen lefeszott ionok figyelembevétele az elektronsűrűség értékére. Az előző sorozathoz hasonlóan a szonda áramfelvevő felületét az ionforrás szimmetriatengelyén helyeztük el.

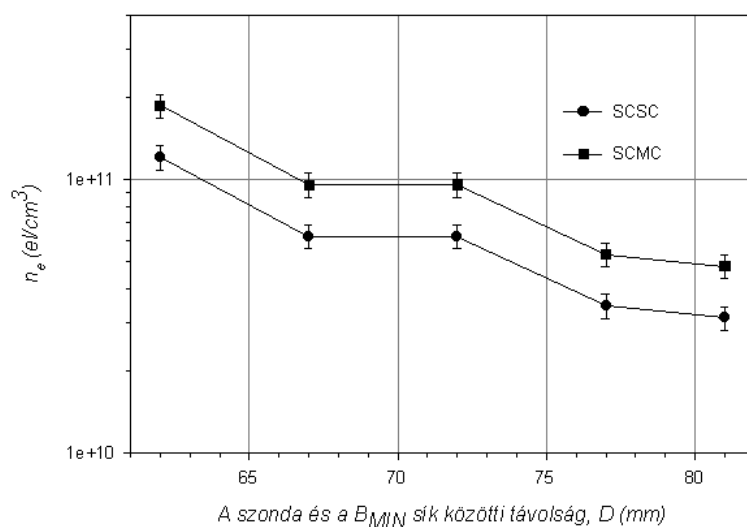
1. **Sorozat.** A karakterisztika sorozatot oxigén plazmában vettük fel, az ionforrás O^{3+} kivonására volt optimalizálva [Ken02a]. A szondát a 4.2. ábrának megfelelő elrendezésben

használtuk. Az ionforrás paraméterei: kivonó oldali nyomás $1,6 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 100 W, a mágneses tér indukciója $1,0$ és $0,6$ T közötti értékeket vett fel a szonda helyzetének szélső értékei, $D = 85$ mm és $D = 50$ mm között (6.3. ábra). A méréseket a hideg plazma tartományban végeztük. A kivont nyaláb összetételét a 6.1. táblázat szemlélteti (csak a munkagáz ionjait vettük figyelembe).

	O ⁵⁺	C	C	C	C
		4+	3+	2+	1+
e	15	7	1	9	4
μA		4	10	1	5
α	0,02	C	C	C	C
j		,13	,25	,3	,3

6.1. táblázat. Az ionnyaláb összetétele: töltésállapotok, áramerősségek és százalékos összetétel. A nyaláb átlagos töltése: 2,25.

A karakterisztikák illesztése után az elektronsűrűségeket az egykomponensű, többszörösen töltött plazma modellel ((5.26) egyenlet) és az egyszerű plazma modellel ((5.25) egyenlet) számítottuk ki. Az elektronsűrűség változását a 6.19. ábra mutatja be.



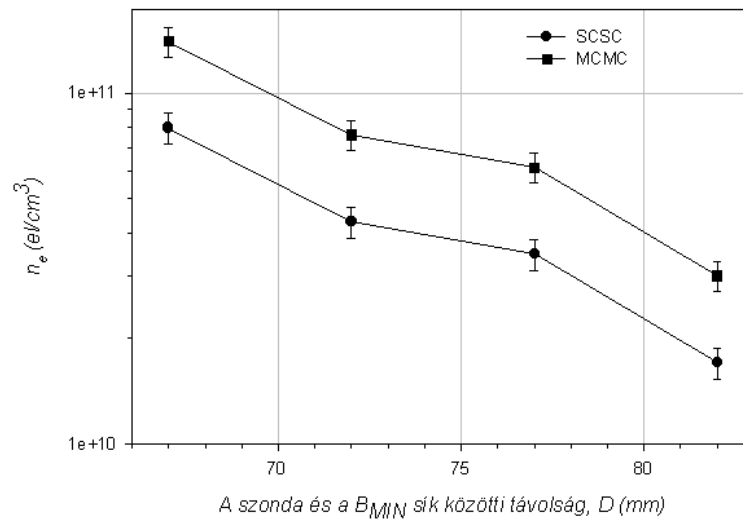
6.19. ábra. Axiális elektronsűrűség profil. Kivonásra optimalizált ion O^{3+} .

2. Sorozat. A karakterisztika sorozatot oxigén plazmában vettük fel, az ionforrás O^{5+} kivonására volt optimalizálva. A szondát a 4.2. ábrának megfelelő elrendezésben használtuk. Az ionforrás paraméterei: kivonó oldali nyomás $1,4 \cdot 10^{-6}$ mbar, mikrohullámú teljesítmény 150 W, a mágneses tér indukciója $1,0$ és $0,6$ T közötti értékeket vett fel a szonda helyzetének szélső értékei, $D = 85$ mm és $D = 60$ mm között (6.3. ábra). A kivont nyaláb összetételét a 6.2. táblázat szemlélteti (csak a munkagáz ionjait vettük figyelembe).

	6+	5+	4+	3+	2+	1+
eμA	4	1	8	3	1	7
α_j	,05	,14	,13	,24	,21	,23

6.2. táblázat. Az ionnyaláb összetétele: töltésállapotok, áramerősségek és százalékos összetétel. A nyaláb átlagos töltése: 2,9.

A karakterisztikák illesztése után az elektronsűrűségeket az egykomponensű, többszörösen töltött plazma modellel ((5.26) egyenlet) és az egyszerű plazma modellel ((5.25) egyenlet) számítottuk ki. Az elektronsűrűség változását a 6.20. ábra mutatja be.



6.20. ábra. Axiális elektronsűrűség profil. Kivonásra optimalizált ion O^{5+} .

Következtetések [Ken02a]:

1.) Az 1. sorozathoz tartozó 13-as ábrán, az SCSC és SCMC közelítések által szolgáltatott értékek közötti arány $SCMC/SCSC = 1,55$. A plazma ionkomponensének becsült átlagos lefosztottsága 2,25.

2.) A 2. sorozathoz tartozó 14-es ábrán, az SCSC és SCMC közelítések által szolgáltatott értékek közötti arány $SMCh/SCSC = 1,77$. A plazma ionkomponensének becsült átlagos lefosztottsága 2,9.

