Kutasi Kinga

HIDEGKATÓDOS KÖDFÉNYKISÜLÉSEK ALAPJELENSÉGEINEK HIBRID MODELLEZÉSE

PhD értekezés

Témavezető: **Donkó Zoltán**, a fizika tudomány kandidátusa

Szegedi Tudományegyetem - Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet

Budapest

2003

Tartalomjegyzék

Bevezetés **3**

1. A kutatási terület áttekintése **5**
1.1. Ködfénykisülések 5
1.1.1. A kisülések kialakulása 5
1.1.2. A ködfénykisülések szerkezete 7
1.2. Önkonzisztens gázkisülés-modellek 12
1.2.1. Folyadékmodell 13
1.2.2. Elektron-ion hibridmodell 15
Gyors-elektron Monte Carlo modell 16
1.2.3. Nehéz-részecske hibridmodell 18
Nehéz-részecske Monte Carlo modell 19
1.2.4. A γ elektronkiváltási tényező 20
1.3. Előzmények és célkitűzések 21

2. Axiális fényintenzitás-eloszlás és elektronkiváltási tényező abnormális ködfénykisülésben **25**
2.1. A kisülés kísérleti vizsgálata 25
2.2. A kisülés modellezése 28
2.3. A modell eredményei 30
2.3.1. A kisülés általános jellemzői 30
2.3.2. Térvisszafordulás a negatív fényben 32
2.3.3. Axiális fényintenzitás-eloszlások 34
2.3.4. A γ elektronkiváltási tényező 36
2.3.5. A katód sötét tér hossza 38

3. Sík-párhuzamos üreges katódú kisülés modellezése: az üreges katódú effektus kialakulása **40**
3.1. A kisülés kísérleti vizsgálata 40
3.1.1. Kísérleti elrendezés 40
3.1.2. Kísérleti eredmények 41

3.2. A modell felépítése 45
3.3. A modell eredményei 47
3.3.1. A kisülés általános jellemzői 47
3.3.2. Az üreges katódú effektus kialakulása 50
3.3.3. Mennyire hiteles a modell? 53

4. Hélium kisülés vizsgálata széles nyomástartományban: a molekuláris ionok szerepe a kisülésben 55
4.1. A kisülés kísérleti vizsgálata 55
4.1.1. Kísérleti elrendezés 55
4.1.2. Kísérleti eredmények 57
A kisülés spektruma 57
Elektronhőmérséklet 58
4.2. A modell felépítése 61
4.2.1. Folyadékmodul 63
4.2.2. Monte Carlo modul 64
4.2.3. Metastabil modul 65
4.2.4. Hibridmodell 66
4.3. A modell eredményei 68
4.3.1. A kisülés általános jellemzői 68
4.3.2. Az ionforrások és veszteségek nyomásfüggése 70
4.3.3. A töltéssűrűségek nyomásfüggése 74
4.3.4. A töltések szerepe a kisülés önfenntartásában 75

Összefoglalás 76

Summary 79

Az értekezés témájához kapcsolódó publikációk 82

Köszönetnyilvánítás 83

Irodalomjegyzék 84

Bevezetés

A ködfénykisüléseket számos területen alkalmazzák, pl. gáz- és fémgőzlézerek, spektrállámpák, analitikai anyagvizsgálat, felületkezelés, réteglevalasztás céljára. A tisztán tudományos érdeklődésen kívül, az alkalmazások optimalizálása is szükségessé tette és teszi a gázkisülések kutatását, a bennük lejátszódó folyamatok alapos megismerése érdekében. Kezdetben analitikus modellek segítségével próbálták megérteni a gázkisülésekben lejátszódó folyamatokat és azok szerepét [1–4]. A gyors számítógépek megjelenése numerikus modellek megjelenéséhez és fejlődéséhez vezetett, amelyek lehetővé tették a kisülések mélyebb, kvantitatív megismerését. A korai numerikus modellek külön tárgyalták a kisülések különböző térrészeit – pl. katód környéki térrészek [5–12], pozitív oszlop [13–17] – és nem adtak önkonzisztens leírást a teljes kisülésről. Az utóbbi időben kifejlesztett hibridmodellek segítségével egyidejűleg leírhatók a kisülések különböző térrészei [18–23]. A hibridmodellek egy folyadékmodellből [8] és egy Monte Carlo modellből [5] tevődnek össze. A folyadékmodell segítségével leírható a kis elektromos térrel rendelkező térrészekben (negatív fény, pozitív oszlop), a térrel hidrodinamikai egyensúlyban lévő töltések mozgása, míg a Monte Carlo modell lehetővé teszi a katód közvetlen közelében lévő, térben gyorsan változó elektromos térben mozgó töltések követését.

Ahhoz, hogy pontos képet kapjunk a gázkisülésekről és megértsük működésüket meg kell ismerjük:

- az áram-feszültség-nyomás karakterisztikájukat, amely megadja a kisülés működési feltételeit,
- a kisülésben lejátszódó elemi folyamatokat és ezek szerepét a gázkisülések működésében,
- a kisülésben jelenlévő töltött és gerjesztett részecskék forrásait, veszteségeit és sűrűségüket, valamint a különböző folyamatokban játszott szerepüket.

Dolgozatom elsődleges célja olyan önkonzisztens gázkisülési modellek kidolgozása, amelyek segítenek ezen kisülési jellemzők meghatározásában. További célom, hogy a kidolgozott modellek segítségével az eddiginél pontosabb képet adjak egyes nemesgáz kisülésekben megfigyelhető néhány érdekes jelenségről.

Dolgozatom első fejezetében a gázkisülések kialakulását és a ködfénykisülések szerkezetét ismertetem és bemutatom az önkonzisztens gázkisülés-modellezés alapjait. A

továbbiakban ismertetem az általam vizsgált problémák területén eddig elért eredményeket és a munkám során kitűzött célokat.

A dolgozatom további részében a munkám során elért eredményeket mutatom be.

A második fejezet az abnormális ködfénykisülésekkel foglalkozik. Az első szakaszban a kísérleti eredményeket ismertetem. A kisülés vizsgálatához kifejlesztett egydimenziós hibridmodell szerkezetét és megoldási algoritmusát a következő szakasz tartalmazza. A modell lehetővé teszi a másodlagos elektronkiváltási tényező meghatározását, amelynek ismerete kulcsfontosságú a kisülések áram-feszültség karakterisztikáinak meghatározásában. A számolt elektromos téreloszlásból a katód sötét tér hosszára kapott eredményeket összehasonlítom az intenzitáseloszlásból számolt adatokkal, igazolva egy régóta használatos közelítés helyességét, amely szerint az intenzitáseloszlás maximumának a pozíciója megegyezik a katód sötét tér - negatív fény határával. A modell helyességét a mért és a számolt intenzitáseloszlások összehasonlításával kívánom bizonyítani.

A harmadik fejezetben egy sík-párhuzamos elektródájú, üreges katódú kisülésen végzett vizsgálataimat ismertetem. Az első szakasz a kísérleti elrendezést és a kísérleti eredményeket mutatja be. A kísérletek során regisztrált emissziós fényintenzitáseloszlások azt mutatják, hogy a kisülésben az üreges katódú effektus az alacsony nyomások tartományában jelentőssé válik. A kisülés további vizsgálatához kifejlesztett két-dimenziós hibridmodell szerkezetét és megoldási algoritmusát a második szakasz ismerteti. Az üreges katódú effektus kialakulását a töltések számolt forrásfüggvényein keresztül követem. A szimulációban az elektronok pályáját a térben regisztrálva megfigyelhetővé válnak a kisülésben jelenlévő oszcilláló elektronok.

Dolgozatom negyedik fejezete a hélium kisülésekben jelenlévő molekuláris ionok vizsgálatával foglalkozik. A fejezet első szakaszában a kísérleti elrendezést és a kísérleti eredményeket ismertetem. A kísérletek során regisztrált kisülési spektrumban megjelenő He_2 molekulasávokból következtetek a molekuláris ionok jelenlétére a kisülésben. A kisülésben lévő lassú elektronok hőmérsékletét, amelyeknek jelentős szerepük van a rekombinációs folyamatokban, szintén kísérleti úton határozom meg. Az elméleti számolásokhoz kidolgozott háromkomponensű (atomi- és molekuláris ionokat, és elektronokat tartalmazó) egydimenziós hibridmodell felépítését a második szakasz tartalmazza. A modell lehetővé teszi a töltések veszteségeinek és forrásainak meghatározását a nyomás függvényében; a kapott eredmény rámutat a modellben figyelembe vett egyes folyamatok szerepére a töltések keletkezésében és eltűnésében. A meghatározott részecskesűrűségek molekuláris ionok jelentős mennyiségű jelenlétét bizonyítják a hélium gázkisülésben alacsony nyomások esetén is. A részecskék fluxusának ismeretében meghatározom az atomi és a molekuláris ionok, valamint a metastabil atomok szerepét a hélium kisülések önfenntartásában.

Végezetül összefoglalom a munkám során elért új tudományos eredményeket.

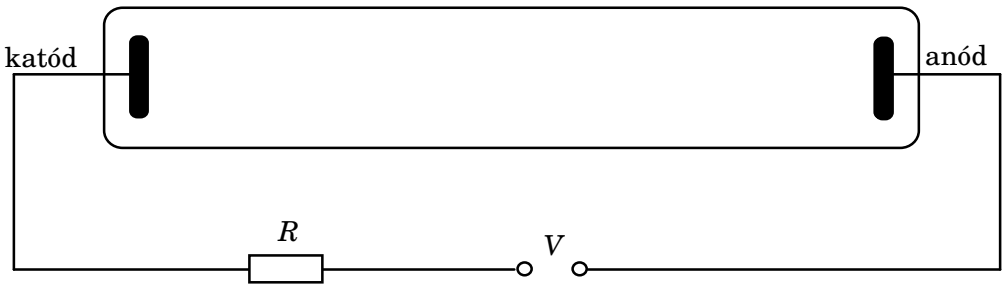
1. fejezet

A kutatási terület áttekintése

1.1. Ködfénykisülések

1.1.1. A kisülések kialakulása

Ha egy sík-párhuzamos elektródákkal rendelkező üvegcsőbe $\approx$1 mbar nyomású gázt töltünk, az elektródákra kapcsolt $\sim$ 100 V feszültség mellett az áramkörben egy nagyon kis áramot (10^{-12}A) figyelhetünk meg (az áramköri elrendezést lásd az 1.1. ábrán).



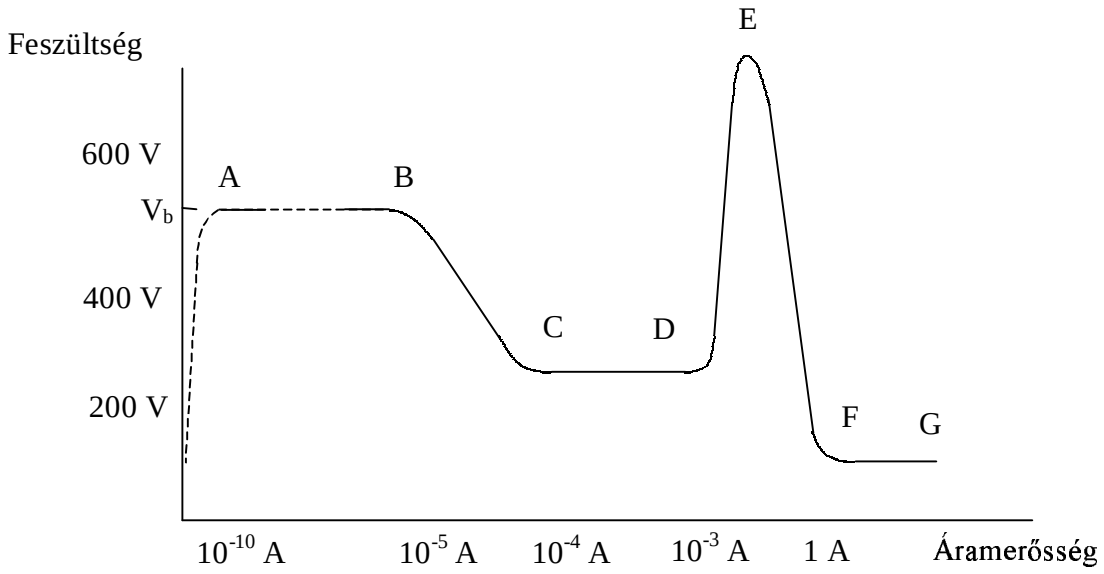
1.1. ábra. *A kisülési cső áramkörbeni elrendezése, ahol R a külső ellenállás értéke, V pedig a feszültségforrás feszültsége.*

Ez az áram a gázban a kozmikus sugárzás általi ionizációból származó töltéseknek köszönhető, amelyeket a tér az elektródákhoz vezet. A feszültség növelésével a töltések felgyorsulnak, ütközve a gázatomokkal további töltéspárokat hoznak létre, és ezáltal a gázon átfolyó áram növekszik. A tér hatására az ionizációs folyamatok során keletkezett elektronok is felgyorsulnak, és a gázatomokkal ütközve ionizálják azokat, újabb elektronokat keltve. Ezáltal a gázban elektronlavinák épülnek fel. A lavinákban keletkezett ionok elérve a katódfelületet onnan "elsődleges" elektronokat váltanak ki. Ezek az elektronok további lavinákat keltenek. Ha elég töltés keletkezik az elektron-

lavinákban, a folyamat *önfenntartóvá*, és a gáz vezetővé válik. Ezt az effektust a *gáz átütésének*, a feszültséget, amelynél ez az effektus bekövetkezik, *átütési feszültségnek* (lásd V_b az 1.2. ábrán) nevezzük. Az elektronok atomokkal ütközve gerjesztési folyamatokban is résztvesznek, ezáltal a gázban gerjesztett atomok keletkeznek, amelyek egy része metastabil állapotú. Az ionok mellett ezek a metastabil atomok, valamint a fotonok is hozzájárulnak ahhoz, hogy elektronok lépjenek ki a katód felületéből. A kisülés önfenntartásának feltétele, hogy az egy elsődleges elektron által keltett elektronlavinában keletkezett ionok, metastabilok és fotonok közül átlagban annyi érje el a katód felületét, amely elegendő egy újabb elektron kiváltásához:

$$N_m\gamma_m + N_f\gamma_f + N_i\gamma_i = 1, \tag{1.1}$$

ahol N_m, N_f, N_i a katódra érkező metastabilok, fotonok, illetve ionok száma, γ_m, γ_f, γ_i pedig a megfelelő részecskékre jellemző elektronkiváltási tényezők, az u.n. Townsend együtthatók.



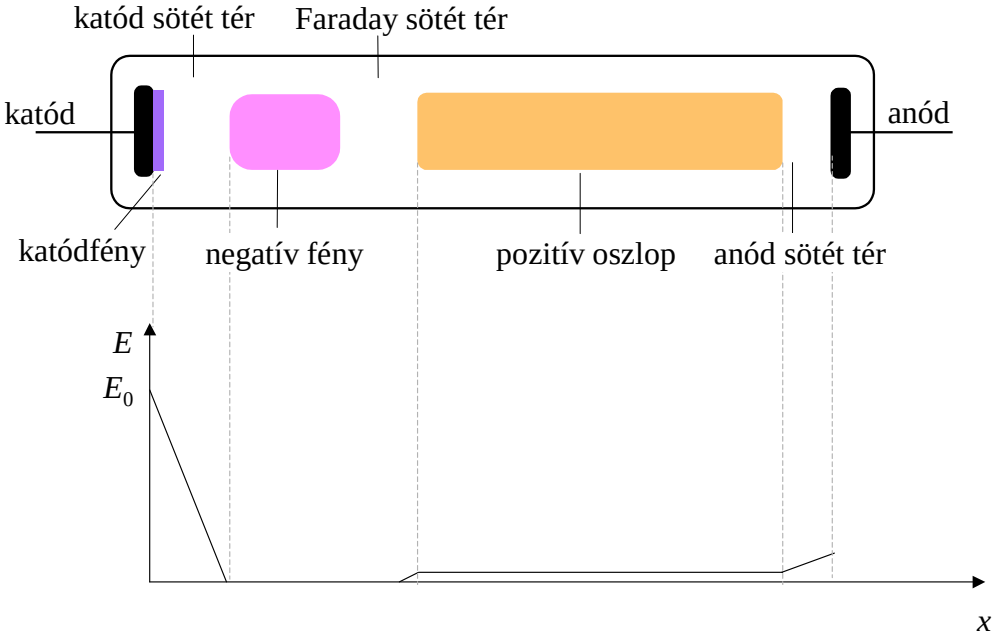
1.2. ábra. *Alacsony nyomású gázkisülés tipikus áram-feszültség karakterisztikája.*

A külső áramkörben (1.1. ábra) lévő ellenállás (R), valamint a feszültség (V) változtatásával befolyásolhatjuk a kisülésben folyó áramot. Annak függvényében, hogy ez az áram milyen nagyságrendű, a kisüléseket több kategóriába soroljuk (lásd 1.2. ábra). Önfenntartó kisülést kísérletileg már 10^{-10}-10^{-5}A áramtartományban is megfigyelhetünk. Ezt a kisülést *sötét*, vagy *Townsend* kisülésnek nevezzük (AB). A kisülésben ekkor az elektronok sűrűsége olyan alacsony, hogy a fénykibocsátás igen kismértékű. Ha növeljük az áramkörben az áramot, azt vesszük észre, hogy a kisülés feszültsége

csökken, majd egy elég széles áramtartományban állandó marad (CD). Ezt a tartományt *normál ködfénykisülésnek* nevezzük, a sötét kisülés és a normális ködfénykisülés közötti átmeneti tartományt pedig *szubnormális kisülésnek* (BC). A normális ködfénykisülés egy érdekes tulajdonsága, hogy az áram változásával a katódon az áramsűrűség állandó marad, az áram növelésével az aktív katódfelület növekszik. Amikor az áram már a teljes katódfelületen folyik, az áram növelésével a kisülés feszültsége is emelkedik. Ezt a típusú kisülést *abnormális ködfénykisülésnek* nevezzük (DE). Amikor a kisülés árama 1 A körüli, a ködfénykisülés ívkisülésbe megy át (FG szakasz).