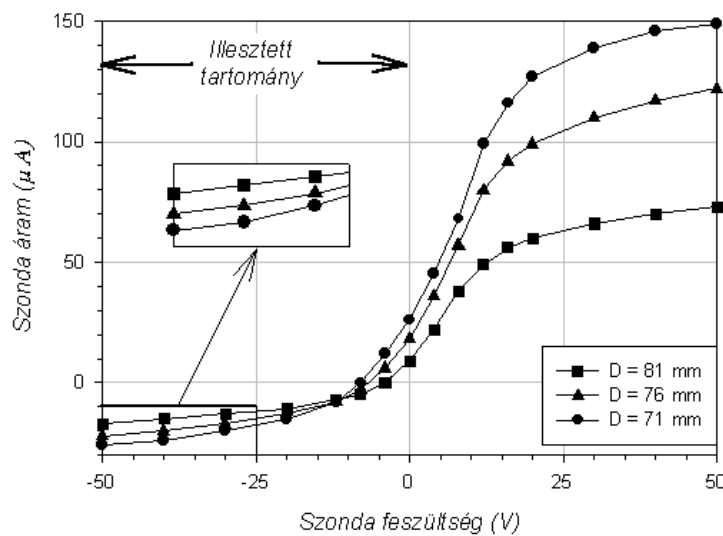
Az első következtetést levonhatjuk a görbék alakjából. Megfigyelhető, hogy a 6.18-20. ábrákon az elektronsűrűség görbéi azonos tendenciát mutatnak mindhárom plazma esetén. Hasonlítsuk össze a számadatokat a 6.3. alpont adataival (6.3. táblázat).

Optimizált töltésállapot	A plazma átlagos lefosztottsága	SCMC/SCSC arány
N^+	1,24	1,11
O^{3+}	2,25	1,55
O^{5+}	2,9	1,77

6.3. táblázat. Összefoglaló táblázat: alacsonyan és közepesen lefosztott plazmák.

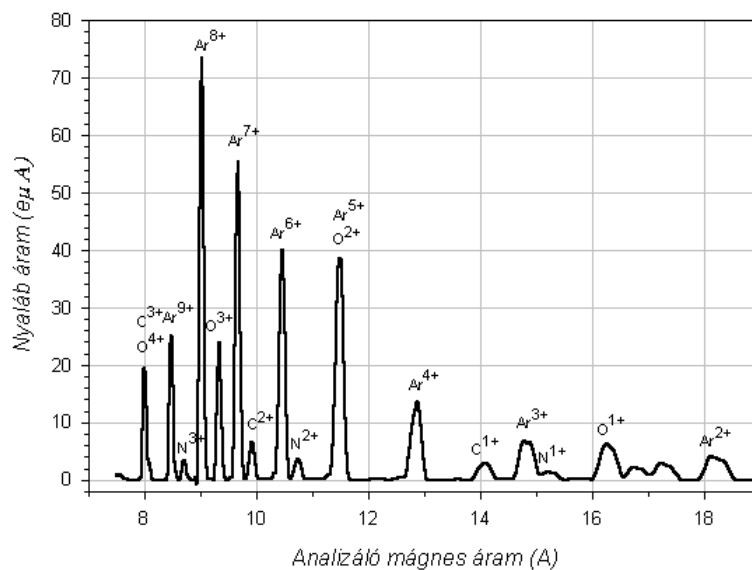
Az adatokból kiolvashatjuk, hogy minél magasabb lefeszottsággal rendelkezik a plazma, annál nagyobb a különbség az általunk felállított modell és az egyszerű plazma modell között. Tehát ha a valósághoz közelebb álló elektronsűrűség értékeket akarunk meghatározni, akkor feltétlenül az SCMC modellt kell felhasználni.

3. A következő mérési sorozatokat magasabban lefeszott Ar plazmában vettük fel. Vizsgáljuk továbbra is a többszörösen lefeszott ionok figyelembevételének hatását az elektronsűrűség értékére és ezzel párhuzamosan az elektróda hatását a külső, hideg plazma tartományra. Az előző sorozatoktól eltérően a szonda áramfelvevő felületét az ionforrás szimmetriatengelyén kívüli, $r = 14\text{ mm}$ pontban helyeztük el (6.13. ábra). A szondát a $D \in [71, 91]\text{ mm}$ tartományban mozgatva, karakterisztikákat 5 mm -es lépésként vettünk fel. Az első esetben a plazmát Ar^{8+} kivonására az elektróda használatával, míg második esetben az elektróda (biased-disk) használata nélkül optimalizáltuk [Ken02b].



6.21. ábra. Ar plazmában mért karakterisztikák.

1. Sorozat (az elektróda használatával). Az ionforrás paraméterei: kivonó oldali nyomás $1,6 \cdot 10^{-6}\text{ mbar}$, mikrohullámú teljesítmény 200 W , a mágneses tér indukciója $1,0$ és $0,7\text{ T}$ közötti értékeket vett fel a szonda helyzetének szélső értékei, $D = 91\text{ mm}$ és $D = 71\text{ mm}$ között (6.3. ábra).



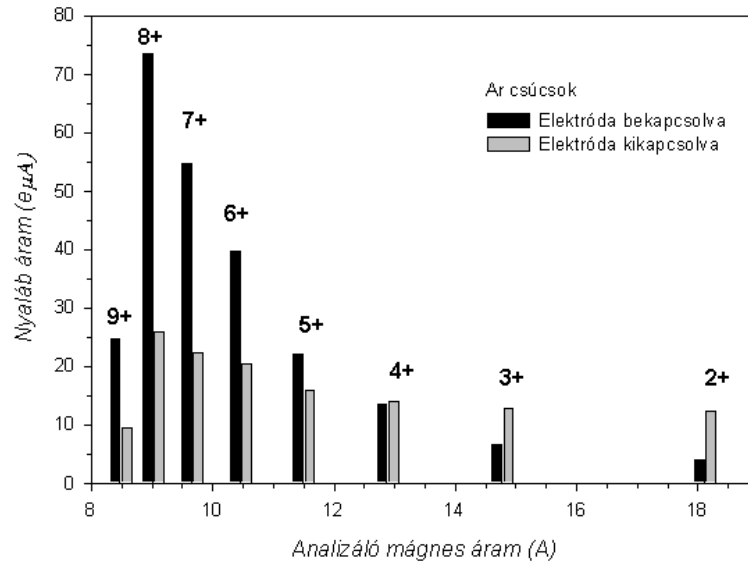
6.22 ábra. Nyaláb spektrum. Ar^{8+} kivonásra optimalizált töltésállapot.

Maradék gázból származó szennyező atomok: C , N , O .

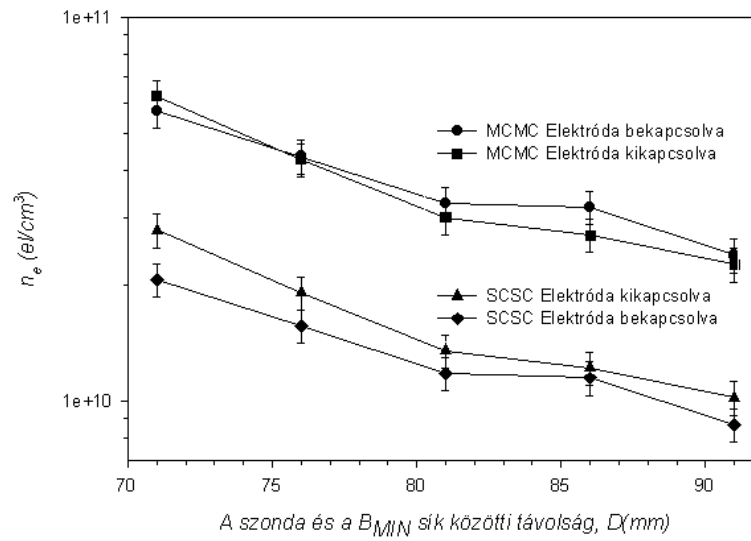
Az elektródára a kamra falához képest 210 V -os negatív feszültséget kapcsoltunk és a rajta átfolyó áram (amelyet a belőle kilépő elektronok alkotnak) $0,7\text{ mA}$ értékű volt. A 6.21. ábra néhány karakterisztikát mutat be a sorozatból, míg a 6.22. ábra egy kivont nyaláb spektrumot mutat be. Látható a spektrumon, hogy mennyivel komplexebb a nyaláb összetétele, mint egy alacsonyan lefosztott plazmából kivont nyaláb esetén (6.6. ábra).

2. Sorozat (az elektróda használata nélkül). Az ionforrás paraméterei azonosak maradtak a 3.1. sorozat felvételénél beállított paraméterekkel. A különbség csak annyi volt, hogy megszüntettük az elektróda feszültségét. Annyit meg kell itt jegyeznünk, hogy az elektróda, 6.1. alpontban leírt két működési módozata közül, az ATOMI-ECR-nél csak az elektron-donor (ED) mód figyelhető meg, más szavakkal, szükséges elektronokat injektálni a plazmába a magasabb töltésállapotok eléréséhez. Az elektróda használata nélkül a 6.21. ábrán megfigyelhető karakterisztikákkal azonos jellegű karakterisztikákat vettem fel.

A 6.23. ábra az Ar csúcsok változását, a töltéseloszlás változását szemlélteti az elektróda kikapcsolásakor. A karakterisztikák illesztése után az elektronsűrűségeket a többkomponensű, többszörösen töltött plazma modellel ((5.27) egyenlet) és az egyszerű plazma modellel ((5.25) egyenlet) számítottuk ki. Az elektronsűrűség változását a 6.24. ábra mutatja be.



6. 23. Ábra. Töltéseloszlás eltolódás az elektróda ki/be kapcsolásakor.



6.24. ábra. Axialis elektronsűrűség profilok.

Az elektróda ki/be kapcsolásakor fellépő változások.

Többszörösen lefosztott ionok figyelembe vételekor fellépő változások.

Következtetések [Ken02b]:

Az elektronsűrűség változásának tendenciája ebben az esetben is megegyezik az előző mérések eredményeivel, tehát a rezonáns zónához közeledve nő az elektronsűrűség.

Az elektróda ki/be kapcsolásakor a plazma töltéseloszlása jelentősen megváltozik (6.23. ábra). Az elektróda használatakor a plazma átlagos becsült lefosztottsága 4,23, míg az elektróda kikapcsolása után ez lecsökken 2,9-re. Azonban az elektronsűrűségek az elektróda ki/be kapcsolásakor a hibahatáron belül maradnak (6.24. ábra). Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a plazma hideg részének sűrűségét az elektróda nem befolyásolja. Tehát az bebizonyosodott, hogy annak ellenére, hogy jelentős elektronáramot injektálunk a plazmába, ezek az elektronok nem növelik meg a plazma elektronsűrűségét, hanem gyorsan elvesznek a kamra falán. Ezalatt azonban, valószínűleg módosítják a plazmapotenciál-gödör mélységét [Sti99b], s így befolyásolják az erősen lefosztott ionok élettartamát és kivonási hatásfokát.

1.) 3.1. sorozat. Az SCSC és MCMC közelítések által szolgáltatott értékek közötti arány $MCMC/SCSC = 2,77$. A plazma ionkomponensének becsült átlagos lefosztottsága 4,3.

2.) 3.2. sorozat. Az SCSC és MCMC közelítések által szolgáltatott értékek közötti arány $MCMC/SCSC = 2,23$. A plazma ionkomponensének becsült átlagos lefosztottsága 2,9.

Ezek az adatok alátámasztják a 2.1. és 2.2. sorozatok kiértékeléskor levont következtetéseket. Minél magasabb lefosztottsággal rendelkezik a plazma, annál nagyobb a különbség az általunk felállított modell és az egyszerű plazma modell között. Tehát ha realisztikusan akarjuk leírni az ECR plazmát, akkor az MCMC modellt kell és lehet alkalmazni.

Összefoglaló

Új tudományos eredményeimet az alábbi tézispontok tartalmazzák:

1. ECR ionforrásban egyedülálló lokális plazmadiagnosztikai mérőrendszert alakítottunk ki [1]. A rendszer tartalmaz egy (vagy több) elektrosztatikus szondát, a szonda mozgató mechanizmusait és egy speciális tápegységet a szonda előfeszítéséhez.

2. A plazma-fal kölcsönhatás útján létrejövő ún. burok analíziséből kiindulva, kidolgoztam egy a szonda feszültség-áram karakterisztikájának kiértékelésére szolgáló új elméleti modellt [1]. A modell pótolja az eddig rendelkezésre álló modellek azon hiányosságát, hogy nem vesznek figyelembe többszörösen lefosztott ionokat, amely viszont az ECR plazma legfontosabb sajátosságainak egyike. ECR plazma lokális paramétereinek kiszámítására a karakterisztika ionáram tartománya használható fel, ahol a szonda begyűjt minden a plazmában megtalálható iont (különböző elemek többszörösen lefosztott ionjait) amit pontosan csak az új modell segítségével elemezhetünk ki. Két esetet különböztetünk meg:

- SCMC (Single-Component Multiply Charged approximation) – tiszta ECR plazmát feltételez, amely csak a munkagáz ionjait tartalmazza
- MCMC (Multi-Component Multiply Charged approximation) – realisztikus ECR plazma, amely feltételezi a szennyező és az esetleges egyéb, a nagyöltésű ionok előállításához használt keverék gáz atomok jelenlétét is.

3. A Langmuir-szonda és egy mozgatható kemence együttes használatakor teszteltük, hogy a szonda miként használható on-line diagnosztikai eszközként más kísérletek idején. Jelen esetben fémplazma előállítása volt a cél, amely előkészítője volt a fullerén-kísérleteknek [2]. A feladat a fém olvadási pillanatának megállapítása volt, melyet a fémionok plazmába jutása jelzett. Megállapítottuk a karakterisztikák alakjából, hogy az ion- vagy az elektron telítési áram tartományban a szonda által mért áram változása kitűnő jelzője a fenti jelenségnek [3].

4. A 14 GHz Frankfurt-ECR ionforráson végzett diagnosztikai mérések igazolták, hogy az elektróda-módszer hatásmechanizmusának leglényegesebb eleme az, hogy a biased-disk-re adott feszültség megváltoztatja a plazmapotenciál eloszlását, kedvezőbb feltételeket teremtve az ionnyaláb jobb hatásfokkal történő kivonásához. A biased-disk ezt az elektronok axiális veszteségének szabályozásával éri el, visszatükrözvén azokat a plazma forró részei felé [4].