1.1.2. A ködfénykisülések szerkezete

A ködfénykisülések egy karakterisztikus térbeli szerkezetet mutatnak, amely a gáz átütését követően tipikusan a mikroszekundumos időskálán alakul ki. A kisülésben számos térrész különböztethető meg (lásd 1.3. ábra), amelyek fényintenzitása, elektromos térerősség-eloszlása és töltéssűrűsége igen különböző. A ködfénykisülésekre jellemző elektromos térerősség-eloszlás az 1.3. ábrán látható.



1.3. ábra. *A kisülés térbeli szerkezete és a ködfénykisülésre jellemző elektromos téreloszlása.*

A katód közvetlen közelében található a *katód sötét tér* (ezt a térrészt sötét térnek nevezi az irodalom, habár itt létezik fényemisszió, viszont ebben a térrészben az emissziós fényintezitás sokkal kisebb mint az őt követő negatív fény térrészben), amelyre nagy feszültségesés jellemző (néhány száz volt). Rövid kisülési csövek esetén

az elektródákra kapcsolt feszültség majdnem teljesen a katód sötét térben oszlik el. A kis távolságon lévő nagy potenciálkülönbség nagy elektromos teret eredményez. Ez a nagy elektromos tér biztosítja azt, hogy az elektronlavinákban a kisülés önfenntartása szempontjából elegendő ionizációs folyamat menjen végbe. A katód közelében felhalmozódott töltések következtében az elektromos tér a katódtól közel lineárisan csökken, és zéróvá válik a katód sötét tér végén [2]. A katód mellett egy keskeny, világos térrész alakulhat ki, ezt *katódfénynek* nevezzük. Ebben a térrészben az elektronok energiája nem elég ahhoz, hogy gerjeszteni tudják a gázatomokat, ezért a fényemisszió ebben a részben a gázatomoknak a katód irányába mozgó ionok és gyors atomok általi gerjesztésével magyarázható [24].

A katód sötét tér hossza azonos nagyságrendű az elektronok szabad úthosszával, ezáltal a katód sötét térben az elektronok nagy energiára tehetnek szert, amelyet a közel térmentes *negatív fényben* veszítenek el gerjesztéses és ionizációs folyamatok során. A negatív fényben a fényintenzitás maximuma a térrész elején figyelhető meg. Miközben az elektronok áthaladnak a kis elektromos térrel rendelkező térrészen, leadják energiájukat, és ezáltal a fényintenzitás az anód irányában csökken. A negatív fényben a plazma kvázi-semleges, az elektromos tér alacsony, általában 1 V/cm nagyságrendű. Mivel a negatív fényen áthaladva az elektronok elveszítik energiájukat, így nem képesek további gerjesztésre, ezért a negatív fényt egy sötét térrész követi, nevezetesen a *Faraday sötét tér*. Ebben a térrészben nem történik fényemisszió. A Faraday sötét teret egy világos térrész követi, a *pozitív oszlop*, amely általában kevésbé fényes, mint a negatív fény. Ez a térrész kvázi-semleges és egy alacsony, állandó elektromos tér ($\sim$ 10 V/cm) jellemzi. Ez a kis elektromos tér biztosítja további töltések keletkezését, amelyek pótolják a radiális töltésveszteségeket. Ezt a világos térrészt az *anód sötét tér* követi. Egyes esetekben az anódot egy világos réteg fedheti be, ez az *anódfény*.

A kisülésben számos elemi folyamat játszódik le. Ezeknek a folyamatoknak a jelentősége erősen függ a gázatomok és töltött részecskék sűrűségétől. A nemesgáz kisülésekben lejátszódó legfontosabb folyamatok a következők (ahol X a semleges gázatomot, X^* a gerjesztett gázatomot, X^+ pedig az iont jelöli):

Elektronokra:

- Rugalmas ütközés $e^- + X \rightarrow X + e^-$
- Gázatomok gerjesztése $e^- + X \rightarrow X^* + e^-$
- Gázatomok ionizációja $e^- + X \rightarrow X^+ + 2e^-$

Ionokra:

- Rugalmas ütközés $X^+ + X \rightarrow X^+ + X_{gy}$
- Gázatomok gerjesztése $X^+ + X \rightarrow X^* + X^+$
- Gázatomok ionizációja $X^+ + X \rightarrow X^+ + X^+ + e^-$

- Töltéskicserélő ütközés [1] $X^+ + X \rightarrow X + X^+$

Az ionok rugalmas ütközései során gyors semleges atomok (X_{gy}) keletkeznek, amelyek szintén hozzájárulhatnak a gázatomok gerjesztéséhez és ionizációjához:

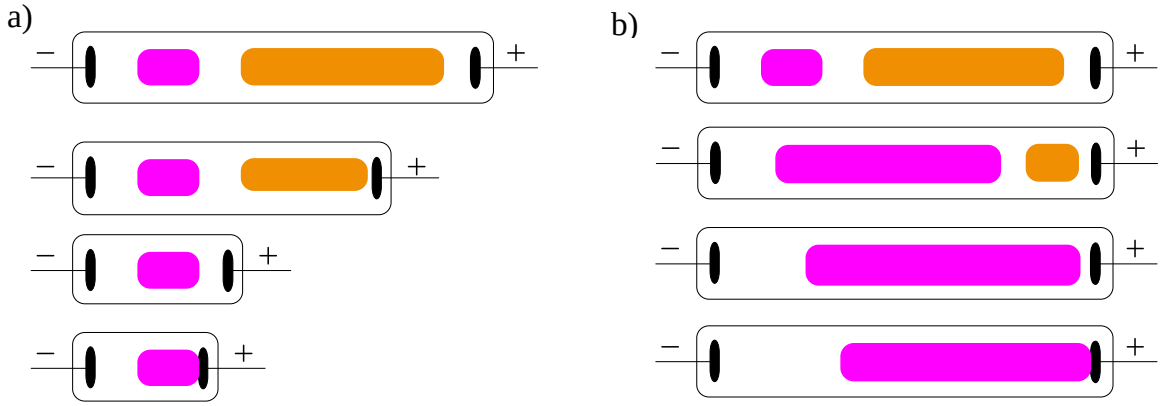
- Gázatomok gerjesztése $X_{gy} + X \rightarrow X + X^*$
- Gázatomok ionizációja $X_{gy} + X \rightarrow X^+ + X + e^-$

A fent ismertetett folyamatok mellett még meg kell említenünk a rekombinációs folyamatokat is, amelyek bizonyos kisülési feltételek mellett fontos szerepet játszanak. Ezek közül a legfontosabbak a:

- Sugárzásos rekombináció $X^+ + e^- \rightarrow X + h\nu$
- Háromtest rekombináció $X^+ + e^- + Y \rightarrow X + Y$
- Ütközéses-sugárzásos rekombináció $X^+ + 2e^- \rightarrow X^* + e^-$

Mindezen folyamatok alapvető fontosságúak a kisülések önfenntartásában és azok alkalmazásaiban (pl. fénykibocsátás létrehozásában, egyes atomi nívók szelektív gerjesztésében).

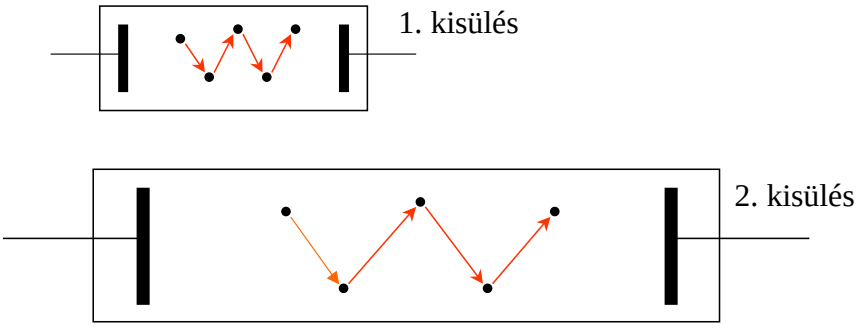
Mint azt az előzőekben láttuk, a kisülés önfenntartása szempontjából alapvetően fontos töltésreprodukáló folyamatok (elektronlavinák és elektronemisszió) a katód környezetében játszódnak le. Következésképpen az önfenntartás szempontjából a katódi térrészek a fontosak (katód sötét tér, negatív fény), így ezeknek a térrészeknek a tulajdonságai meghatározzák a kisülés jellemzőit (stabilitás, elektromos viselkedés).



1.4. ábra. *A kisülés térrészeinek változása a) állandó nyomás mellett az elektródatávolság csökkentésével, b) állandó elektródatávolság mellett a nyomás csökkentésével (az ábrán fentről lefelé haladva csökken a nyomás). (A kisülés szerkezetét lásd az 1.3. ábrán)*

[1] A töltéskicserélő ütközés a rugalmas ütközések egy speciális esetének tekinthető, a folyamat során a gyors ion átadja töltését egy termikus gázatomnak, kinetikus energia átadása nélkül.

Ez a tény kísérlettel is bizonyítható: ha állandó értéken tartva a kisülés áramát és a gáznyomást, csökkentjük az elektródák közötti távolságot, azt találjuk, hogy a katódhoz tartozó térrészek axiális hossza változatlan marad, míg az anódhoz tartozó térrészek hossza csökken (lásd 1.4. ábra). Ha az elektródák közötti távolságot tovább csökkentjük, a pozitív oszlop eltűnik a kisülésből (lásd 1.4. ábra). A távolság további csökkentésével elérhetjük a Faraday sötét tér eltűnését is. Hasonló effektus érhető el, ha állandó elektródatávolság mellett csökkentjük a gáznyomást, viszont ebben az esetben az anód környéki térrészek a katód környéki térrészek növekedésével szorulnak ki a kisülésből (lásd 1.4. ábra).



1.5. ábra. *Hasonló kisülések (nyomás × elektródatávolság = állandó). A 2. kisülés geometriai méretei kétszer nagyobbak az 1. kisülésénél. Ezzel arányosan nő a 2. kisülésben az elektronok szabad úthossza (az ábrán ezt a nyílak jelölik, a szimbólumok pedig a lehetséges ütközések helyét).*

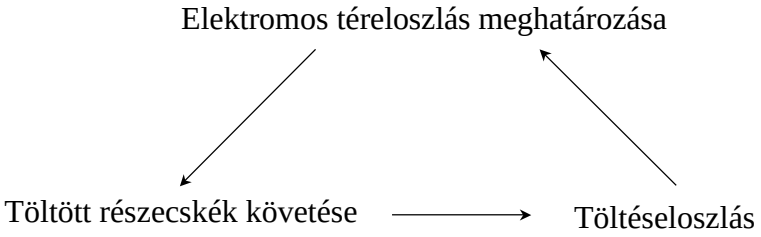
A térrész, amely ahhoz szükséges, hogy elegendő számú részecske keletkezzen a kisülés önfenntartásához, szorosan összefügg az elektronok szabad úthosszával, ami fordítottan arányos a gáz nyomásával ($\lambda = 1/n\sigma$, ahol n a gáz sűrűsége, σ pedig az ütközési hatáskeresztmetszet). Vizsgáljunk két kisülést, amelyekben a gáznyomás különböző, pl. az 1. kisülésben a nyomás kétszer akkora, mint a 2. kisülésben (lásd 1.5. ábra). Az 1. kisülésben az elektronok szabad úthossza feleakkora, mint a 2. kisülésben. Ha a kisülések önfenntartását vizsgáljuk, mindkét kisülésben ugyanannyi ütközésnek kell történnie, hogy létrejöjjenek a szükséges töltések. Mivel a 2. kisülésben az elektronok szabad úthossza kétszer nagyobb, mint az 1. kisülésben, ahhoz, hogy a 2. kisülésben ugyanannyi ütközés menjen végbe, mint az 1. kisülésben, a 2. kisülés geometriai méreteinek kétszer nagyobbaknak kell lenniük, mint az 1. kisülésé. Mivel ez a két kisülés ilyen feltételek mellett azonosan fog viselkedni, *hasonló kisüléseknek* nevezzük őket. Hasonló kisülések esetén a pL = állandó feltétel teljesül. Ezt a feltételt *hasonlósági feltételnek* nevezzük [2]. Ez a feltétel addig érvényes, amíg az elektronok csak olyan folyamatokban vesznek részt, amelyeknek valószínűségei csak a gáz nyomásától (sűrűségétől) függenek. A hasonlósági feltétel sérül, ha a kisülésben pl. rekombinációs

folyamatok mennek végbe.

Két hasonló kisülésben, amelyek azonos feszültségen működnek és amelyekre a pL = állandó feltétel teljesül, az E/n redukált elektromos tér (ahol E az elektromos tér abszolút értéke, n a gáz sűrűsége) azonos. Amennyiben a kisülésekben a gáznyomás egy a konstansban különbözik, azt találjuk, hogy a töltések sűrűsége egymáshoza^2-tel aránylik [2]. Ugyanakkor hasonló kisülésekben az azonos töltések átlagsebességei megegyeznek. Mivel a kisülésekben a j áramsűrűséget a töltések sűrűsége és átlagsebessége határozzák meg, arra a következtetésre jutunk, hogy hasonló kisülésekben az áramsűrűségek a töltéssűrűségekhez hasonlóan a^2-tel aránylanak egymáshoz. Figyelembe véve, hogy a gáznyomások egy a konstansban különböznek egymástól, j/p^2 = állandó összefüggést kapjuk (j/p^2 a redukált áramsűrűség). Végezetül egy újabb hasonlósági feltételhez jutottunk, mely szerint a kisülések feszültsége (V) a redukált áramsűrűség szerint skálázódik, $V = f(j/p^2)$ [2].

1.2. Önkonzisztens gázkisülés-modellek

A kisülési modelleknek fontos szerepük van a kisülések működésének megértésében, a kisülésben lejátszódó elemi folyamatok és azok fontosságának megismerésében. A modellek emellett hozzásegítenek az alkalmazások optimalizálásához. A ködfénykisülések analitikus modellezése hosszú múltra tekint vissza [1–4]. A gyors számítógépek megjelenése a numerikus modellek fejlődéséhez vezetett, amelyek lehetővé tették a kisülések mélyebb megismerését. A korai numerikus modellek külön tárgyalták a kisülések különböző térrészeit, és nem adtak önkonzisztens leírást a kisülésről. Az utóbbi időben kifejlesztett hibridmodellek segítségével egyidejűleg leírhatók a kisülések különböző térrészei.



1.6. ábra. *Önkonzisztens gázkisülés-modell algoritmusa.*

A gázkisülések önkonzisztens modellezése azt jelentené, hogy a kisülésben lévő töltött részecskéket – ionokat és elektronokat – követjük az általuk módosított elektromos térben. Az önkozisztens gázkisülés-modell algoritmusát az 1.6. ábra mutatja. Első lépésként az elektródákra kapcsolt feszültség hatására a kisülésben kialakult elektromos téreloszlást határozzuk meg. A következő lépésben az így meghatározott elektromos térben követjük a töltéseket, számolva a kisülésben a töltéseloszlást, majd az elektromos téreloszlást az előző ciklusban meghatározott töltéseloszlások figyelembevételével számoljuk. A modellt iteratív módon oldjuk meg, amíg el nem érjük a stacionárius állapotot.

Az alacsony nyomású kisülések ideális modellje a töltött részecskék kinetikus elmélet szerinti leírásából és a Poisson-egyenletből tevődne össze. Ez a megoldás legtöbb esetben nem praktikus, ezért egyszerűbb leírást kell találni az ionok és elektronok transzportjára. A gázkisülések legegyszerűbb önkonzisztens modellje a folyadékmodell [8].

1.2.1. Folyadékmodell

A folyadékmodell a töltések kontinuitási-egyenletére és a Poisson-egyenletre épül. A folyadékmodellben alkalmazott közelítések:

- a lokális-tér közelítés, amely szerint a töltött részecskék transzportparaméterei a lokális redukált elektromos tér (E/n) függvényei,
- a töltések mozgása ütközésdominált (a töltött részecskék és a semleges atomok közötti ütközés frekvenciája sokkal nagyobb, mint a töltések sebességének gradiense).

A részecskék transzportját a kontinuitási-egyenletek írják le:

$$\frac{\partial n_\mathrm{e}}{\partial t} + \nabla(n_\mathrm{e}\mathbf{v}_\mathrm{e}) = S_\mathrm{e} - L_\mathrm{e}, \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial n_\mathrm{i}}{\partial t} + \nabla(n_\mathrm{i}\mathbf{v}_\mathrm{i}) = S_\mathrm{i} - L_\mathrm{i}, \tag{1.3}$$

ahol n_e és n_i az elektronok, illetve ionok sűrűsége, $\mathbf{v}_\mathrm{e}$ és $\mathbf{v}_\mathrm{i}$ az elektronok, illetve ionok átlagos sebessége, S_e és S_i a töltések forrásfüggvényei, L_e és L_i pedig a megfelelő veszteségek (az irodalomban a nyelőt veszteségnek nevezik). A töltések mozgását az elektromos tér és a töltéssűrűség-gradiens határozza meg, ezért fluxusukat a drift és a diffúziós tagok összegeként adhatjuk meg:

$$\Phi_\mathrm{e} = n_\mathrm{e}\mathbf{v}_\mathrm{e} = -n_\mathrm{e}\mu_\mathrm{e}\mathbf{E} - \nabla(n_\mathrm{e}D_\mathrm{e}), \tag{1.4}$$

$$\Phi_\mathrm{i} = n_\mathrm{i}\mathbf{v}_\mathrm{i} = n_\mathrm{i}\mu_\mathrm{i}\mathbf{E} - \nabla(n_\mathrm{i}D_\mathrm{i}), \tag{1.5}$$

ahol $\mu_\mathrm{e(i)}$ és $D_\mathrm{e(i)}$ az elektronok és ionok mozgékonysága, illetve diffúziós együtthatója, $\Phi_\mathrm{e(i)}$ pedig a megfelelő fluxusokat jelöli.