5. A világon elsőként alkalmaztam Langmuir-szondát az ECR plazma forró részeinek diagnosztizálására. A rezonáns zónában feszültség-áram karakterisztikákat mértem ki, melyeknek jelege teljesen eltér a megszokottól; a karakterisztika ionáram tartománya egy igen hangsúlyozott minimummal rendelkezik. A karakterisztika menetére kvalitatív magyarázattal szolgáltam.

6. Kihasználva a szonda mozgásszabadságaiból adódó lehetőségeket különböző karakterisztika sorozatokat vettem fel és megfelelő elektronsűrűség profilokat számoltam ki. Minden mérést a plazma hideg tartományában végeztem.

a) Azimutális profilok alacsonyan lefosztott plazmában. Ez a mérésorozat az első közvetlen mérési eredmény a plazma elektronsűrűség-eloszlásának meghatározására. A szonda bevezetését az ionforrás szimmetriatengelyén helyeztem el úgy, hogy a szonda érzékeny felülete egy kört írasson le. A rezonáns zónától távoli pontból kiindulva, több axiális síkban mértem ki az elektronsűrűséget az injektáló oldali csillag alakzat egyik ágában. Megállapítható, hogy a plazma tulajdonképpen a csillagon belül helyezkedik el és a szélektől a csillag közepéig az elektronsűrűség kb. egy nagyságrenddel nő [1]. Közeledve a rezonáns zóna felé azonban szélesedik az a szögtartomány, amelyben a plazma található és növekszik a csillag középpontjában elért maximális érték is.

b) Axiális profilok, alacsonyan és közepesen lefosztott plazmákban.

- A szonda bevezetését úgy helyeztem el, hogy az érzékeny felülete az ionforrás szimmetriatengelyén helyezkedjen el. Különböző lefosztottsággal rendelkező, különböző munkagázból előállított plazmában mértem ki elektronsűrűség eloszlást a szonda axiális mozgatásával. Minden alkalommal azt tapasztaltam, hogy az elektronsűrűség a rezonáns zónától távoli pontoktól nő a rezonáns zóna felé haladva. A növekedés nagyságrendje szintén egy nagyságrendnyi [1,5].
- Az elektronsűrűség kiszámítására három modellt használtam: az egyszerű plazma modellt (szakirodalomból), valamint a 3. tézispontban említett modelleket. Azt tapasztaltam, hogy a plazma átlagos lefosztottságának növekedésével (amely a kivonásra optimalizált töltésállapot növekedésével nő), nő a szakirodalomban található és az általam felállított modell által szolgáltatott elektronsűrűség értékek közötti különbség. Az MCMC modellt alkalmazva magasabb értékeket kapunk, ami megfelel az elvárásoknak, mivel a plazma ionkomponensének növekvő töltésével nőnie kell az azt semlegesítő elektronok számának is [1,5].
- Feszültség-áram karakterisztika sorozatokat vettem fel a plazma hideg tartományában, a biased-disk ki/be kapcsolásokor. A kísérlet célja az elektróda hideg plazmarészekre kifejtett hatásának vizsgálata volt. Kiszámítva az elektronsűrűségeket minden axiális pontban, úgy az egyszerű, mint az MCMC modellekkel, azt tapasztaltam, hogy az elektróda ki/be kapcsolása következtében a számított elektronsűrűségek közötti különbségek nem haladják meg a

hibahatárt. Ebből levonhatjuk azt a következtetést, hogy az elektróda nem növeli a hideg plazmarészek elektronsűrűségét (amely viszont szervesen kapcsolódik a forró részekhez), hanem az elektronok gyorsan elvesznek a kamra falán. Ezalatt azonban, valószínűleg módosítják a plazmapotenciál-gödör mélységét, s így befolyásolják az erősen lefosztott ionok élettartamát és kivonási hatásfokát [5].

Saját kutatási munkám mellett, résztvettem az ECR laboratóriumban folyamatban lévő kutatásokban és társszerzője vagyok az ezekből született tudományos közleményeknek is [2,6].

Az értekezés témakörében megjelent közlemények:

- [1] **L. Kenéz**, S. Biri, J. Karácsony, A. Valek, Langmuir-probe data analysis including the multi-component multiply-charged nature of Electron Cyclotron Resonance Ion Source, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **187/2** (2002) pp 249-258
- [2] S. Biri, A. Valek, **L. Kenéz**, A. Jánossy, A. Kitagawa, Production of multiply charged fullerene and carbon cluster beams by a 14.5 GHz ECR ion source, Rev. Sci. Instrum. **73/2** (2002) 881-883
- [3] Cs. Szabó, S. Biri, **L. Kenéz**, T. Suta, A. Valek, Diagnostic research of highly ionized plasma generated by an ECR ion source, Vacuum **61/2-4** (2001) pp 391-396
- [4] V. Mironov, G. Shirkov, K.E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt-Böcking, S. Runkel, A. Schempp, S. Biri, **L. Kenéz**, Influence of the biased electrode on the plasma potential in electron cyclotron resonance ion sources, Rev. Sci. Instrum. **73/2** (2002) 623-625
- [5] **L. Kenéz**, S. Biri, J. Karácsony, A. Valek, T. Nakagawa, K.E. Stiebing, V. Mironov Diagnostic Research of Plasmas Generated by a 14.5 GHz ECR Ion Source Using Langmuir-Probe, Rev. Sci. Instrum. **73/2** (2002) 617-619
- [6] Biri S., **Kenéz L.**, Valek A., Nakagawa T., Kidera M., Yano Y.: Production of Highly Charged Ions in Electron Cyclotron Resonance Ion Sources Using an Electrode in Two Modes. Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) 869

English summary of the thesis

The Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS) is one of the most successful machines built for Highly Charged Ion production (HCI). From their late '70 invention, the ion sources have been developed from complex prototypes to high-performance, highly sophisticated experimental facilities. ECR ion sources became very popular because they can be used in diverse research fields as stand-alone machines or injectors of high energy accelerators. They were found useful in basic research and application either (e.g. tumour therapy, production of new materials etc.). Nowadays more than a 100 ECR ion sources are operational wide world. But it must be mentioned, that the sole operational ECRIS in the Mid-East Europe region is located in Debrecen (ATOMKI), Hungary, where the presented research work was carried out.

The technology of ECRIS-construction and the optimal operational parameters of the ion source are well known due to continuous development, hence high-intensity highly charged ion-beams can be produced. ECRIS's are reliable devices with stabile operation, which produce ion-beams in a reproducible way. The core of the source is the ECR plasma, which is decisive factor regarding the performance of the ion source. However, the theoretical knowledge we have on ECR plasma is incomplete, which makes the beam extraction less understood, while the beam transport to the target area is well understood.

There are many diagnostic methods for plasma investigation, and basically can be divided in two groups. One is the group of the global diagnostic methods. These methods provide global information on the plasma parameters using the intense electromagnetic radiation coming out of the source. Using these methods, there is no possibility to determine the local values of the plasma parameters. However, knowledge of the local plasma parameters and their evolution during (e.g. beam optimization process, biased-disk on/off etc.) external interventions, would be of great interest in better understanding of the source. In case of ECRIS's mainly global diagnostic methods has been applied, while physicists just nowadays started to show interest in using local diagnostic methods. Systematic ECR plasma research using probes didn't even started, yet.

Therefore, we decided to build a local diagnostic set-up at the ATOMKI-ECRIS laboratory, with the implementation of the Langmuir-probe technique, which is well-known in plasma physics. One of the prospects of this research was to give an explanation of the disputed biased-disk effect.

During my research work I set up a local diagnostic system (Langmuir-probes, controlling systems etc.) which makes it possible to reach any desired point of the ECR plasma in order to determine plasma parameters. Due to the particularities of the ion source and the grades of freedom of the probe, diverse experiments and measurements could be performed. We demonstrated that the

probe is suitable for diagnostic research of the cold region of the complex ECR plasma and further developments can make it suitable for the investigation of the hot regions either. On the other hand we discovered that the usage of the available theoretical models provide erroneous parameters, because they assume a simple plasma, electrons and singly charged ions. Therefore I introduced a new theoretical model for the evaluation of the probe voltage-current characteristics, which assumes a realistic ECR plasma ion component: multi-component, multiply charged ions.

The thesis consists of the following parts: Chapter 2. Is devoted the ECR ion sources briefly (construction and operation), and the basic plasma physics of the ion source. Chapter 3. presents some plasma diagnostic methods, emphasis given to the main features of the local plasma diagnostics. In Chapter 4., the implementation of the Langmuir-probe and the afferent units at the ATOMKI-ECRIS is described. Chapters 5. and 6. are devoted to present the new results of my research work. Chapter 5. contains the detailed description of the new theoretical model for the characteristics evaluation, while Chapter 6. contains the experimental results. The new results are presented below.

1. We built a plasma diagnostic system which is unique in ECR ion sources [1]. The system contains:
 - a movable, cylindrically shaped (3 mm length, 0.4 mm diameter) electrostatic probe, made of tungsten.
 - a mechanism to push and rotate the probe independently; in consequence, the probe can reach on-line, the surface of a given radius cylinder; changing of the radius can be made off-line, changing or resizing the probe.
 - a special bipolar power supply capable of biasing the probe on positive and negative voltages either, and enable smooth transitions between these two voltage region.

2. Starting from the analysis of the plasma sheath, which is formed as a consequence of the plasma-wall interaction, I established a new theoretical model for the probe voltage-current characteristics evaluation [1]. The model supplements the deficiency of the available theoretical models, namely that it takes into account multiply charged ions. For plasma parameter determination, the ion-current region of the characteristics can be used. In this region multiply charge ions of different elements are collected, hence it can be evaluated correctly only using the new theoretical model. Two cases can be distinguished:
 - SCMC (Single-Component Multiply Charged approximation) – assumes clean ECR plasma containing only the ions of the main gas

- MCMC (Multi-Component Multiply Charged approximation) – assumes real ECR plasma containing the residual gas and/or mixing-gas ion, too.
3. We used simultaneously the Langmuir-probe and a movable crucible to test the ability of the probe as on-line diagnostic tool. We investigated *Zn* plasma production using a plasma-heated crucible, which prepared the way for further metallic plasma and fullerene experiments [2]. The moment when the crucible reached the melting temperature of the metal was set to be established. That moment is well signaled by the apparition of the metal ions in the plasma. We concluded from the evolution of the probe voltage-current characteristics, that on-line monitoring of the probe current in the ion or electron saturation current region is appropriate for displaying the above mentioned phenomenon [3].
 4. The diagnostic measurements carried out at the 14 GHz Frankfurt-ECRIS have shown, that the most important feature of the biased-disk operation is the modification of the potential distribution of the plasma caused by the bias of the probe. This way the probe creates favorable ion extraction conditions. This effect can be attributed to the adjustment of the axial electron loss of the plasma by repelling them back toward the hot plasma regions [4].
 5. The Langmuir-probe has been applied for the first time ever to diagnose the hot plasma regions of an ECR ion source. The measurements were carried out at the 14.5 Ghz ATOMKI-ECRIS. I measured probe voltage-current characteristics successfully, without burning the probe or its insulation. The shape of the curves were totally different from the usual ones, and were reproducible. They present a pronounced minimum in the ion current region (of the order of mA's, which is 3 order of magnitude higher than the ion saturation current measured in the cold region of the plasma). A qualitative explanation of the curves has been given.
 6. Profiting of the possibilities given by the grades of freedom of the probe, I measured diverse series of probe characteristics and calculated the corresponding electron density profiles. All measurements were carried out in the cold regions of the ECR plasma.
 - a) Asimuthal electron density profiles measured in low charged plasma.
 - The probe holder has been put on the axes of the source, hence its sensitive area could be rotated on a circle around the source axes. The electron density has been measured in one of the branches of the injection side star (due to the circular symmetry of the system, the density in the other branches of the star is expected to be the same). It can be stated that plasma can be found within the branches of the star and the electron density increases by approximately one order of

magnitude from the edges of the star toward the middle of it ($n_{\text{edge}} \sim 10^{10} \text{el/cm}^3$, $n_{\text{middle}} \sim 10^{11} \text{el/cm}^3$) [1].

- Starting from a point which is far away from the resonant zone, the electron density has been measured using the above described way in many axial planes. All planes presented the same electron density distribution as described above, however, increases the angular region where the branches of the star are located and the maximal electron density reached in the middle of a branch increases also. This is the first direct electron density distribution measurement carried out in an ECR plasma.
- b) Axial electron density profiles measured in low and middle-charged plasmas.
- The holder of the probe has been put off-axes, while the sensitive area of it was on the axes of the ion source. Electron density distributions has been measured in different plasmas, moving the probe on the axes of the source. Each axial profile presented the same tendency: the electron density increases as the probe approaches to the resonant zone. The increase is also one order of magnitude [1,5]
 - The electron densities has been calculated using three models: the simple plasma model available in the special literature and the SCMC and MCMC models mentioned in the section 3. It can be stated, that as the mean charge of the plasma ion component is getting higher (which increases when higher charge states are optimized for extraction), the difference between the original simple plasma model and the MCMC (or SCMC) is getting higher either (optimized charge states 1+, 3+, 5+ and 8+, electron density increases with a factor of 1.11, 1.55, 1.77 and 2.77, respectively). Using MCMC, higher electron densities has been obtained comparing to the simple plasma model, which is reasonable, because increasing mean charge of the plasma ion component means more negative electrons for quasineutrality to be maintained. This means for realistic plasma investigation MCMC model can and must be used [1,5].
 - Voltage-current characteristics has been measured in the cold plasma region, when the biase-disk was On and Off, respectively. The aim of the experiment was to determine the effect of the biased-disk on the cold plasma regions. Calculating the electron densities using the simple and the MCMC models, I found that switching On/Off the probe voltage results an increase/decrease not higher than the error limit of the calculation method. One can conclude that application of a biased electrode doesn't increase the electron density of the cold plasma region (which is connected to the hot plasma region). The emitted electrons are quickly lost on the wall of the chamber, meanwhile probably the depth of the plasma potential dip is modified, which influences the ion lifetime and extraction conditions [5].