A kisülésben a V elektromos potenciál eloszlását a Poisson-egyenlet adja meg:

$$\triangle V = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_\mathrm{i} - n_\mathrm{e}), \tag{1.6}$$

ahol e az elemi töltést jelöli, ϵ_0 pedig a vákuum dielektromos állandója.

Az ion- és elektronforrások a lokális-tér közelítés alapján

$$S_e = S_i = \alpha\Phi_e, \tag{1.7}$$

ahol α a Townsend ionizációs együttható, amely az E/n lokális redukált elektromos tér függvénye. A veszteségek a rekombinációs folyamatokból származnak, így a veszteségek a töltéskoncentrációk függvényei. Alacsony nyomások ($\lesssim$ 10 mbar) esetén a rekombinációs folyamatok általában elhanyagolhatók. A folyadék-egyenletek rendszerét egy peremfeltétellel tesszük teljessé, amely leírja az elsődleges elektronok keletkezését a katódnál: $j_c^- = \gamma j_c^+$, ahol γ a másodlagos elektronkiváltási tényező, j_c^+ és j_c^- az

ion-, illetve elektronáram a katódnál. A megoldás során további peremfeltételeket kell megadni a potenciálra és a töltések sűrűségére az elektródákon és a falakon.

A folyadék-egyenletekből álló csatolt nemlineáris parciális differenciálegyenletrendszer megoldása az egyenleteknek a főváltozók, a tér és az idő szerinti diszkretizációja után egy adott időpontban egy rácson történik. A megoldás során követjük a kisülés időbeni fejlődését a stacionárius állapot eléréséig. A megoldás során tipikusan nehány ns-os időlépéseket használunk, a stacionárius állapot néhány ms alatt alakul ki. A megoldás módszere részletesen megtalálható a [8, 19] publikációkban. Az ily módon felépített és megoldott folyadékmodell önkonzisztensen írja le a kisülést, megadva annak általános jellemzőit [25], viszont a modell felépítésekor alkalmazott közelítések megszabják annak alkalmazhatóságát.

Lawler [27] megmutatta, hogy a katód sötét térben néhány szabad úthossznyi távolság után az ionok energiaeloszlási függvényét jól leírja a lokális redukált elektromos tér E/n értéke, így az ionok transzportegyüttható jó közelítéssel megadhatók a lokális redukált elektromos tér függvényében.

Az ionokkal ellentétben, a katód sötét térben az elektronok mozgása nem-egyensúlyi [26, 28]. A katód felületét elhagyó elektronok a katód sötét térben az ott lévő nagy elektromos tér hatására felgyorsulnak. Ezeknek a gyors elektronoknak fontos szerepük van az atomok ionizálásában, vagyis az ion- és elektronforrások kialakításában. A gyors elektronok szabad úthossza összemérhető a katód sötét tér hosszával, illetve a nagy elektromos tér-gradiens miatt nagyobb, mint az elektromos tér változásának karaterisztikus hossza. Ennek következtében az elektronok energiafelvétele nincs kiegyensúlyozva az ütközések energiaveszteségével, az elektronok mozgása nem-egyensúlyi, energiaeloszlási függvényük nem adható meg a lokális elektromos tér függvényében. Következésképpen az elektronok transzportja nem jellemezhető korrekt módon transzportegyütthatókkal, leírásukra a kinetikus elmélet szerinti tárgyalás, például Monte Carlo szimuláció alkalmazandó.

A Monte Carlo szimuláció hatékony és flexibilis módszer a gyors elektronok követésére, ugyanakkor túlzottan időigényessé válik lassú elektronok esetében. A lassú elektronok nagyrészt azokban a térrészekben vannak jelen, ahol az elektromos tér alacsony és közel állandó, következésképpen ezekre az elektronokra érvényes a lokális-tér közelítés, és így alkalmazható rájuk a folyadék leírási mód. *A hibridmodellek alapötlete az elektronok két csoportra osztása energiájuk szerint. Ezekben a modellekben a gyors elektronokat részecskeszimulációval, a lassú elektronokat pedig folyadékként kezelik.* Az energia szerinti felosztást általában az szabja meg, hogy az elektronok képesek-e még ionizálni vagy gerjeszteni a gázatomokat (részletesen lásd a 1.2.2 szakaszban).

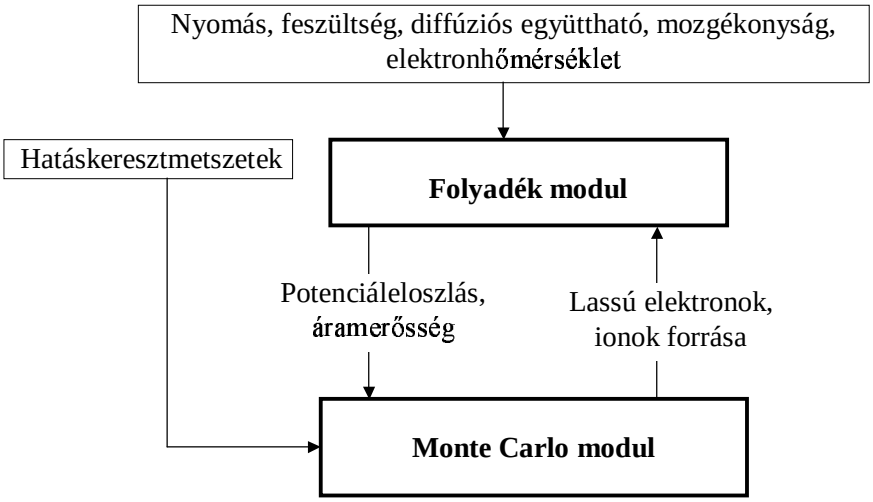
Ezek után elmondhatjuk, hogy:

- a folyadékmodell önmagában olyan kisülések esetén érvényes, ahol az elektronok mozgása is egyensúlyinak tekinthető, vagyis az elektromos tér térbeli változása az elektronok szabad úthossza során elhanyagolható, pl. normális ködfénykisülések;

- az abnormális ködfénykisülések leírására hibridmodellek alkalmazhatók, amelyek a lassú elektronok és ionok folyadékmodelljének és a gyors elektronok Monte Carlo modelljének kombinációi [18–23, 29].

1.2.2. Elektron-ion hibridmodell

A hibridmodell felépítése és megoldási algoritmusa az 1.7. ábrán látható. Az ionok és a lassú elektronok mozgását a folyadékmodulban írjuk le, míg a gyors elektronokat a Monte Carlo (MC) modulban követjük. A folyadékmodulba bemenő paraméterekként a gáz nyomására, a kisülés feszültségére, a diffúziós együtthatókra, a mozgékonyságokra és az elektronok hőmérsékletére van szükségünk. Az MC modul bemenő adatai a gáznyomáson kívül az elektronütközéses folyamatok hatáskeresztmetszetei.



1.7. ábra. *Az elektron-ion hibridmodell felépítése.*

A hibridmodellben a folyadék és az MC modulokat iteratív módon oldjuk meg, amíg el nem érjük a stacionárius állapotot. Az első lépésben a folyadék modult oldjuk meg források és veszteségek nélkül, hogy egy kezdeti téreloszlást kapjunk, amelyben majd az MC modullal a kezdeti elektronokat követhetjük. Az MC modulban meghatározzuk a lassú elektronok és ionok forrásait (S_e, S_i), amelyeket mindig az aktuális áramerősséggel (I, amelyet az előző folyadék ciklusban határoztunk meg, a 0.dik ciklusban a normalizálást egy feltételezett kezdeti áramerősséggel végezzük) normalizálunk:

$$S_{\mathrm{e(i)}} = \frac{I}{e(1+1/\gamma)\triangle V}\frac{N_{\mathrm{e(i)}}}{N_0}, \tag{1.8}$$

ahol $N_{\mathrm{e(i)}}$ azoknak a töltéseknek (elektronok, ionok) a számát jelöli, amelyek egy $\triangle V$ térfogatú elemi cellában keletkeznek N_0 számú, a katódból kilépő elektron szimulációja

során. A következő folyadék ciklust már az MC modul által adott töltésforrásokkal oldjuk meg.

Gyors-elektron Monte Carlo modell

Az MC algoritmusban az ütközések helyét és típusát véletlenszerűen (valószínűségi alapon) határozzuk meg. Az elektronokat az 1 és a 2 dimenziós modellekben egyaránt háromdimenziós térben követjük. Az elektronok pályája két egymást követő ütközés között a mozgásegyenlet integrálásával határozható meg:

$$m\frac{\mathrm{d}^2\mathbf{r}}{\mathrm{d}t^2} = e\mathbf{E}, \tag{1.9}$$

ahol e és m az elektron töltése, illetve tömege, $\mathbf{E}$ pedig az elektromos térerősség. Szintén a mozgásegyenlet segítségével követjük nyomon az elektron kinetikus energiájának változását. Az elektronok ütközésének a helye az alábbi összefüggésből határozható meg (lásd pl. [5]):

$$\int_{s_0}^{s_1} n\sigma(\varepsilon(s))\mathrm{d}s = -\ln(1-R_{01}), \tag{1.10}$$

ahol s_0 az utolsó ütközés helye, s_1 pedig a következő ütközés poziciója az s pálya mentén, n a gáz sűrűsége, σ a lehetséges elemi folyamatok hatáskeresztmetszeteinek összege, ε az elektron kinetikus energiája, és R_{01} a [0,1) intervallumon egyenletes eloszlású véletlen számot jelöl.

A bekövetkező ütközések típusát szintén véletlenszerűen választjuk ki, figyelembe véve a különböző elemi folyamatok hatáskeresztmetszeteit és az ütköző elektron energiáját. A modellekben általában figyelembe vett elemi folyamatok az elektronoknak az atomokon való rugalmas szóródása, az atomok elektronütközéses gerjesztése és ionizációja. Ezen folyamatok hatáskeresztmetszeteinek (σ_{ela}, σ_{exc}, illetve σ_{ion}) összege adja a teljes hatáskeresztmetszetet (σ):

$$\sigma_{\mathrm{ela}} + \sigma_{\mathrm{exc}} + \sigma_{\mathrm{ion}} = \sigma. \tag{1.11}$$

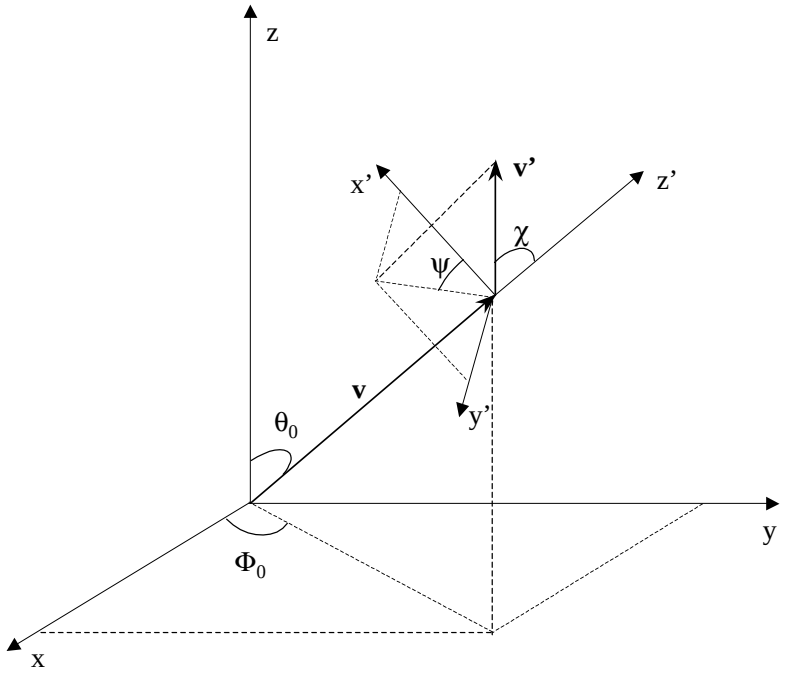
Ahhoz, hogy meghatározzuk milyen típusú ütközés ment végbe, kiszámítjuk a lehetséges ütközések valószínűségét ($P_{\mathrm{ela(exc)(ion)}}$):

$$P_{\mathrm{ela}} = \frac{\sigma_{\mathrm{ela}}}{\sigma}, P_{\mathrm{exc}} = \frac{\sigma_{\mathrm{exc}}}{\sigma}, P_{\mathrm{ion}} = \frac{\sigma_{\mathrm{ion}}}{\sigma}. \tag{1.12}$$

Mivel a valószínűségek összege 1, a [0,1) intervallumot a valószínűségeknek megfelelő hosszúságú részekre oszthatjuk. Egy 0 és 1 között generált véletlen szám, attól függően, hogy melyik intervallumba esik, meghatározza az ütközés típusát.

Az ütközések során meg kell határozni a részecskék esetleges energiaveszteségét és sebességvektoruk megváltozását **v**→**v'** (lásd 1.8. ábra). Az elektron energiája és sebességének iránya az ütközés után az ütközés típusától függ. A rugalmas ütközések esetén

a momentumtranszfer hatáskeresztmetszetet használva a szórást izotrópnak tekinthetjük.



1.8. ábra. *Az elektronok mozgási iránya az xyz laboratóriumi rendszerben és az x'y'z' ütközési rendszerben (ahol* z' || **v**). θ_0, ϕ_0 *az elektron ütközés elötti irányát jelöli,* χ *az ütközés szórásszögét,* ψ *pedig az azimutszöget jelöli.*

Az elektronütközéses gerjesztés során az elektron az egyes atomi nívóknak megfelelő energiát veszíti el (ha külön figyelembe vesszük a különböző atomi nívókat), vagy egy, az összes gerjesztési nívót figyelembe vevő átlagenergiát. Az ütközés során az elektron szórását izotrópnak feltételezzük.

Az ütköző elektron energiája (ε) az ionizációs folyamat során a szórt és a keletkezett elektron között (ε_1 és ε_2) a következőképpen oszlik meg [30–32]:

$$\varepsilon_1 = \omega \tan\left[R_{01} \arctan\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_\mathrm{i}}{2\omega}\right)\right], \tag{1.13}$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon - \varepsilon_\mathrm{i} - \varepsilon_1, \tag{1.14}$$

ahol ε_i az atom ionizációs potenciálja és ω egy, a gázra jellemző állandó.

Az ütköző, a szórt és az ionizációban keletkezett elektron sebességvektorai azonos síkban helyezkednek el, a két utóbbi szórási szögeit (χ_1 illetve χ_2) a következő kifejezések adják meg [5]:

$$\cos\chi_1 = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon - \varepsilon_\mathrm{i}}\right)^{1/2}, \tag{1.15}$$

$$\cos\chi_2 = \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon - \varepsilon_\mathrm{i}}\right)^{1/2}. \tag{1.16}$$

A szórt elektron azimut szögét, Ψ_1, véletlenszerűen választjuk ki a 0 és 2π intervallumból, míg a keletkezett elektron azimut szöge $\Psi_2 = \Psi_1 + \pi$.

Az egyes ionizációs ütközésekben keletkezett ionokból felépítjük az S_i ionizációs forrásfüggvényt.

Az ütközések után az elektron új irányát (θ, φ) a laboratóriumi rendszerben koordináta transzformációval határozzuk meg:

$$\begin{pmatrix}\sin(\theta)\cos(\varphi)\\ \sin(\theta)\sin(\varphi)\\ \cos(\theta)\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos(\theta_0)\cos(\varphi_0) & -sin(\varphi_0) & \sin(\theta_0)\cos(\varphi_0)\\ \cos(\theta_0)\sin(\varphi_0) & cos(\varphi_0) & \sin(\theta_0)\sin(\varphi_0)\\ -sin(\varphi_0) & 0 & \cos(\theta_0)\end{pmatrix} \times \begin{pmatrix}\sin(\chi)\cos(\psi)\\ \sin(\chi)\sin(\psi)\\ \cos(\chi)\end{pmatrix}, \tag{1.17}$$

ahol θ_0 és φ_0 az ütközés előtti irányt jelölik.

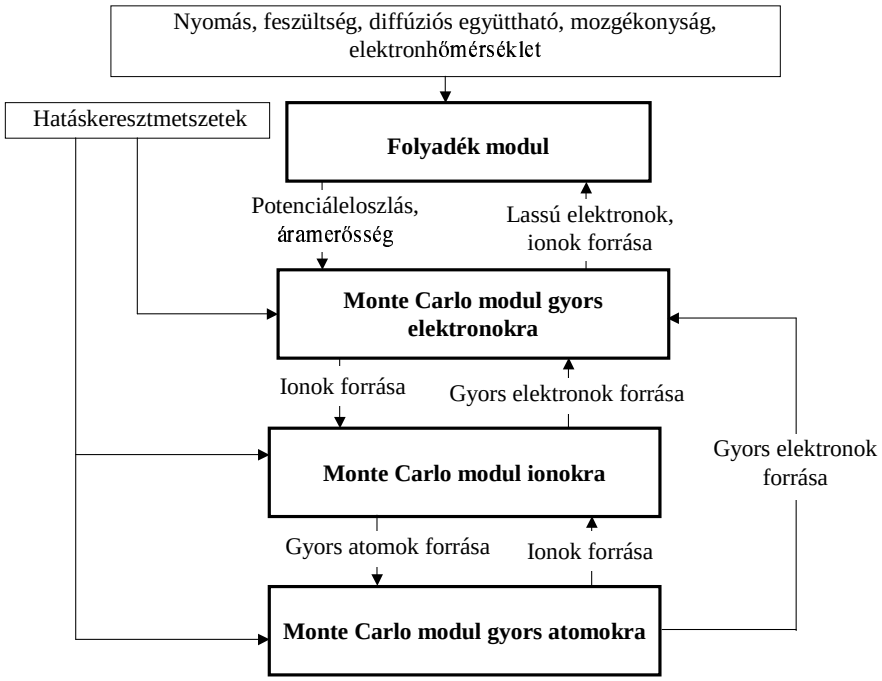
Az egyes ütközések után az elektronokat energiájuk szerint a gyors vagy lassú elektronok csoportjába soroljuk. Ha energiájuk (kinetikus + potenciális) kisebb lesz, mint az atomok gerjesztési energiája a lassú elektronok csoportjába soroljuk (az S_e forrásfüggvényen keresztül), ha ettől nagyobb, akkor az MC modellel követjük tovább.