Irodalomjegyzék

1. [Alt94] G. Alton, D.N. Smithe, Rev. Sci Instrum. 65 (1994) p. 775
2. [Ame87] H. Amemiya et al., J. Phys. Soc. Jpn 56 (1987) 2401-2412
3. [Ant89] T.A. Antaya, Proc. of the Int. Conference on ECRIS, Grenoble, (1988) p. C1-107
4. [Ant94] T.A. Antaya, S. Gammino, Rev. Sci. Instrum. 65 (1994) p. 1723
5. [Asm97] J. Asmussen, T.A. Grotjohn, P.U. Mak, M.A. Perrin, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 25, No. 6, Dec. (1997)
6. [Bar92] C. Barué, P. Briand, A. Girard, G. Melin, G. Briffod, Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) p. 2844
7. [Beu85] H. Beuscher, Proc. of the 6th Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, (1985) p. 107.
8. [Bir93a] S. Biri, Gyorsítóberendezések nehézionforrásai, Akadémiai Kiadó, 1993
9. [Bir93b] S. Biri, J. Vámosi, Proc. 11th Int. Workshop on ECRIS, Groningen, (1993) KVI-Report 996, pp. 128-132.
10. [Bir94] S. Biri, J. Pálkás, D. Berényi, J. Vámosi, Fizikai Szemle 44 (1994)
11. [Bir95a] S. Biri, J. Vámosi, K.E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res B, 98 (1995) pp. 553-557
12. [Bir95b] S. Biri, A. Valek, J. Vámosi, Proc. 12th Int. Workshop on ECRIS, Tokyo, INS-J-182 (1995) 207
13. [Bir96] S. Biri, J. Vámosi, Rev. Sci. Instrum. 67 (1996) 971-973
14. [Bir97] S. Biri, J. Vámosi, A. Valek, Z. Kormány, E. Takács, J. Pálkás, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 124 (1997) 4 27-430
15. [Bir98a] S. Biri, J. Vámosi, Rev. Sci. Instr. 69 (1998) 646-648
16. [Bir98b] S. Biri, A. Valek, F. Ditrói, H. Koivisto, J. Arje, U. Rosengard, K.E. Stiebing, L. Schmidt, Heavy Ion Physics 8 (1998) 217-225
17. [Bir00a] S. Biri, L. Simons, D. Hitz, Rev. Sci. Instrum., 71 (2000) pp 1116-1118
18. [Bir00b] S. Biri, L. Kenéz, A. Valek, T. Nakagawa, M. Kidera, Y. Yano, Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) pp 869-871
19. [Bir02] S. Biri et al., Rev. Sci. Instrum. 73/2 (2002) pp. 881-883
20. [Bou85] F. Bourg et al., Proc. of the 6th Int. Workshop ECR Ion Sources, Berkeley, 1985, Rep. LBL-PUB-5143, p. 1.
21. [Bri90] P. Briand, R. Geller, G. Melin, Nucl. Instrum. Meth A 294 (1990) p. 673

22. [Bro89] I.G. Brown, The Physics and Technology of ion Sources, John Wiley & Sons, Inc. (1989) pp 207-229
23. [Can65] E. Canobbio, U. Finizi, Proc. of Int. Colloquium on Plasma-R.F. field interactions, Saclay (1968)
24. [Che65] F.F. Chen, in: Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, 1965, Chapter 4
25. [Dor65] R.A. Dory et al., Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 131
26. [Dou98] G. Douysset et al., IXth Int. Conf. on the Physics of Highly Charged Ions, 514, Bensheim 1998
27. [Dre85] A.G. Drentje, Proc. of the 6th Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, 1985, p. 73.
28. [Dre92] A.G. Drentje, Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) p. 2875
29. [Duk57] S.Yu. Dukyanov, Hot Plasma and Controlled Nuclear Fusion, Nauka, Moscow (1957)
30. [Fie96] R. Fiedlein, D. K  chler, G. Zippe, G. Zschornack, Rev. Sci. Instrum. 99 (1996) p. 225
31. [Fri95] R. Friedlein, S. Herpich, H. Hiller, H. Wirth, G. Zschornack, H. Tyrroff, Phys. Plasmas 2, (1995) p. 1
32. [Gam00] S. Gammino, G. Ciavola, Rev. Sci. Instrum. 71/2 (2000) p. 631
33. [Gel96] R. Geller, Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas, IOP Publishing Ltd 1996
34. [Gir96] A. Girard, G. Melin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 382 (1996) pp 252-266
35. [God90] V.A. Godyak, R.B. Piejak, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) p. 996
36. [Gro00] T.A. Grotjohn, J. Asmussen, J. Sivagnaname, D. Story, A.L. Vikkarev, A. Gorbachev, A. Kolysko, Diamond and Related Materials 9 (2000) pp. 322-327
37. [Har94] R. Harkewicz et al., ANL Report No. PHY-7894-HI-94
38. [Har97] R. Harkewicz, D. Cole, Proc. 13th Int. Workshop on ECRIS, College Station, 92 (1997)
39. [Hit93] D. Hitz, G. Melin, M. Pontonnier, T.K. Nguyen, Proc. 11th Int. Workshop on ECRIS, Groningen KVI Report 996, 91 (1993)
40. [Jac87] B. Jacquot, F. Bourg, R. Geller, Nucl. Instrum. Meth. A 245 (1987) p. 13
41. [Jon85] Y. Jongen, Proc. of the 6th Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, 1985, p. 238
42. [Kat98] Y. Kato et al., Rev. Sci. Instr. 69(2) (1998) 1176-1178
43. [Kee84] F.P. Keenan, K.A. Berrington, P.G. Bruke, A.E. Kingstone, P.L. Dufton, Mont. Not. R. Astr. Soc., 207 (1984) p. 459
44. [Ken02a] L. Ken  z et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 187/2 (2002) pp 249-258
45. [Ken02b] L. Ken  z et al., Rev. Sci. Instrum. 73/ 2 (2002) pp. 617-619