Amint azt az 1.2.1 fejezetben tárgyaltuk, a pozitív ionok mozgásának leírására általában elfogadható a lokális-tér közelítés. Az ionok mozgásának kinetikus leírásával viszont további értékes információhoz juthatunk a kisülésről, pl. a katód porlása, a gáz melegedése, gyors ionok, illetve atomok ütközései által történő gerjesztés. A gyors ionok, illetve gyors semleges atomok Monte Carlo szimulációját is tartalmazó modelleket nehéz-részecske hibridmodelleknek nevezzük [33–36].

1.2.3. Nehéz-részecske hibridmodell

A nehéz-részecske hibridmodell négy modulból tevődik össze. Az elektron-ion hibridmodellhez (lásd 1.2.2. fejezet) hasonlóan a lassú elektronokat és ionokat folyadékkomponenseknek tekintve folyadékmodellel követjük, a gyors elektronok mozgását pedig MC szimulációval írjuk le. Az elektron-ion hibridmodelltől eltérően, itt a katód sötét térben az ionokat és a gyors atomokat szintén MC szimulációval követjük. A modell felépítése és megoldási algoritmusa az 1.9. ábrán látható. Első lépésként a folyadék modult oldjuk meg források és veszteségek nélkül, amely egy kezdeti téreloszlást eredményez. Ebben a téreloszlásban követjük a gyors elektronokat a gyors-elektron MC modulban, így megkapjuk az ionok és lassú elektronok forrását. Következő lépésként a katód sötét térben keletkezett, illetve a katód sötét térbe a negatív fény felől átlépő ionokat követjük az ion MC modulban, majd az ionok követésekor keletkezett atomokat követjük a gyors atom MC modulban. A nehéz-részecske MC szimulációk során keletkezett gyors elektronokat a következő gyors-elektron MC ciklusban fogjuk követni

a katódból kilépő elektronokkal együtt. A négy modult iteratív módon oldjuk meg, amíg el nem érjük a stacionárius állapotot.



1.9. ábra. *A nehéz-részecske hibridmodell felépítése*

Nehéz-részecske Monte Carlo modell

Az ionok szimulációja során a szimmetrikus töltéskicserélő ütközést, a rugalmas ütközést, az ionütközéses ionizációt és gerjesztési folyamatokat vesszük figyelembe. Az ionokat addig követjük, amíg el nem nyelődnek a katód felületén.

A szimmetrikus töltéskicserélő ütközés során gyors ion ütközik termikus atommal, az elektronátadás úgy következik be, hogy a részecskék kinetikus energiája nem változik, így egy lassú ion és egy gyors atom keletkezik. Az ütközés során keletkezett atom átveszi az ion irányát, az új ion kezdeti irányát a térrel párhuzamosnak vesszük [37].

A rugalmas ütközés során az ütközést a tömegközépponti rendszerben izotrópnak tekinthetjük [37]. Az ütközési rendszerben az atom és az ion szórási szögét a következő kifejezéssel adhatjuk meg:

$$\chi = \frac{1}{2}(\pi - \arccos(1 - 2R_{01})). \tag{1.18}$$

Az azimutszögeket a 0 és 2π intervallumból véletlenszerűen választjuk ki. Az ütközés után az ion és atom irányát a laboratóriumi rendszerben az 1.2.2 fejezetben ismertetett

koordináta-transzformációval határozzuk meg. Az ütközés után az ion energiáját a következő kifejezéssel adjuk meg [37]:

$$E_{\text{ion}} = E_0(1 - \cos^2(\chi)), \tag{1.19}$$

az atomok energiája az energiamegmaradás alapján $E_{\text{atom}} = E_0 \cos^2(\chi)$, ahol E_0 az ütköző ion energiája.

A szimmetrikus töltéskicserélő ütközésben és az ionok rugalmas ütközése során gyors atomok keletkeznek. Az atomokat a katód sötét térben követjük, míg lassúvá nem válnak. Az atomok esetén a rugalmas ütközést, a gerjesztést és az ionizációt vesszük figyelembe. Az ütközések során az atomok energiáját és irányát az ionokéhoz hasonlóan határozzuk meg (lásd fentebb).

1.2.4. A γ elektronkiváltási tényező

Amint azt az 1.1.1 szakaszban láttuk, a kisülések önfenntartása szempontjából kulcsfontosságú folyamat az elektronoknak a katód felületéből való kiváltása, amelyet a γ elektronkiváltási tényező (Townsend együttható) jellemez. Ezért a modellezés során ezt a folyamatot is figyelembe kell venni. A korábbiakban elmondtuk (lásd 1.1.1 szakaszt), hogy elektronokat a katódból különböző részecskék válthatnak ki: ionok, metastabil atomok, gyors atomok és fotonok. Az egyes részecskékre jellemző elektronkiváltási tényezők különbözőek. Ezek a γ értékek emellett még függenek a katódfelület tisztaságától és a kisülési feltételektől, amelyek időben is változhatnak [38]. Emiatt nehéz megadni egy olyan állandó γ értéket, amely az összes kisülési feltételt (nyomás és áram) lefedi. A folyadékmodellekben és az elektron-ion hibridmodellekben, ahol nem követjük részecske szimulációval az ionokat és a gyors atomokat, minden elektronkiváltást az ionoknak tulajdonítunk, így a modellekben egy ú.n. "látszólagos" γ értéket használunk, amelyet a $\Phi_{\text{e}} = \gamma\Phi_{\text{i}}$ egyenlet definiál. A "látszólagos" γ segítségével a kisülés mért áram-feszültség karakterisztikái reprodukálhatók.

A folyadékmodellekben a γ elektronkiváltási tényezőt a kisülés áramának meghatározásakor használjuk. A katódnál a kisülés áramát az ion- és az elektronáramok összege adja meg. Ha minden elektronkiváltást az ionoknak tulajdonítunk, a katódnál az elektronáram $I_{\text{e}} = \gamma I_{\text{i}}$, így a kisülés áramát az $I = I_{\text{i}}\ (1 + \gamma)$ kifejezés adja meg.

A hibridmodellekben a γ-t a modellek mindkét részében használjuk:

- A Monte Carlo részben a forrásfüggvényeket a katódnál lévő elektronáram szerint normáljuk $I_{\text{e}}^{-} = I(1 + 1/\gamma)^{-1}$ (ahol I a kisülés árama),
- A folyadék részben a kisülés áramát az ionok fluxusa (Φ_i) határozza meg, mivel $I = e\int_{(\text{katod})} \Phi_{\text{i}}(1 + \gamma)dA$.

1.3. Előzmények és célkitűzések

A dolgozatban a ködfénykisülések fizikájának egyes részleteit érintő kérdéseket vizsgálok. Az ismertetésre kerülő eredmények nagyrészt számítógépes szimulációkon alapszanak, de szorosan kapcsolódnak saját, illetve együttműködő csoportok által végzett kísérletekhez. Dolgozatomban három problémával foglalkozom:
1. axiális fényintenzitás-eloszlások és elektronok kiváltása a katódfelületből abnormális argon kisülésekben,
2. üreges katódú effektus kialakulása sík-párhuzamos üreges katódú kisülés esetén,
3. molekuláris ionok jelenléte és szerepe a kisülés önfenntartásában hélium kisülésekben.
Az alábbiakban röviden bemutatom ezen problémák hátterét.

1. A gázkisülések alapfolyamatainak vizsgálata hosszú múltra tekint vissza. A hidegkatódú kisülések önfenntartásáért felelős folyamatok a kezdetektől az érdeklődés középpontjában álltak. Az alacsony áramú kisülési tartományra, valamint az alacsony nyomású átütésre először Townsend dolgozott ki elméletet [40] (a homogén elektromos térrel jellemzett kisáramú kisülési tartomány azóta az ő nevét viseli). A későbbi elméletek, továbbfejlesztve Townsend elméletét, figyelembe vették a tértöltések hatását [39, 41], valamint a gyors atomok, metastabilok és fotonok szerepét az elektronok keletkezésében a katódnál és a gázfázisban [38]. A Townsend tartományban végzett pontos és jól definiált mérések [42–47] lehetővé tették a különböző (felületi és gázfázisú) elektron- és ionkeltési folyamatoknak a gáz átütésében, valamint a kisülések önfenntartásában játszott szerepének elemzését. A közelmúltban végzett kutatások megmutatták, hogy a katódnál történő elektronkiváltásban nagyszámú folyamat vesz részt (lásd [38] és a benne lévő hivatkozásokat), az ionok csak egy szűk kisülési tartományban dominálnak, emellett fontos szerepet kapnak a gyors semleges atomok, metastabil atomok és ultraibolya fotonok.

   Az utóbbi néhány évben jelentős előrehaladást értek el az alacsony hőmérsékletű plazmák modellezése területén a hibridmodellek kifejlesztésével, amelyek a gyors elektronok kinetikus szimulációját kapcsolják össze a lassú elektronok és ionok folyadék típusú leírásával [18–23, 34]. A hibridmodellek képesek leírni az elektronok nem-lokális transzportját a katód sötét térben, és fontos információt szolgáltatnak a kisülésekben lejátszódó folyamatokról [18–23, 29, 34]. A modellek számára fontos adat a katódi folyamatokat jellemző elektronkiváltási tényező értéke, mivel ennek ismeretében meghatározhatók a kisülések elektromos karakterisztikái. A hibridmodellek általában minden elektronkiváltást az ionoknak tulajdonítanak, azaz egy látszólagos elektronemissziós tényezőt használnak, amelynek értékét ráadásul állandónak tételezik fel, igen eltérő kisülési feltételekre is [18–23, 29, 34]. A hibridmodellek pontosságának növelése érdekében felvetődött a kérdés, hogy vajon kisáramú Townsend kisülési feltételek (homogén elektromos tér) mellett [38] kapott, a kisülési körülményektől függő elektronkiváltási

tényezők használatával a modellek pontosabb eredményeket szolgáltatnának-e a normális és abnormális kisülések esetén? Elvégezve ezt a tesztet azt találták, hogy a kisülés elektromos karaterisztikái nem adták vissza a kísérletileg tapasztalt viselkedést (pl. negatív ellenállást kaptak az abnormális kisülési tartományban, pozitív helyett, lásd 1.2. ábra) [48].

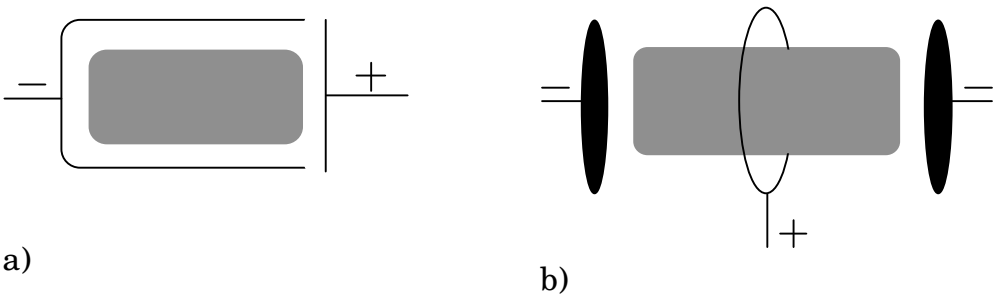
A modellek pontosságának elemzése és javítása érdekében a látszólagos elektronkiváltási tényezőt később meghatározták az abnormális kisülési tartományra egy nehézrészecske hibridmodellel, energiafüggő elektronkiváltási tényezőt használva az argon ionokra és a gyors atomokra [49]. A számolások során kapott elektronkiváltási tényezők: (i) lényegesen alacsonyabbak, mint a homogén tér esetén kapott értékek [38] és (ii) jelentősen változnak a kisülési feltételek változásával. Ez arra a következtésre vezetett, hogy meglehetősen nehéz olyan konstans elektronkiváltási tényezőt találni, amely helyesen írja le a kisülést a működési feltételek széles skáláján.

Az elektronkiváltásra vonatkozó adatok az irodalomban korlátozottan állnak rendelkezésre. Továbbá ezen adatok többsége nagyvákuum feltételek mellett, ionsugaras módszerekkel végzett mérésekből származik, és közvetlenül nem alkalmazható ködfénykisülések esetére [38]. *Emiatt vizsgálataim egyik célja a látszólagos elektronkiváltási együttható illesztéses módszerrel történő meghatározása az abnormális kisülések tartományára.*

Ezt az alternatív megoldást választva, az elektronkiváltási tényezőt úgy változtatom a modell iteratív megoldása során, hogy a különböző kisülési feltételek mellett a számolt elektromos karakterisztikák megegyezzenek a mértekkel [50, 51]. A modell hitelességének ellenőrzése céljából a modellből számolt axiális fényintenzitás-eloszlásokat összehasonlítom a mért eloszlásokkal. Ezek további információt is szolgáltatnak a kisülésről, pl. katód sötét tér hossza, és ezáltal segítenek a kisülés viselkedésének jobb megértésében [24, 43, 52, 53].

2. A kisülések fizikájának sokat tanulmányozott, de részben még máig is nyitott kérdése az elektródák geometriájának hatása a kisülés működésére és jellemzőire. A speciális elektróda-geometriák egyik gyakorlati szempontból is fontos fajtáját az üreges katódú kisülések jelentik. Az üreges katódú kisülések esetén a kisülés negatív fényét a katódüreg belsejébe kényszerítjük. Ez különbözőképpen érhető el, pl. ha henger alakú cső katódot használunk és a kisülést a katódüregben indítjuk (lásd 1.10. a) ábra), vagy ha a kisülést két sík katód között hozzuk létre (lásd 1.10. b) ábra); e két lehetséges elrendezés esetén az anód helyzete a 1.10. ábrán figyelhető meg.

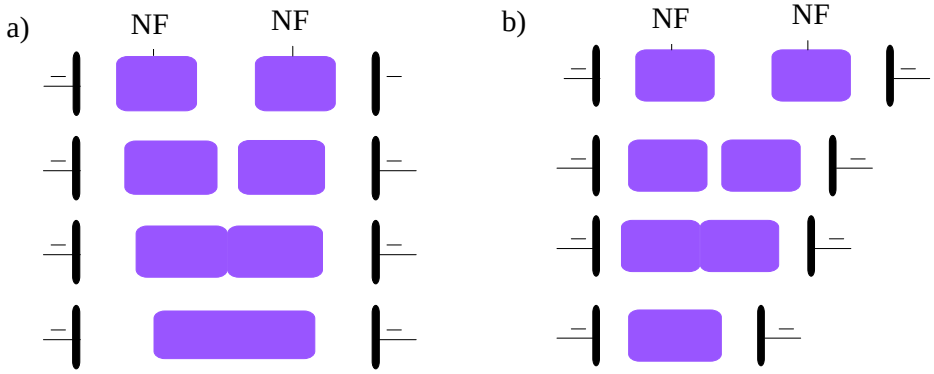
Az üreges katódú kisülésben folyó áram lényegesen nagyobb lehet, mint az azonos feszültségen működő egy-katódú kisülések esetén [1, 3], ami a plazmában megnövekedett ionizációs fok (ú.n. *üreges katódú effektus*) hatása. Az üreges katódú effektus megjelenésének okai: a gyors elektronok oszcilláló mozgása a katódfelületek között, a (a geometria következményeként) megnövekedett fotoelektronemisszió és a kisülésben



1.10. ábra. *Üreges katódú kisülések: a) hengerkatódú, b) síkkatódú.*

(a megnövekedett plazmasűrűség miatt) megjelenő többlépéses folyamatok [54–56]. Az üreges katódú kisülésekben jelenlévő oszcilláló elektronok létezését eredetileg Günther-schulze [54] tételezte fel, és kísérletileg elsőként Helm [55] mutatta ki hengeres üreges katódú kisülésekben.

Mivel az üreges katódú kisülések negatív fény térrészében a fénykibocsátás intenzívebb, mint az egy-katódú kisülések esetén, az üreges katódú kisülések széleskörű felhasználásra találtak, alkalmazhatók pl. fémgőzlézerek [57–59] és spektrállámpák [60] építésére. Nagy nyomások esetén mikro-üreges katódú kisüléseket használnak nagyintenzitású fényforrásokként [61,62], ugyanakkor alacsony nyomások esetén egyes üreges katódú konfigurációk kapcsolókként működnek [63,64]. Ezekben az alkalmazásokban fontos szerepet játszó üreges katódú kisüléseket az elmúlt évtizedekben kísérletileg és különböző modellek segítségével elméletileg is [65–71] intenzíven vizsgálták .



1.11. ábra. *Üreges katódú effektus kialakulása sík-párhuzamos üreges katódú kisülés esetén: a) nyomás csökkenésével (az ábrán a nyomás fentről lefelé haladva csökken), b) katódok közötti távolság csökkenésével. (NF: negatív fény)*

Sík-párhuzamos üreges katódú kisülést vizsgálva az üreges katódú effektus kialakulása megfigyelhető a két katód közötti távolság csökkentésével (lásd 1.11. b) ábra).

Nagy elektródatávolság esetén mindkét katód közelében kialakulnak a katódhoz tartozó térrészek. Az elektródatávolság csökkentésével a két katódhoz tartozó negatív fény kezd egymásba olvadni, míg végül kis távolság esetén a kisülésben egy közös negatív fény alakul ki. Hasonló effektus érhető el, ha az elektródatávolságot állandó értéken tartjuk és csökkentjük a nyomást (lásd 1.11. a) ábra). Megjegyzendő, hogy az üreges katódú effektus kialakulása nem függ az anód helyzetétől, mindaddig amíg az nincs a két katód közé helyezve, hogy megakadályozhassa a gyors elektronok mozgását.

Dolgozatomban egy sík-párhuzamos üreges katódú argon kisülésben vizsgálom az üreges katódú effektus kialakulásának feltételeit, kísérleti és szimulációs úton. A kisülés szimulációs vizsgálatához egy 2 dimenziós modellt használok. Ezzel a modellel kapott eredményeket összehasonlítom a kísérleti eredményekkel, leellenőrizve a modell helyességét. Célom kísérletileg és számolásokkal követni az üreges katódú effektus kialakulását a kisülési paraméterek változtatásával állandó elektródatávolság mellett, és a modell segítségével bizonyítani az oszcilláló elektronok jelenlétét a kisülésben.

3. Az eddigiekben említett, nemesgázokban működő kisülésekben, az alacsony nyomás és az alacsony ionizációs fok miatt a pozitív töltést jó közelítéssel egyszeres töltésű atomi ionok alkotják. Ugyanakkor valamelyest nagyobb nyomások mellett, ($p \sim$ 20-100 mbar) a fényforrásokban, spektrállámpákban, különböző típusú lézerekben szélesköről alkalmazott nemesgáz (pl. hélium) kisülésekben fontos szerepet játszanak a molekuláris ionok. Az említett nyomástartományban azt találták, hogy a molekuláris ionok befolyásolják a kisülési jellemzőket, résztvesznek pl. a He-Cd^+ lézer [72, 73], He-Zn^+ lézer [74] és He-Ar^+ lézer [75, 76] gerjesztési mechanizmusában. Plazmakijelzőknél használt kisülésekben (amelyek H_2+He gázkeverékben $p \sim 100$ mbar nyomáson működnek) fontos szerepük van a kisülés fenntartásában [77].

Nagynyomású hélium kisülésekben UV és VUV lézerek valósíthatók meg: pl. He-N_2^+ lézer, amelyben a felső lézernívó a molekuláris hélium ion nitrogén molekulával történő ütközésekor lejátszódó reakció során pumpálódik [78, 79]. Az UV és a VUV hélium kisülési lámpák esetén a fénykibocsátás a gerjesztett He_2 és He_2^+ molekuláktól származik [80]. Mivel a He_2 molekula alapállapota nem stabil, a gerjesztett He_2 molekulák a He_2^+ molekulák rekombinációjából származnak.

Korábbi, pozitív oszlopú hélium kisülésekre végzett számolások szerint már $\approx$ 15 mbar nyomásnál a kisülésben a molekuláris ionok a domináns töltések [81], így várható, hogy alacsony nyomásoknál ($p <$ 15 mbar) is jelentős mennyiségben vannak jelen He_2^+ ionok a kisülésekben.

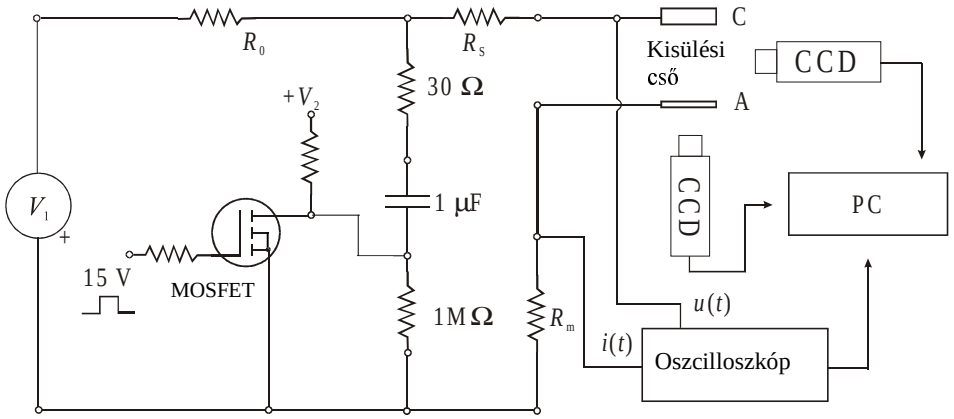
Vizsgálataim célja meghatározni a molekuláris ionok jelentőségét katód környéki hélium kisülésekben, megfigyelve, hogyan nő szerepük a nyomás növekedésével. További célom meghatározni a kisülésben az atomi és molekuláris ionok forrásait és veszteségeit. A célok megvalósításához egy hélium kisülést vizsgálok széles nyomástartományban kísérleti úton és egy egydimenziós hibridmodell segítségével.

2. fejezet

Axiális fényintenzitás-eloszlás és elektronkiváltási tényező abnormális ködfénykisülésben

2.1. A kisülés kísérleti vizsgálata

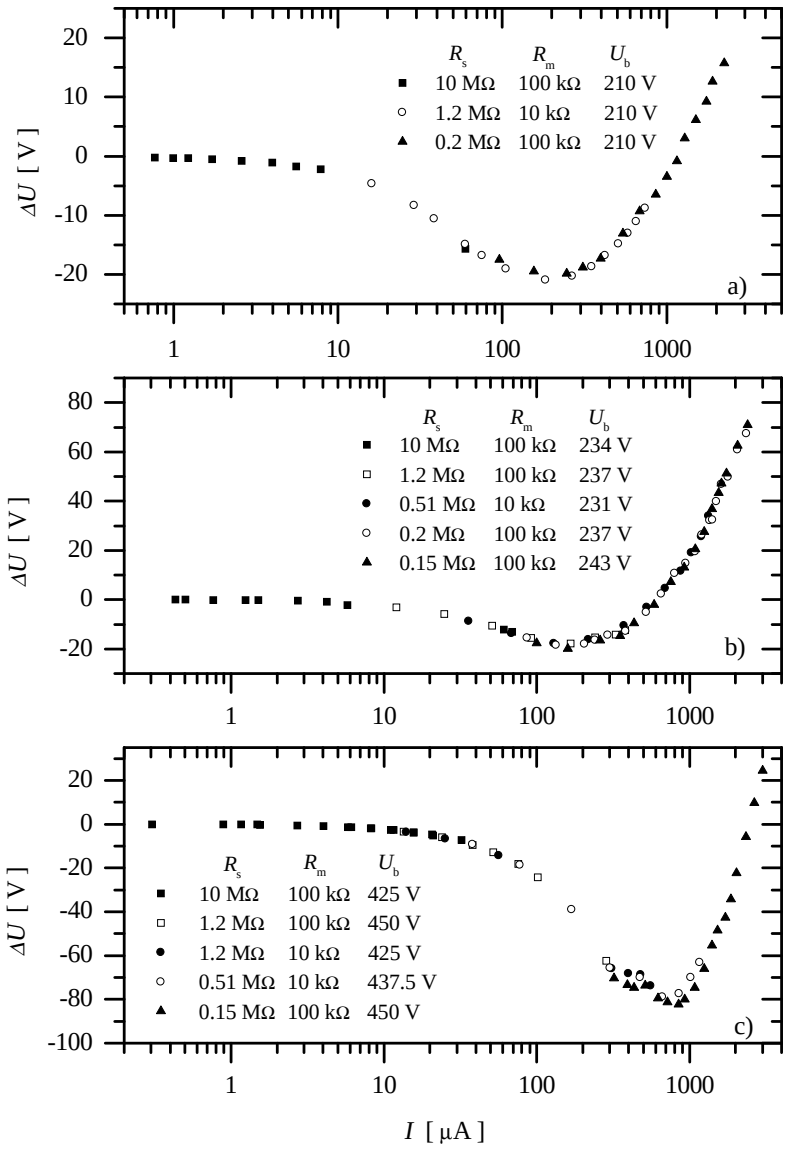
Ebben a szakaszban a modellezés során felhasznált kísérleti eredményeket mutatom be. A méréseket a Belgrádi Fizika Intézetben végezték el (Institute of Physics, Belgrade). A kísérleti elrendezés a 2.1. ábrán látható.



2.1. ábra. *A kísérleti elrendezés.*

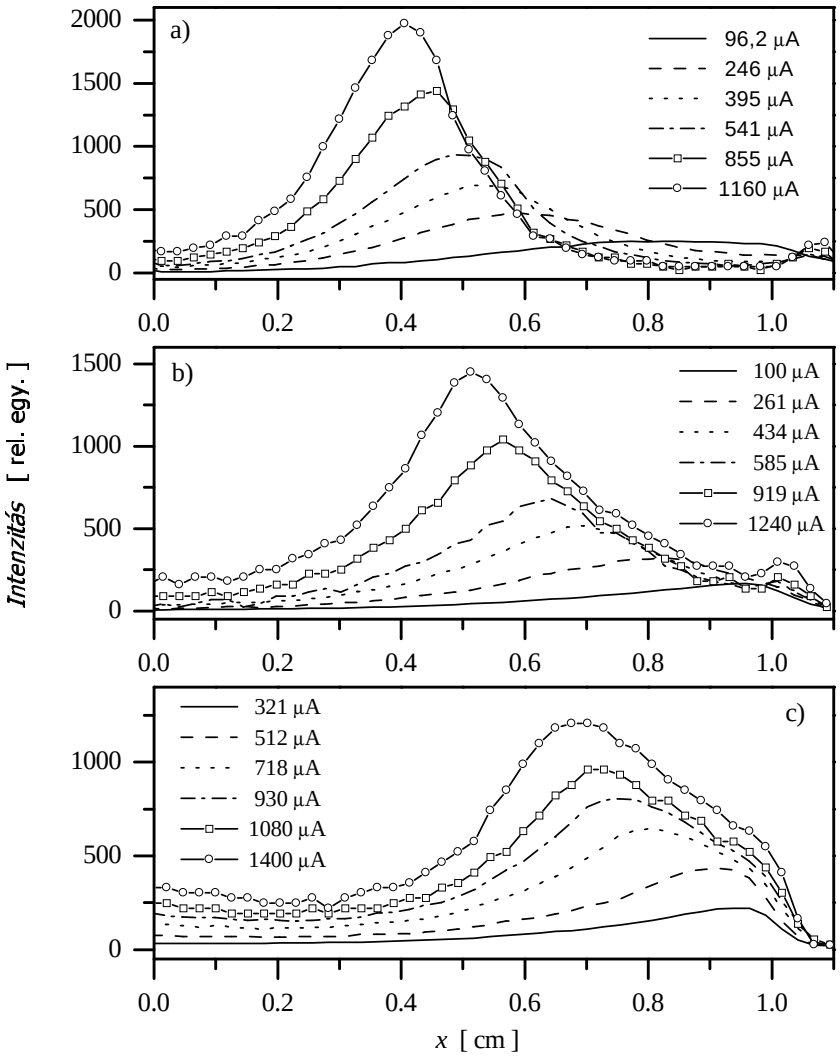
A kísérletben használt kisülési cső 5.4 cm átmérőjű sík-párhuzamos elektródái egy kvarc hengerben, egymáshoz képest $d = 1.1$ cm-re helyezkedtek el. A katód rézből készült, anódként egy kvarclemezre párologtatott vékony vezető aranyréteg szolgált. A mérések elvégzése előtt a katód felületét hidrogén kisüléssel kezelték $30\,\mu$A áramon,

amíg a kisülési feszültség stabillá nem vált. A méréseket impulzus üzemmódban végezték [46, 52], hogy elkerüljék a katód porlását, valamint a gáz jelentős melegedését. Az áramimpulzusok hossza τ = 2 - 10 ms volt, ami elegendő a feszültség és áram méréséhez, valamint a fényintenzitás (a 400-1100 nm-es spektrumtartományra összegzett fényintenzitás) rögzítésére CCD kamerával (Electrim EDC 1000).



2.2. ábra. *A kisülés áram-feszültség karakterisztikája, ΔU a kisülés égési feszültségének (U) és az U_b begyújtási feszültségnek a különbsége: a) pd = 150 Pa cm , b) pd = 75 Pa cm, c) pd = 45 Pa cm esetén. A különböző szimbólumok a külső áramkörbe helyezett ellenállások (R_s, R_m) különböző értékeinek felelnek meg (lásd a 2.1. ábrán).*

A méréseket argon gázban végezték különböző nyomás (p) × elektróda távolság (d) értékekre: pd = 150 Pa cm, 75 Pa cm és 45 Pa cm (amely 1 Torr, 0.5 Torr és 0.33 Torr nyomásértékeknek felel meg). A kísérletek során meghatározták a kisülés áram-feszültség karakterisztikáit, valamint felvették az axiális és a radiális fényintenzitás-eloszlásokat, amelyek fontos információt szolgáltatnak a kisülés szerkezetéről. A radiális fényintenzitás-eloszlást az átlátszó anódon keresztül lehetett regisztrálni.



2.3. ábra. *Az emissziós fényintenzitás axiális eloszlása a kisülés különböző áramai mellett: a) pd = 150 Pa cm , b) pd = 75 Pa cm, c) pd = 45 Pa cm esetén. A katód pozíciója x = 0 cm, az anódé x = 1.1 cm*

A kísérletek során kapott áram-feszültség karakterisztikák a 2.2. ábrán láthatók. Az eredmények jól egyeznek a korábbi alacsony áramon végzett elektromos karakterisztika

és a negatív ellenállás mérésekkel [41,44,46]. Mindhárompd értékre megfigyelhető, hogy alacsony áramoknál a kisülés feszültsége nem változik az áram növekedésével (normális kisülési tartomány), az áram további növekedésével a kisülés feszültsége csökken, majd növekedni kezd (ez az abnormális ködfénykisülések tartományának felel meg). Habár vannak kisebb fluktuációk a begyújtási feszültség értékében (lásd az U_b értékeket a 2.2. ábrán), az áram-feszültség karaterisztikák (ahol a feszültséget a gyújtási feszültséghez viszonyítva ábrázoltam) jól egyeznek a különböző külső áramköri ellenállások mellett, és a mérések során reprodukálhatók voltak.

Az itt ismertetett mérések a normális és az abnormális kisülési tartományt fedik le. A mérések során kapott axiális fényintenzitás-eloszlások a 2.3. ábrán láthatók. Alacsony áramok esetén az emissziós intenzitás az anód irányába folyamatosan növekszik. Az áram növekedésével az intenzitás csúcsa távolodik az anódtól, miközben a csúcsintenzitás értéke növekszik.

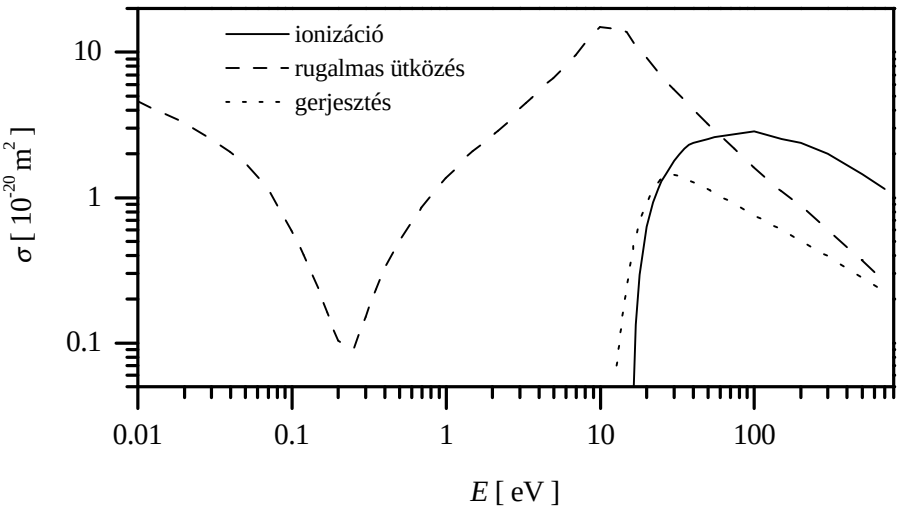
2.2. A kisülés modellezése

Mivel a kisülési csőben az elektródák átmérője sokkal nagyobb, mint az elektródák közötti távolság, a falak hatása a kisülés viselkedésére elhanyagolható, és ezért a kisülés egydimenziósnak (végtelen síkpárhuzamos) tekinthető. A kisülés leírására egy egydimenziós elektron-ion hibridmodellt dolgoztam ki, a modell szerkezete megegyezik az 1.2.2 szakaszban leírtakkal.

A hibridmodell folyadékmodul részében a folyadék-egyenletek megoldásakor az elektronok mozgékonyságára argon gázban $\mu_\mathrm{e} = 3\times10^5/p$ cm^2 V^{-1} s^{-1} értéket (p Torrban van megadva) használtam [82]. Az argon ionok mozgékonyságának értékét [38]-ből vettem. Az elektronok diffúziós együtthatóját $D_\mathrm{e} = kT_\mathrm{e}\mu_\mathrm{e}$ adja meg, ahol $kT_\mathrm{e} = 0.1$ eV a lassú elektronok karakterisztikus energiája [51], az argon ionok diffúziós együtthatója pedig $D_\mathrm{i} = kT_\mathrm{i}\mu_\mathrm{i}$, ahol $kT_\mathrm{i} = 0.026$ eV (ami megfelel a gáz hőmérsékletének, 300 K) [22].