46. [Kid01] M. Kidera, T. Nakagawa, Y. Higurashi, M. Kase, Y. Yano, *Rev. Sci. Instrum.* 73 (2002) pp 611-1613
47. [Koi98] H. Koivisto, J. Arje, M. Numira, *Rev. Sci. Instrum.* 69, (1998) p. 703
48. [Laf66] J.G. Laframboise, Report No 100, University of Toronto, Institute of Aerospace Studies, 1966
49. [Lan24] I. Langmuir, H. Mott-Smith, *Gen. Electr. Rev.* 27 (1924) p. 449
50. [Leh95] U. Lehnert, Doctor Thesis, TU Dresden, Dresden, Germany, 1995
51. [Lei00] M.A. Leitner, S.R. Abbott, C.M. Lyneis, C.E. Taylor, D.C. Wutte, *Proc. of EPAC 2000*, Vienna, Austria
52. [Ler95] R. Leroy et al., *Proc. ECRIS 12*, Report N° INS-J-182, Riken, (1995) p. 57
53. [Lyn87] C.M. Lyneis, *Proc. of the 11th Int. Cont. On Cyclotrons and their Applications*, Tokyo, 1987, p. 707
54. [Mat99] M. Matsuda, C. Kobayashi, S. Takeuchi, *ECRIS 99 workshop*, CERN (1999)
55. [May98] D.P. May, *Rev. Sci. Instrum.* 69 (1998) p. 688
56. [Mel88] G. Melin et al., *Proc. Int. Conf. ECR Ion Sources*, Grenoble, 1988 *J. Phys. Colloq.*, C1 50, C1-673, 1989
57. [Mel90] G. Melin, C. Barué, P. Briand, M. Delaunay, R. Geller, A. Girard, K.S. Glovanivsky, D. Hitz, B. Jacquot, P. Ludwig, J.M. Mathonnet, T.K. Nguyen, L. Pin, M. Pontonnier, J.C. Rocco and, F. Zadworny, *Proc. 10th Workshop on ECR Ion Sources*, Oak Ridge National Laboratories, Knoxville, (1990), p. 1.
58. [Mir01] V. Mironov et al., *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001) p. 3826
59. [Mir02] V. Mironov et al., *Rev. Sci. Instrum.* 73 (2002) p. 623
60. [Mül77] A. Müller, E. Salzborn, *Phys. Letters* 62A (1977) p. 391
61. [Nad97] A. Nadzeyka, D. Meyer, K. Wieseman, *Proc. 13th Int. Workshop on ECRIS*, edited by D.P. May and J.E. Ramirez, College Station, Texas, p. 185
62. [Rat00] S.V. Ratynskaia, V.I. Demidov, K. Rypdal, *Rev. Sci. Instrum.* 71 (2000) p. 3382
63. [Sch01] L. Schachter, S. Dobrescu, G. Rodrigues, A.G. Drentje, *Rev. Sci. Instrum.* 73 (2002) pp 570-572
64. [Shi92] G. Shirkov, E. Donets, R. Becker, M. Kleinod, *Rev. Sci. Instrum.* 63 (1992) p. 2819
65. [Shi96] G.D. Shirkov, G. Zschornack, *Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions* (Vieweg, Wiesbaden, 1996)
66. [Shi99] G. Shirkov, *Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Ion Sources*, Geneva, Switzerland, 1999, 155
67. [Sor00] P. Sortais, *Proceedings of EPAC 2000*, Vienna, Austria, pp 78-82
68. [Sor90] P. Sortais et al., *Proc. ECRIS 10*, Report N° ORNL CONF-9011136, (1991) p. 35

69. [Sor92] P. Sortais, Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) 2801
70. [Spi62] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, J. Wiley & Sons, New York, 1962
71. [Sta81] W.M. Stacey, Fusion Plasma Analysis, Wiley, New-York, p.78, (1981)
72. [Sta82] P.C. Stangeby, J. Phys. D: Appl. Phys., 15 (1982) pp. 1007-1029
73. [Sta86] P.C. Stangeby, in Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, ed. D.E. Post; R. Behrisch, NATO ASI Series Vol. 131, Plenum Press, New York, p. 41, (1986)
74. [Sta90] P.C. Stangeby et al., Nucl. Fusion 30,1225 (1990)
75. [Sta92] P.C. Stangeby, G.M. McCracken, Nucl. Fusion, 30/7 (1990) pp. 1225-1245
76. [Sti95] K.E. Stiebing et al., Proc. 12th Int. Workshop on ECRIS, RIKEN, Japan, 1995, INS-J-182, 122 (1995)
77. [Sti99a] K.E. Stiebing, S. Biri, K. Arje, F. Ditrói, H. Koivisto, J. Pálkás, L. Schmidt, A. Valek, Physica Scripta T 80 (1999) p. 509
78. [Sti99b] K.E. Stiebing, O. Hohn, S. Runkel, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, V. Mironov, G. Shirkov, Phys. Rev. Spec. Top. - Acc. And Beams, 2 (1999) 123501
79. [Sza01] Cs. Szabó et al., Vacuum, Vol 61/2-4, pp 391-396, (2001)
80. [Tag87] J.A. Tagle et al., Plasma Phys. Control Fusion 29,297(1987)
81. [Tak97] E. Takács et al., Vacuum (JVC 7) 1997
82. [Tet00] K. Tetsuro, T. Nakagawa, T. Kawaguchi, S.M. Lee, Rev. Sci. Instrum. 71/2 (200) p. 909
83. [Vám94] J. Vámosi, Egyetemi doktori értekezés, Debrecen, 1994
84. [Vám94] J. Vámosi, S. Biri, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res B, 94 (1994) p. 297
85. [Vám96] J. Vámosi et al., Comp. Phys. Com. 98 (1996) 215-223
86. [Vám97] J. Vámosi, S. Biri, E. Takács, Cs. Koncz, T. Suta, E. Veibel, S. Szegedi, P. Raics, Proc. of the 13th Int. Workshop on ECRIS (1997) pp 206-209
87. [Vin93] I.P. Vinogradov, J. Gehring, B. Jettkant, D. Meyer, K. Wiesemann, Proc. of the 11th Int. Workshop on ECR Ion Sources (1993) KVI Report 996, p. 57
88. [Wol95] B. Wolf, Handbook of Ion Sources, CRC Press, Inc. 1995, pp 109-121
89. [Wol99] U. Wolters et al., Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) 721-732
90. [Xie91] Z.Q. Xie, C.M. Lyneis, R.S. Lam, S.A. Lundgren, Rev. Sci. Instrum. 62 (1991) p. 775

Függelék

Szakcikkek:

1. Biri S., Nakagawa T., Kidera M., **Kenéz L.**, Valek A., Yano Y.: Highly Charged ion Production Using an Electrode in Biased and Floating Modes
Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Ion Sources, ECRIS 99. CERN, Geneva, Switzerland, 3-6 May, 1999. Geneva, CERN (1999)81.
2. Biri S., **Kenéz L.**, Valek A., Nakagawa T., Kidera M., Yano Y.: Production of Highly Charged Ions in Electron Cyclotron Resonance Ion Sources Using an Electrode in Two Modes. Rev. Sci. Instrum. **71** 869 (2000)
3. S. Biri, A. Jánossy, **L. Kenéz**, A. Kitagawa, Cs. Szabó, A. Valek: Status and developments at the 14.5 GHz ATOMKI-ECRIS, Proceeding of the Workshop on Production of Intense Beams of Highly Charged Ions (PIBHI2000), pp 73-77, Catania, Italy, 2000
4. **Kenéz L.**, Karácsony J., Plazmadiagnosztikai kutatások Elektron Ciklotron Rezonancia Ionforráson, Műszaki Szemle, **15** (2001)
5. Cs. Szabó, S. Biri, **L. Kenéz**, T. Suta, A. Valek, Diagnostic research of highly ionized plasma generated by an ECR ion source, Vacuum, Vol **61/2-4**, pp 391-396, May 2001
6. **L. Kenéz**, S. Biri, J. Karácsony, A. Valek, Langmuir – probe data analysis including the multi-component multiply-charged nature of Electron Cyclotron Resonance Ion Source, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **187/2**, pp 249-258 (2002)
7. **L. Kenéz**, S. Biri, J. Karácsony, A. Valek, T. Nakagawa, K.E. Stiebing, V. Mironov, Diagnostic Research of Plasmas Generated by a 14.5 GHz ECR Ion Source Using Langmuir – Probe, Rev. Sci. Instrum. **73/2** (2002) 617-619
8. S. Biri, A. Valek, **L. Kenéz**, A. Jánossy, A. Kitagawa, Production of multiply charged fullerene and carbon cluster beams by a 14.5 GHz ECR ion source, Rev. Sci. Instrum. **73/2** (2002) 881-883

9. V. Mironov, G. Shirkov, K.E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt-Böcking, S. Runkel, A. Schempp, S. Biri, **L. Kenéz**, Influence of the biased electrode on the plasma potential in electron cyclotron resonance ion sources, Rev. Sci. Instrum. **73/2** (2002) 623-625

Előadások:

10. Biri S., Nakagawa T., Kidera M., **Kenéz L.**, Valek A., Yano Y.: Highly Charged ion Production Using an Electrode in Biased and Floating Modes, 14th International Workshop on ECR Ion Sources, ECRIS 99. CERN, Geneva, Switzerland, 3-6 May, 1999. Geneva, CERN (1999).
11. Cs. Szabó, T. Suta, Zs. Jánosfalvi, Z. Berényi, E. Takács, A. Valek, S. Biri, **L. Kenéz**, Analysis of Characteristic X-ray Radiation Emitted by an ECR Heavy Ion Source; 20th International Conference on X-ray and Inner-shell Processes. Chicago, USA, 22-27 Aug, 1999
12. T. Suta, E. Veibel, Cs. Szabó, Zs. Jánosfalvi, Z. Berényi, E. Takács, A. Valek, S. Biri, **L. Kenéz**, Systematic Measurements of Electron Temperatures Inside an ECR plasma; 20th International Conference on X-ray and Inner-shell Processes. Chicago, USA, 22-27 Aug, 1999
13. S. Biri, A. Jánossy, **L. Kenéz**, A. Kitagawa, Cs. Szabó, A. Valek: Status and developments at the 14.5 GHz ATOMKI-ECRIS, Workshop on Production of Intense Beams of Highly Charged Ions (PIBHI2000), Catania, Italy, 2000
14. Cs. Szabó, S. Biri, **L. Kenéz**, T. Suta, A. Valek. Diagnostic research of highly ionized plasma generated by an ECR ion source, 8th Joint Vacuum Conference, Pula, Croatia, 4-8 June, 2000
15. **L. Kenéz**, S. Biri, J. Karácsony, A. Valek, T. Nakagawa, K.E. Stiebing, V. Mironov, Diagnostic Research of Plasmas Generated by a 14.5 GHz ECR Ion Source Using Langmuir-Probe, 9th International Conference on Ion Sources (ICIS'01), Oakland, 2001
16. S. Biri, A. Valek, **L. Kenéz**, A. Jánossy, A. Kitagawa, Production of multiply charged fullerene and carbon cluster beams by a 14.5 GHz ECR ion source, 9th International Conference on Ion Sources (ICIS'01), Oakland, 2001

17. V. Mironov, G. Shirkov, K.E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt-Böcking, S. Runkel, A. Schempp, S. Biri, **L. Kenéz**, Influence of the biased electrode on the plasma potential in electron cyclotron resonance ion sources, 9th International Conference on Ion Sources (ICIS'01), Oakland, 2001
18. Plazmafizikai kutatások az ATOMKI-ECR ionforráson (magyar nyelven), Atommagkutató Intézet, Debrecen, 2001 február 20
19. Diagnostic Research of Plasmas Generated by a 14.5 GHz ECR Ion Source Using Langmuir-Probe, (angol nyelven), Michigan State University (MSU), National Superconducting Laboratory (NSCL), East Lansing, USA, 2001 Szeptember 10.

Egyéb: Évkönyvek

20. Biri S., Valek A., **Kenéz L.**: Research and development at the ECR Ion Source, ATOMKI Annual Report 1998, p **70**
21. **Kenéz L.**, Biri S., Karacsony J., Valek A.: ECR plasma diagnostics with Langmuir probe, ATOMKI Annual Report 1999, p **75**
22. S. Biri, A. Valek, F. Ditroi, **L. Kenéz**, Cs. Szabó: Research and Application of the ECR Ion Source. ATOMKI Annual Report 1999, p **74**
23. S. Biri, A. Valek, **L. Kenéz** and A. Jánossy, The ECR Ion Source as Fullerene Accelerator, ATOMKI Annual Report 2000, p **61**
24. **L. Kenéz**, S. Biri, A. Valek, J. Karacsony, Diagnostic Research of ECR Plasma using Langmuir Probe, ATOMKI Annual Report 2000, p **65**

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet mondok Dr. Pálkás József professzornak, a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizika Tanszék vezetőjének, hogy kutatói munkám kezdeti szakaszában témavezetőként lehetővé tette, hogy bekapcsolódjak az ATOMKI ECR laboratóriumában folyó kutatásokba.

Köszönettel tartozom Dr. Biri Sándor megbízott témavezetőmnek, az ECR Laboratórium vezetőjének, aki a mindennapi kutatómunkámhoz nyújtott támogatást és segítséget.

Ugyancsak köszönettel tartozom Dr. Karácsony János kollégámnak, a kolozsvári Babeş-Bolyai Tudományegyetem munkatársának, támogatásáért és az elméleti jellegű problémák megoldásában nyújtott segítségéért.

Köszönet illeti Dr. Valek Aladárt a technikai jellegű problémák megoldásában nyújtott segítségéért.

Ugyancsak köszönet illeti Dr. Kurt E. Stiebinget, a frankfurti J. W. Goethe Egyetem ECR csoportjának vezetőjét, amiért lehetővé tette, hogy munkám egy szakaszában a frankfurti berendezésekkel dolgozhattam.

Doktori disszertációm elkészítésében három hónapos ösztöndíjjal támogatott az Erdélyi Műszaki tudományos Társaság és a Domus Hungarica Scientiarum et Artium Alapítvány. Magyarországi kutatómunkám végeztével az Arany János Közalapítvány egy éves ösztöndíjjal támogatta szülőföldemen munkámat, melynek segítségével ez a disszertáció elkészülhetett.