Az MC modulban az elektronoknak az atomokon való rugalmas szóródását, az atomok elektronütközéses gerjesztését és ionizációját vettem figyelembe. A különböző elemi folyamatok hatáskeresztmetszeteit [83]-ből vettem (lásd a 2.4. ábrán). A katód felületéből kilépő elektronok kezdeti energiáját 0 és 5 eV között véletlenszerűen választottam, és feltételeztem, hogy az elektronok a katódból a felületre merőlegesen lépnek ki [5]. A modellben elhanyagoltam a gáz melegedését (mivel a kisülések árama alacsony) és a rekombinációs folyamatokat (alacsony nyomású és áramsűrűségű kisülésekről lévén szó). Figyelembe vettem viszont az elektronok visszaverődését az anód felületéről, a visszaverődés valószínűségére 0.4 értéket [84] tételeztem fel, továbbá azt, hogy a folyamat során az elektronok energiájuknak 0.5 részét veszítik el [85].

A modellezés célja a kisülés axiális fényintenzitás-eloszlásának, valamint az effektív elektronkiváltási együtthatónak (γ) a meghatározása abnormális kisülések esetén. A γ meghatározása érdekében a modellben a γ tényezőt változónak tekintettem, és az



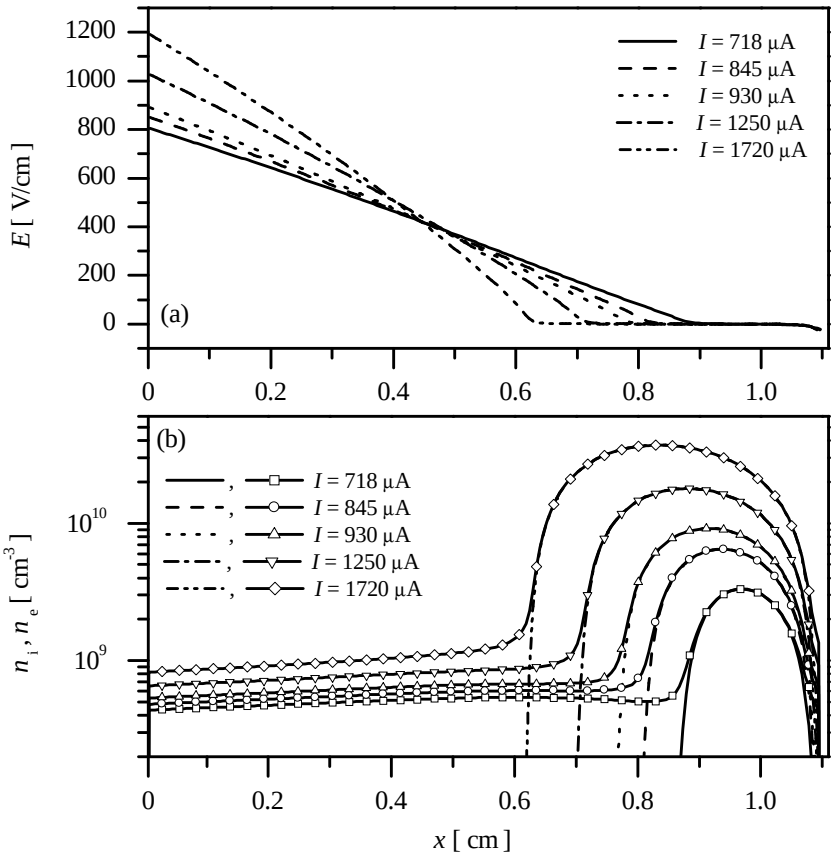
2.4. ábra. *Az elektronütközéses folyamatok hatáskeresztmetszetei az elektron energiája (E) függvényében argon esetén [83].*

iteratív megoldás során úgy változtattam, hogy a konvergens megoldásban a modell által szolgáltatott áramerősség megegyezzen az adott égési feszültségen (amely a modell számára bemenő adat) mért áramerősséggel [50,51]. Egydimenziós modellről lévén szó, a folyadék-egyenleteket egy 200 pontból álló egyenletes felosztású intervallumon oldottam meg, határfeltételt adva meg a töltéssűrűségekre (zérus az elektródákon), valamint a potenciálra (katódpotenciál zérus, anódpotenciál megegyezik a kisülési feszültséggel).

2.3. A modell eredményei

2.3.1. A kisülés általános jellemzői

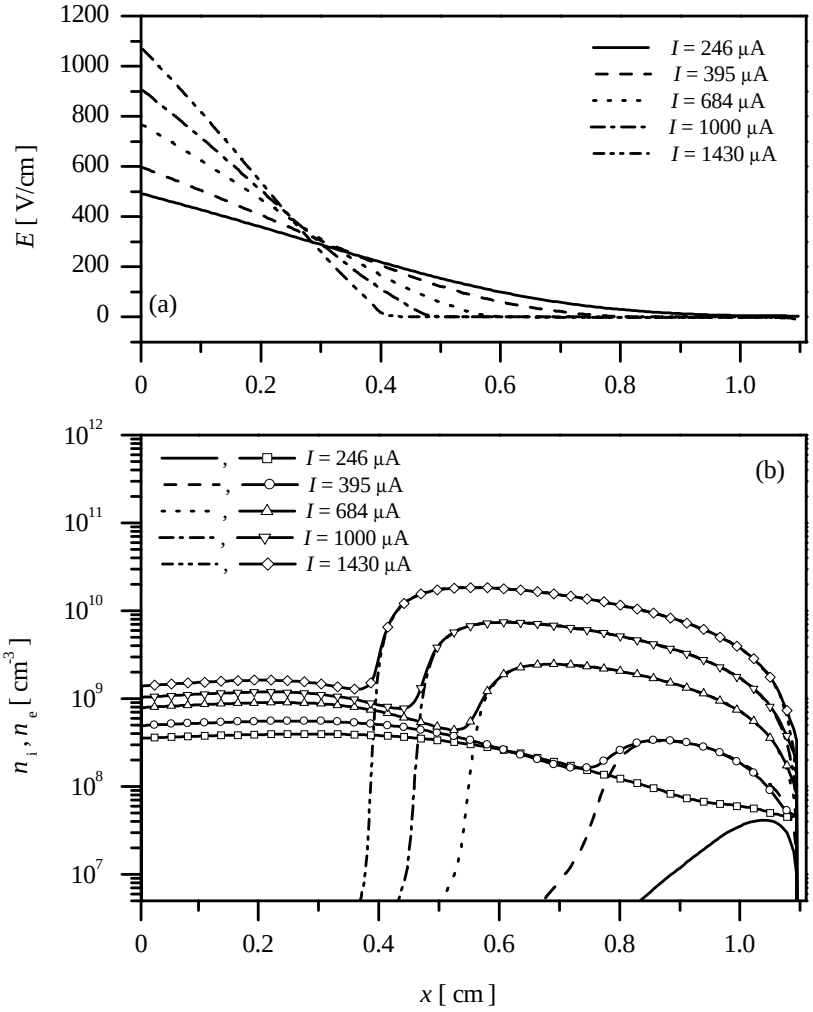
A kisülésben lévő elektromos téreloszlás, valamint töltéssűrűség-eloszlások különböző áramerősségek esetén, pd = 45 Pa cm -re a 2.5. ábrán, pd = 150 Pa cm -re pedig a 2.6. ábrán láthatók.



2.5. ábra. *A kisülés jellemzői pd = 45 Pa cm esetén, különböző áramerősségekre: (a) elektromos téreloszlás, (b) ionok (vonal + szimbólum) és elektronok sűrűsége (vonal).*

A vizsgált legalacsonyabb pd érték esetén (45 Pa cm) minden kisülési feltételre azt találjuk, hogy az elektromos tér lineárisan csökken a katód sötét térben (lásd 2.5. (a) ábrán). A töltött részecskék sűrűségének eloszlását a 2.5. (b) ábra mutatja. Az ionsűrűség a katód sötét térben 4 - 8 $\times$ 10^8 cm^{-3} értékeket ér el, és a negatív fényben 3 $\times$ 10^{10} cm^{-3} értékig növekszik a legmagasabb áram esetén. Az elektronok sűrűsége csak a negatív fény tartományban jelentős, ahol közel egyenlő az ionsűrűséggel. Az elektronsűrűség meredeken növekszik a katód sötét tér - negatív fény határán. A negatív tértöltés a negatív fényben keletkezett lassú elektronokból épül fel. Ezek az elektronok

képtelenek a katód sötét térbe diffundálni az ott jelenlévő nagy elektromos tér miatt, végül az anódon abszorbeálódnak.

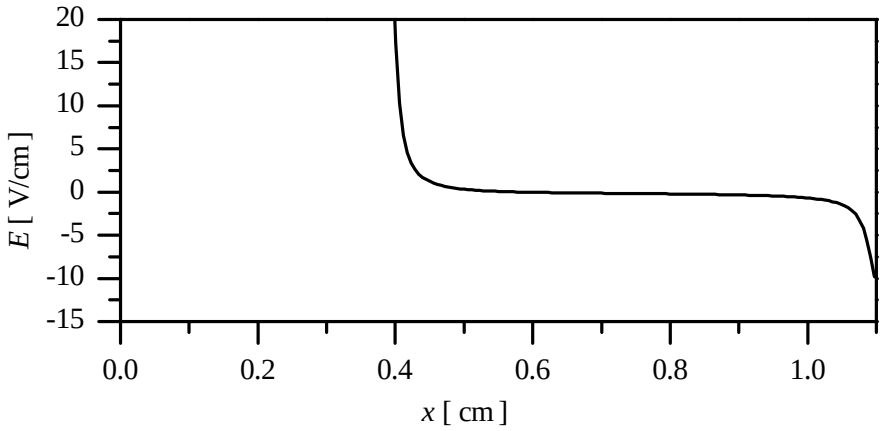


2.6. ábra. *A kisülés jellemzői pd = 150 Pa cm esetén, különböző áramerősségekre: (a) elektromos téreloszlás, (b) ionok (vonal + szimbólum) és elektronok sűrűsége (vonal).*

A legnagyobb nyomáson (pd = 150 Pa cm) a nagyobb áramok mellett a katód sötét térben az elektromos tér lineárisan csökken, az alacsony áramerősségek esetén viszont ettől eltérő viselkedést láthatunk (2.6. (a) ábra). Ez utóbbi kisülési feltételek mellett a normális kisülési tartományban vagyunk, ahol feltételezhetően a kisülés kétdimenziós szerkezete fontos, és így az egydimenziós modell nem írja le elég helyesen a kisülést. Alacsony áramerősségek esetén az elektron- és ionsűrűség-eloszlások sem a szokásos viselkedést mutatják (2.6. (b) ábra): a katód sötét térben az ionok sűrűsége meghaladja a negatív fényben lévő sűrűséget, továbbá a negatív fényben nem alakul ki a szokásos kvázisemleges plazma.

2.3.2. Térvisszafordulás a negatív fényben

Ha a 2.5. és 2.6. ábrákon bemutatott számolt elektromos téreloszlásokat a negatív fény tartományában és az anódhoz közel vizsgáljuk, megfigyelhetjük, hogy ott az elektromos tér előjelet vált és így az anódnál néhány V/cm nagyságú negatív elektromos tér jelenik meg (lásd 2.7. ábrán, ahol az elektromos teret ábrázoltam a negatív fény tartományára).



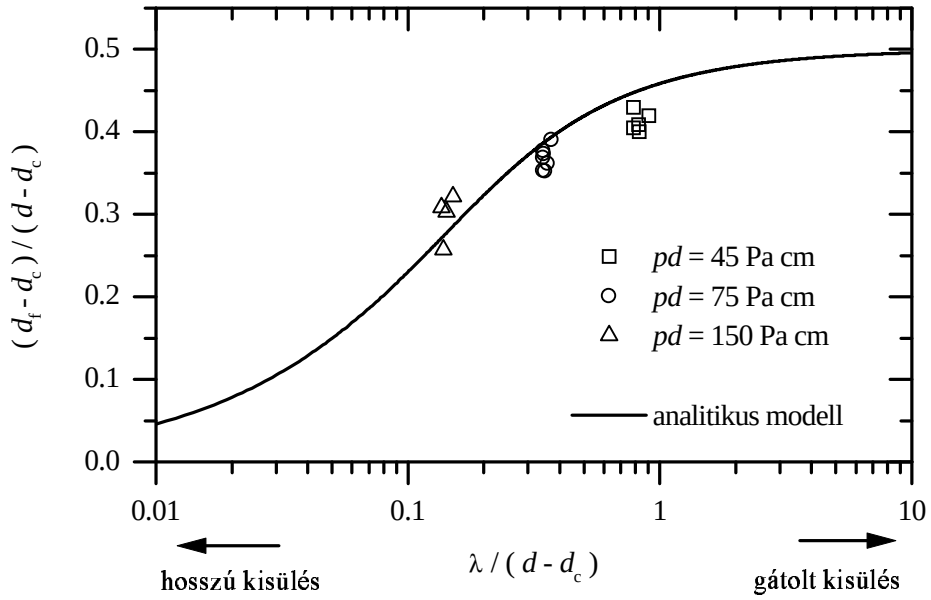
2.7. ábra. *Az elektromos téreloszlás a negatív fénybenpd = 150 Pa cm és I = 1.43 mA kisülési feltételekre.*

Ez a "visszafordult" tér igyekszik az elektronokat a negatív fényben tartani, miközben az ionok egy részét az anódhoz vezeti. A negatív fényben fellépő térvisszafordulás sokat tárgyalt kérdés, és mindmáig nem született egyértelmű válasz arra, hogy miért is jelenik meg. A térvisszafordulás létezéséről először Druvestyn és Penning [4] dolgozatában olvashatunk. A numerikus modellekkel, különböző kisülésekre (különböző geometriájú és gáztöltésű kisülések) számolt téreloszlásokban, közel minden kisülési feltétel mellett megfigyelhető a negatív fényben a tér előjelváltása. A térvisszafordulás kísérleti úton való megfigyelésére eddig egyetlen probálkozás volt [86], ahol a térvisszafordulás helyét lézeres optogalvanikus spektroszkópia segítségével határozták meg. A későbbiekben e kérdés részletesebb tárgyalásához Boeuf és Pitchford egy analitikus modellt épített fel [87]. E modell szerint a térvisszafordulás d_f pozíciója (d_f a térvisszafordulás poziciójának a katódtól mért távolsága) csak a d elektródatávolságtól, a katód sötét tér d_c hosszától és a gyors elektronok energiájának λ relaxációs hosszától függ (λ az a távolság, amely megtétele után a negatív fénybe belépett elektronok energiája az ütközések következtében e-ed részre csökken):

$$\frac{d_\mathrm{f} - d_\mathrm{c}}{d - d_\mathrm{c}} = -\Lambda \ln\left[\Lambda(1 - \mathrm{e}^{-1/\Lambda})\right], \tag{2.1}$$

ahol $\Lambda = \lambda/(d - d_\mathrm{c})$. Kis relaxációs hossz esetén (amikor az elektródatávolság sokkal

nagyobb, mint a katód sötét tér hossza, $d \gg d_c$) a térvisszafordulás helye közel van a katód sötét tér-negatív fény határához ($d_f - d_c \to 0$). Nagyobb relaxációs hossz esetén, azaz a gátolt kisülések (ahol az elektródatávolság közel azonos a katód-sötét tér hosszával, $d - d_c \to 0$) felé haladva a térvisszafordulás helye a katód sötét tér - negatív fény határa és az anód közötti távolság közepe felé mozdul el.

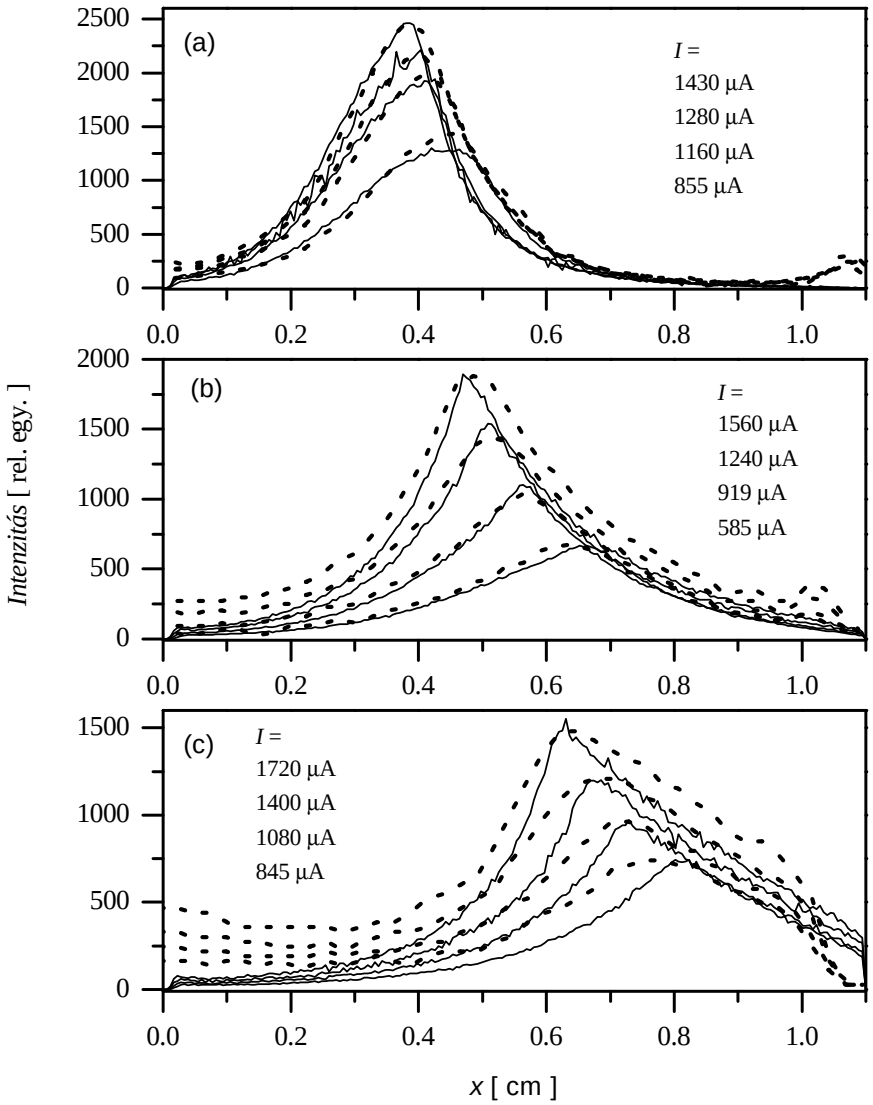


2.8. ábra. *A d_f térvisszafordulási pozíció függése a kisülési feltételektől:* ——: *analitikus modell Ref. [87], szimbólumok: a jelenlegi hibridmodell eredményei.*

A 2.8. ábrán a hibridmodell által kapott eredményeket hasonlítom össze az analitikus modell eredményeivel [87]. A λ relaxációs hosszakat az elektronütközéses gerjesztéssel keletkezett gerjesztett atomok sűrűségeloszlásának a negatív fényben lévő maximuma utáni exponenciális lecsengéséből határoztam meg ($n = n_{max} \exp(-x/\lambda)$). A hibridmodell eredményei jól egyeznek az analitikus modell által kapott eredményekkel. Az eredmények világosan mutatják a d_f eltolódását az anód irányába a pd csökkenésével. Érdemes megfigyelni, hogy $\lambda/(d - d_c)$ közel állandó konstans pd-re (lásd azonos szimbólumok a 2.8. ábrán) és d_f enyhén változik az áram (és egyben a feszültség) változásával (a 2.8. ábrán az azonos szimbólumok konstans pd értéken, de különböző áramerősségértékek mellett kapott eredményeket mutatják).

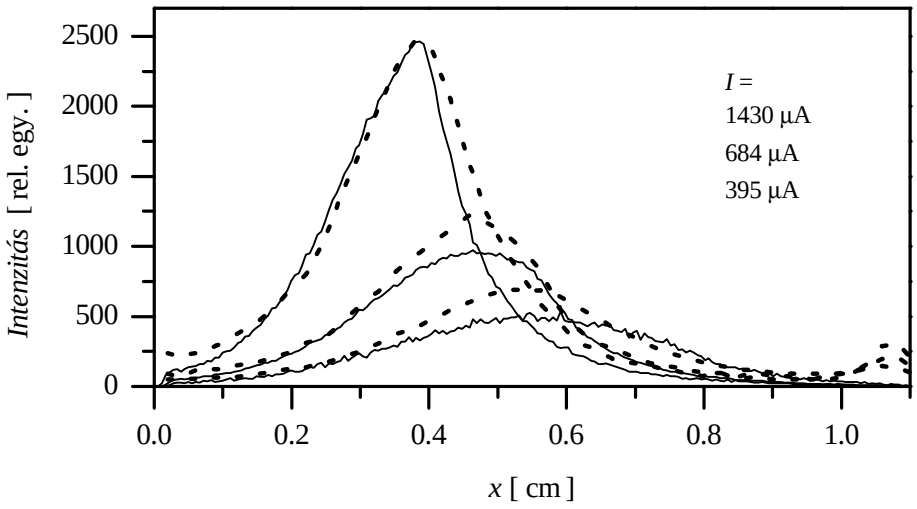
2.3.3. Axiális fényintenzitás-eloszlások

A modellt ellenőrizhetjük a mért és a számolt axiális intenzitáseloszlások összehasonlításával. A számolások során feltételeztem, hogy a fényintenzitás térbeli eloszlása arányos a szimulációkból meghatározott, az elektronütközéses gerjesztés során keletkezett gerjeszetett atomok térbeli sűrűségeloszlásával. (Hibrid + ütközéses-sugárzásos modellel végzett számolások [88] megmutatták, hogy egy sík katódú argon kisülés esetén a spektrumvonalak többsége azonos térbeli intenzitáseloszlást mutat.)



2.9. ábra. *A mért (– – –) és számolt (——) fényintenzitás-eloszlások különböző áramerősségekre: (a) pd = 150 Pa cm, (b) pd = 75 Pa cm, (c) pd = 45 Pa cm esetén. Az áramerősségekhez tartozó görbék fentről lefelé haladnak.*

A mért és a számolt fényintenzitás-eloszlásokat a 2.9. ábrán mutatom be a három *pd* érték esetén, különböző áramerősségekre. Mivel a kísérleti intenzitások nem voltak az adott térszögre és a detektáló rendszer érzékenységére normálva, nem abszolút értékek. Ezért adott nyomásnál, a legnagyobb áram esetén számolt eloszlás maximumát, az ő pozíciójában, hasonló feltételek mellett mért eredménynek feleltetem meg, és a többi eloszlást az így kapott faktorral normálom. Az összehasonlítás során a különböző áramerősségekhez tartozó intenzitások arányát vizsgálom. A számolt eloszlások minden esetben jól egyeznek a mért eloszlásokkal, mind alakban, mind a relatív intenzitás értékében: a mért és a számolt emisszió csúcsa egybeesik, és jól egyezik a csúcsok pozíciójának változása az áram változásával. A számolások ugyanakkor jól reprodukálják a negatív fény szélesedését is a nyomás csökkenésével. Az ábrákon csak négy áramértékre mutatom be az eredményeket, mert ennél több érték esetén azok átláthatatlanná válnának. Mindegyik áramerősség értékre az ábrán bemutattakhoz hasonlóan jó az egyezés, kivéve alacsony áramokra a legnagyobb *pd* érték estén. Ez utóbbi esetben az emissziós csúcsok nagyságában egy kettes faktor eltérés figyelhető meg. Ezt a 2.10. ábrán szemléltetem, ahol az intenzitáseloszlás két alacsony áram esetére látható, együtt egy magasabb áram esetén kapott eloszlással, amely összehasonlítási alapként szolgál.



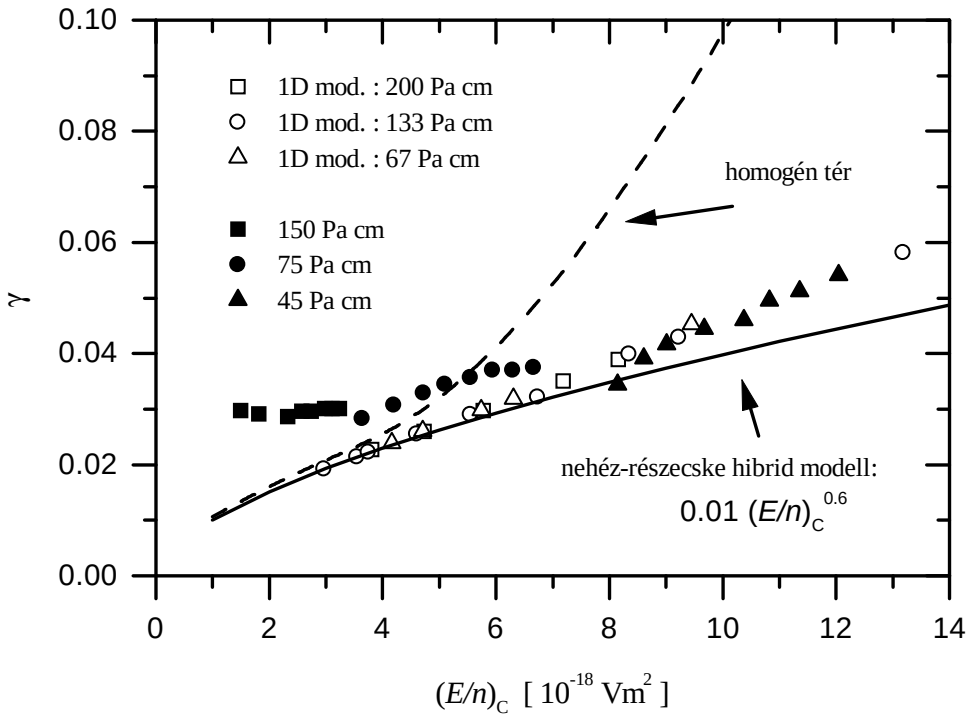
2.10. ábra. *A mért (– – –) és a számolt* (——) *intenzitáseloszlások alacsony áramerősségekre pd = 150 Pa cm esetén. Az áramerősségekhez tartozó görbék fentről lefelé haladnak.*

Ilyen eltérés nem figyelhető meg a többi nyomásértékre, még a legalacsonyabb áramok esetén sem. Az eltérés azzal magyarázható, hogy ezen áramerősségek esetén a normális kisülés tartományában vagyunk, amikor ilyen nagy nyomások esetén a kisülés radiális összenyomódása jelentős. Következésképpen az egydimenziós modell nem tudja

helyesen leírni a kisülést, az így kapott téreloszlás eltér a kisülésben lévő eloszlástól, és így a gerjesztések eloszlása is különbözik. Az átlátszó elektródán keresztül végzett megfigyelések azt mutatják, hogy azokban az esetekben, ahol a számolt és mért intenzitáseloszlások eltérnek, a kisülés radiálisan ténylegesen összehúzódik és a katódfelületnek kevesebb mint 50%-át fedi be. Alacsonyabb nyomásokon, még alacsony áramok esetén is, az összenyomódás elhanyagolható, ebben az esetben a kisülés "egydimenziós", és így az egydimenziós modell helyesen írja le a kisülést.

2.3.4. A γ elektronkiváltási tényező

Amint azt már az 1.2.4 szakaszban ismertettem, az elektron - ion hibridmodellekben minden elektronkiváltást az ionoknak tulajdonítunk (a γ a katódnál lévő elektron- és ionáram aránya), így a modell egy ú.n. látszólagos elektronkiváltási tényezőt ad meg. A modellel a különböző kisülési feltételekre kapott elektronkiváltási tényezőt a 2.11. ábrán mutatom be.

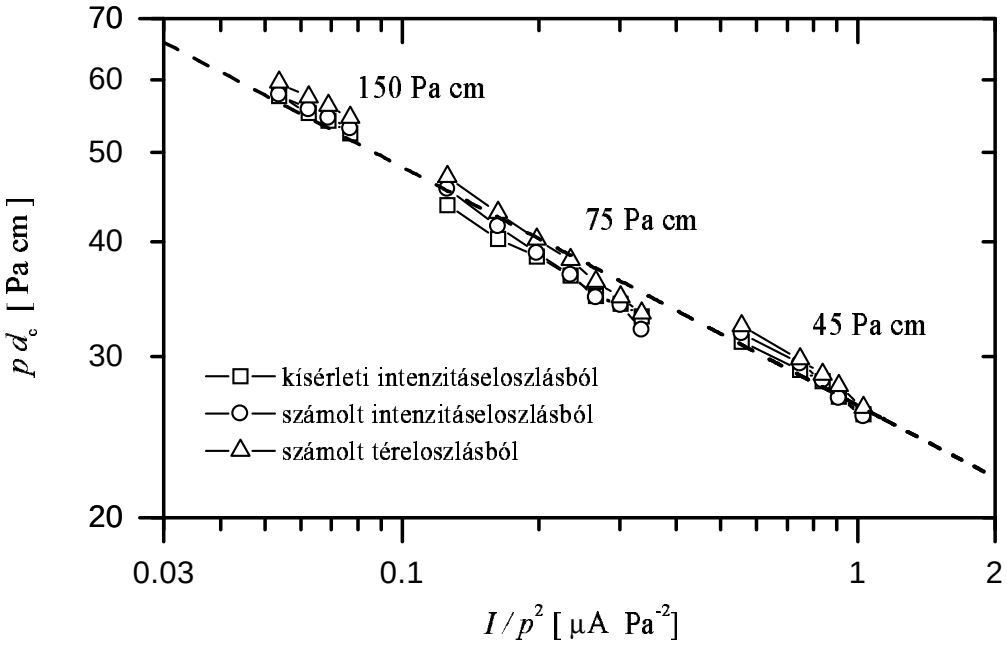


2.11. ábra. *A számolt elektronkiváltási tényező a katódnál lévő redukált elektromos tér függvényében (elektromos tér értékét pl. lásd a 2.5. (a) és 2.6. (a) ábrákon az $x = 0$ pozícióban.). Teli szimbólumok: jelen számolási eredmények, üres szimbólumok: korábbi egydimenziós elektron-ion hibridmodell eredményei [49],—— : nehéz-részecske hibridmodell eredményei [49], – – – : homogén tér esetén kapott eredmények [38].*

Ugyanitt ábrázolom a Phelps és Petrović [38] által kapott eredményeket homogén tér esetén és Donkó [49] által számolt γ értékeket. Ez utóbbi számolások (egy egydimenziós nehéz-részecske hibridmodellel, lásd 1.2.3) az Ar^+ ionoknak és gyors semleges atomoknak a katód felületén lévő energia-fluxus eloszlásán alapultak. A modell eredményei [49] azt mutatják, hogy (i) γ a katódnál lévő redukált elektromos tér $(E/n)_c$ függvénye és megadható mint $\gamma \approx 0.01(E/n)_c^{0.6}$ az $(E/n)_c = 3 - 20$ kTd tartományában (1 Td(Townsend) $= 10^{-21}$ V m^2) valamint, (ii) γ nem függ a nyomás $\times$ kisülés hossza (pd) szorzattól. Bogaerts és Gijbels analitikus spektroszkópiai célokra használt ködfénykisülésre végzett számolásai [89] bebizonyították, hogy a fent megadott reláció érvényes nagyobb $(E/n)_c$ értékek estén is. A nehéz-részecske hibridmodellben az ionok által történő elektronkiváltás mellett figyelembe vették a gyors atomok általi elektronkiváltást, valamint az ionok keletkezését a gyors ion/atom + atom ütközésekben. A nehéz részecskék ütközésekor keletkezett ionok száma viszonylag alacsony, ennek ellenére ez a folyamat fontos, mivel a katód közelében történik, és a folyamat során keletkező elektronok úgy viselkednek, mint a katód felületéből kilépő elsődleges elektronok (képesek elektronlavinákat létrehozni). Elhanyagolva ezeket a folyamatokat – mint azt a legtöbb elektron-ion hibridmodell teszi – az ionizációs fok csökken és így adott feszültségen alacsonyabb áramot kapunk [49]. Ennek következtében az elektron-ion hibridmodellekben nagyobb γ-t kell használni, hogy reprodukálhassuk a nehéz-részecske hibridmodell által szolgáltatott áram-feszültség karakterisztikákat (lásd az üres szimbólumok eltérését a folytonos vonallal ábrázolt összefüggéstől). A jelenlegi számolások jól egyeznek a korábbi elektron-ion hibridmodellel számoltγ értékekkel nagy $(E/n)_c$ esetén (pl. alacsony pd esetén), amint az a 2.11. ábrán látható. Amíg a korábbi számolások azt mutatták, hogy alacsony $(E/n)_c$ esetén a számolt γ [49] megközelíti a Phelps és Petrović [38] által homogén elektromos térre kapott eredményeket, a mostani áram-feszültség karakterisztika mérésekből meghatározott értékek nagyobbak, a legalacsonyabb $(E/n)_c$ értékre a γ értéke ≈ 0.03. Ilyen eltérések elfogadhatók, mivel az elektronkiváltási tényező (és ugyanakkor a különböző felületi folyamatok hozzájárulása az elektronok emissziójához) erősen függ a katód felületének állapotától [38, 90]. A jelenlegi mérések során különös figyelmet fordítottak a mérések megismételhetőségére, amelyet a katód tisztításával érték el, viszont a katódfelület minősége eltérhet a korábbi mérésekéhez képest. A [49]-ben a számolásokat olyan katódfelület esetére végezték, amely a nagyvákuum feltételekhez viszonyítva "szenyezettnek" tekinthető. Az eredményekben talált eltérés a jelenlegi mérések során elért, a korábbiakhoz képest tisztább katódfelületnek tulajdonítható. Végezetül fontos megjegyezni, hogy a jelenlegi számolások során kapott elektronkiváltási értékek nagy $(E/n)_c$ esetén jelentősen alacsonyabbak, mint a homogén tér esetén talált értékek (amely megfelel az alacsony áramú Townsend kisüléseknek) [38].

2.3.5. A katód sötét tér hossza

Az alacsony nyomású ködfénykisülésekben kispd értékek esetén, a kísérleti megfigyelések és az elméleti számolások alapján, a kisülés teljes feszültsége jó közelítéssel a katód sötét térre esik. Ebben a térrészben az elektromos tér lineárisan csökken és válik zéróvá a katód sötét tér - negatív fény határán. Ennek a téreloszlásnak és az elektronok kinetikájának figyelembevétele alapján gyakran használatos az a közelítés, amely szerint az emissziós intenzitás maximumának a pozíciója megegyezik a katód sötét tér - negatív fény határának helyével. A következőkben összehasonlítom (i) a kísérleti intenzitáseloszlásból kapott maximumhelyet, (ii) a számolt intenzitáseloszlásból kapott maximumhelyet és (iii) a számolt elektromos téreloszlás zéróhoz való extrapolációjából, a katód sötét tér - negatív fény határára kapott pozíciót. A különböző kisülési feltételekre kapott eredményeket a 2.12. ábrán mutatom be.



2.12. ábra. *A mért és a számolt intenzitáseloszlásokból, valamint a számolt elektromos téreloszlásból meghatározott katód sötét tér hossz (d_c). A szagatott vonal pd_c-nek a kisülés I/p^2 redukált áramerősségével való, $pd_c \propto (I/p^2)^{-0.26}$ szerinti skálázását mutatja.*

A számolt és a mért intenzitáseloszlásból, valamint a téreloszlásból a katód sötét tér hosszára meghatározott értékek jó egyezést mutatnak mindhárompd érték esetén. A megfigyelhető kisebb eltérések a mérések bizonytalanságának (az elektródák pozíciójának a meghatározása) tudhatók be. Figyelembe véve a katód sötét tér hosszára kapott értékeket mindegyikpd esetén, megfigyelhetjük, hogy a katód sötét térd_c hossza

a következő összefüggés szerint skálázódik:

$$pd_{\mathrm{c}} \propto (I/p^2)^{-0.26}, \tag{2.2}$$

amint az a 2.12. ábrán is látható. Ez a viselkedés hasonló a korábban réz katódú argon kisülés esetén találthoz [24] (ahol a skálázási exponens -0.2 volt).

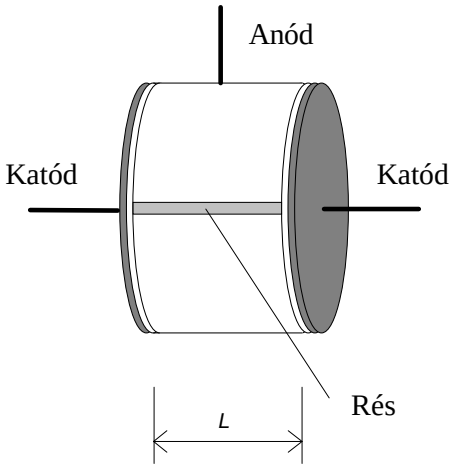
3. fejezet

Sík-párhuzamos üreges katódú kisülés modellezése: az üreges katódú effektus kialakulása

3.1. A kisülés kísérleti vizsgálata

3.1.1. Kísérleti elrendezés

A kisülési cső két sík elektródából és egy, a kisülést körülzáró fémcsőből állt (lásd 3.1. ábra).



3.1. ábra. *A kisülési cső szerkezete.*

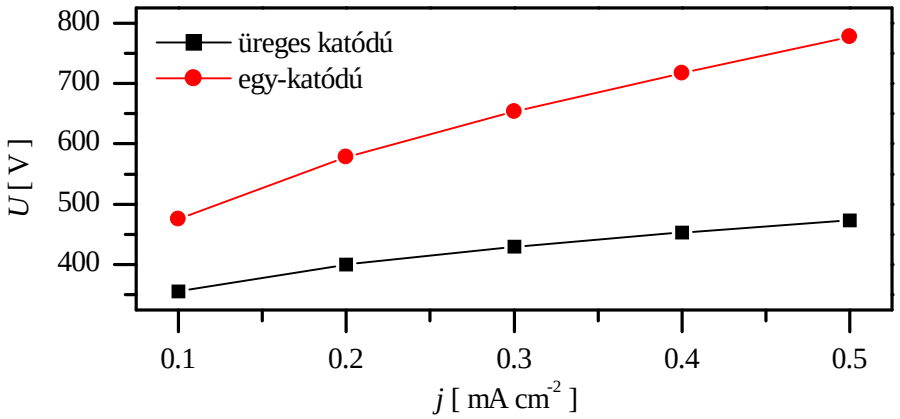
A sík elektródákat katódként, a csövet pedig anódként használtam. Az egész elrendezés egy pyrex üvegcsőben helyezkedett el. A katódok nagy tisztaságú rézből

készültek, az anód pedig aluminiumból. A 3.14 cm átmérőjű elektródák egymástól $L = 2$ cm-re helyezkedtek el az anód cső belsejében. Egy, az anódcsőbe hosszirányban vágott, 0.05 cm szélességű rés lehetővé tette a kisülés megfigyelését és a fényintenzitás mérését a kisülés hossztengelye mentén.

A méréseknél nagytisztaságú argon gázt használtam. A kisülés fényintenzitását egy PGS-2 monokromátor segítségével mértem. A kisülési csövet léptető motorral lehetett mozgatni, és így lehetővé vált az intenzitáseloszlás mérése a kisülés hossza mentén. A 476.5 nm-es argon ionvonal intenzitásának méréséhez EMI 6256S típusú elektronsokszorozót használtam, a közeli infravörösben lévő (750.3 nm, 811.5 nm) atomi vonalak esetében pedig EMI 9558B típusút.

3.1.2. Kísérleti eredmények

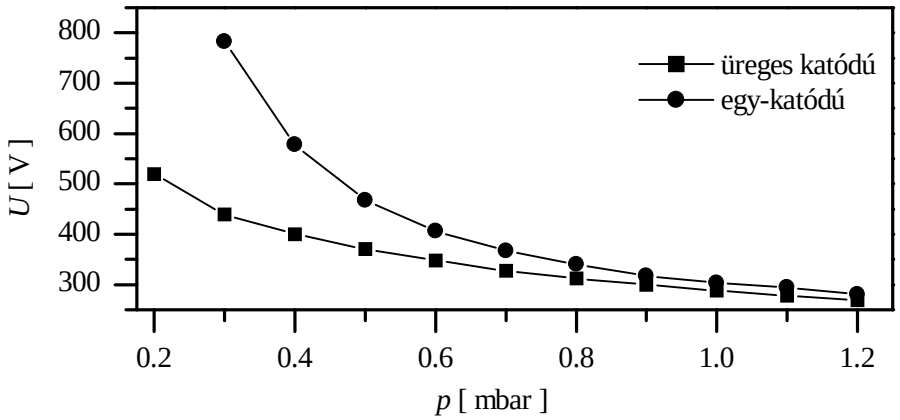
Ebben a szakaszban a mért kisülési jellemzőket, valamint az üreges katódú effektus kialakulását mutatom be a mért intenzitáseloszlások nyomásfüggésén keresztül.



3.2. ábra. *Égési feszültség az áramsűrűség függvényében az egy- és az üreges katódú kisülések esetén, $p = 0.4$ mbar nyomás mellett.*

A kísérletek során meghatároztam az áram-feszültség karakterisztikákat az egy-katódú és az üreges katódú kisülések esetén, vizsgálva az üreges katód hatását a kisülés feszültségére. A egy-katódú kisülés esetén az egyik sík elektródát katódként, a másik sík elektródát és a henger elektródát anódként használtam. A 3.2. ábrán a kisülések feszültsége látható az áramsűrűség függvényében 0.4 mbar nyomáson. Megfigyelhető, hogy ezen a nyomáson adott áramsűrűség mellett az üreges katódú kisülés lényegesen kisebb feszültségen ég, ami effektívebb ionizációt, vagyis az üreges katódú effektus létét jelzi.

A 3.3. ábrán az egy-katódú és az üreges katódú kisülések feszültsége látható a nyomás függvényében állandó $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség esetén. $p \geq 1$ mbar

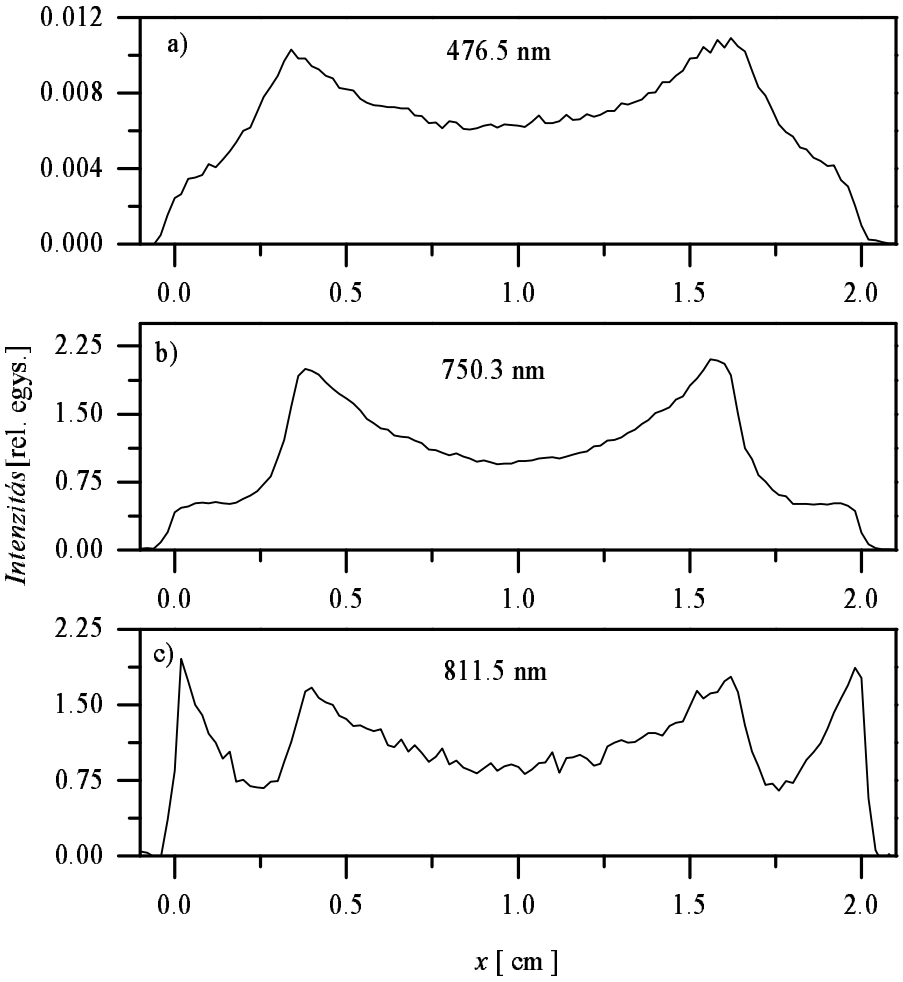


3.3. ábra. *Égési feszültség a nyomás függvényében az egy- és az üreges katódú kisülések esetén, j = 0.2 mA cm^{-2} áramsűrűség mellett.*

nyomás esetén az egy-katódú és az üreges katódú kisülések égési feszültsége azonos áramsűrűség esetén közel megegyezik. Ebben a nyomástartományban az üreges katódú kisülés két katódjánál kialakult kisülések egymástól függetlenül égnek, tehát kisülésünk egy-katódú kisülésként viselkedik. A nyomás csökkenésével az üreges katódú kisülésben a két katódhoz tartozó kisülés összekapcsolódik, és így a megnövekedett ionizációs hatásfok következtében az üreges katódú kisülés égési feszültsége jelentősen alacsonyabb lesz, mint az egy-katódú kisülésé.

A továbbiakban a fényintenzitással kapcsolatos mérési eredmények bemutatásával vizsgálom az üreges katódú effektus kialakulásának feltételeit. Méréseim során rögzítettem az Ar-I 750.3 nm, Ar-I 811.5 nm atomi és Ar-II 476.5 nm ion spektrumvonalak intenzitáseloszlását a 0.2 - 1.0 mbar nyomás és j = 0.1 - 0.5 mA cm^{-2} áramsűrűség tartományban.

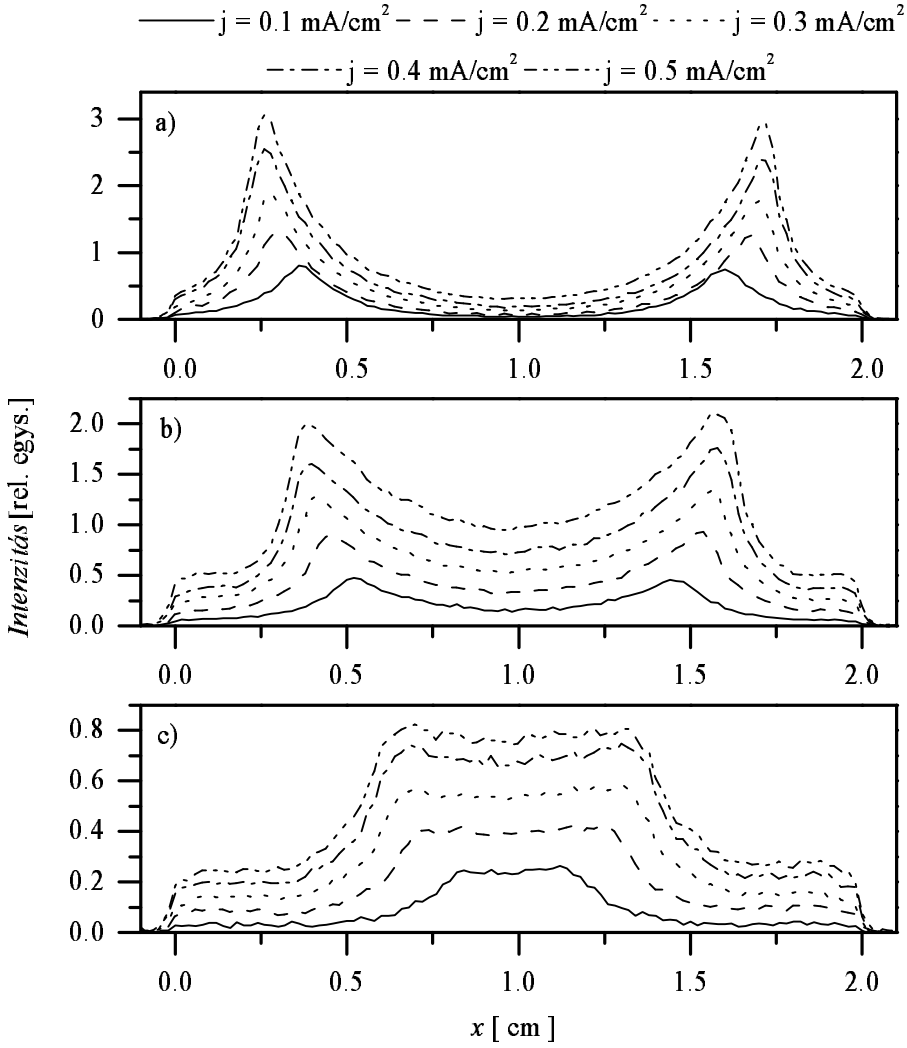
A 3.4. ábra a kiválasztott vonalak térbeli intenzitáseloszlását mutatja a katód - katód tengely mentén j = 0.5 mA cm^{-2} és p = 0.6 mbar esetén. A 476.5 nm átmenetre az adott kisülési feltételek mellett feltételezhetjük, hogy csak elektronütközéssel gerjesztődik [24]. Ennek a vonalnak az intenzitáseloszlásán két csúcs figyelhető meg a katód sötét tér - negatív fény határán (3.4. a) ábra) [91], amely a katódtól$\approx$ 0.35 cm távolságra helyezkedik el. Megfigyelhető, hogy a két katódhoz tartozó negatív fények ezen a nyomáson már összekapcsolódnak. A 750.3 nm-es vonal (lásd 3.4. b) ábra) a katód közelében a 476.5 nm-es vonaltól eltérően viselkedik. Az itt megjelenő "vállak" a katódfénynek felelnek meg. A katódfényben a fénykibocsátás a gázatomoknak a nehéz részecskékkel (gyors Ar^+ és gyors argon atomok) való gerjesztésének következménye. Ez a vonal érzékeny a nehéz részecskékkel való gerjesztésre [92,93], ennek ellenére mérésemben a katódfény intenzitása ezen a vonalon elég alacsony. Ez a kisülés alacsony égési feszültségével magyarázható, ami jelentősen alacsonyabb, mint a korábbi mérések



3.4. ábra. *A fényintenzitás térbeli eloszlása a katód - katód tengely mentén $j = 0.5$ mA cm^{-2} és $p = 0.6$ mbar esetén: a) 476.5 nm-es, b) 750.3 nm-es, c) 811.5 nm-es spektrumvonalakra. A katódok $x = 0$ és $x = 2$ cm pozíciókban helyezkednek el.*

során használt egy-katódú kisülések feszültsége, ahol erre a vonalra is jelentős intenzitást találtak a katódfényben [24, 94]. A 811.5 nm vonal nagyon effektíven gerjesztődik nehéz részecskék ütközésével [92, 93], ennek a vonalnak az intenzitása a katódfényben és a negatív fényben közel azonos nagyságú (lásd 3.4. c) ábra).

A fényintenzitás térbeli eloszlásának viselkedését a nyomás és az áramsűrűség függvényében a 3.5. ábrán szemléltetem a 750.3 nm-es átmenetre. Állandó nyomáson az áramsűrűség növekedésével a fényintenzitás növekszik. $p = 1$ mbar nyomáson a fényintenzitás maximuma a katódtól 0.25 - 0.4 cm-re helyezkedik el (az áramsűrűségtől függően), az intenzitás csúcsának helye megegyezik a katód sötét tér - negatív fény határával [95]. A katód sötét tér hossza csökken az áramsűrűség növekedésével és



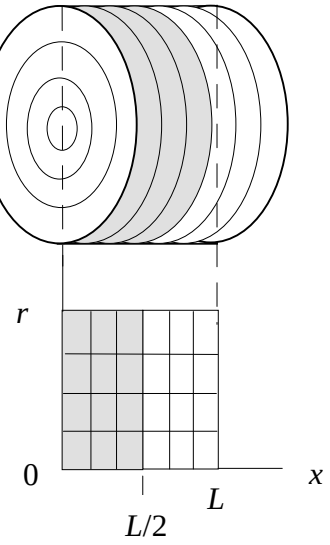
3.5. ábra. *A 750.3 nm-es vonal térbeli intenzitáseloszlása különböző áramsűrűségekre: a) $p = 1$ mbar, b) $p = 0.6$ mbar, c) $p = 0.2$ mbar nyomáson.*

növekszik a nyomás csökkenésével. A nyomás további csökkentésével a két katódhoz tartozó negatív fények kezdenek összekapcsolódni, és végül a negatív fény kitölti a kisülés középső részét (lásd 3.5. c) ábra). A 3.5. ábrán bemutatott eredmények szerint a vizsgált sík-párhuzamos üreges katódú kisülésben (a katódok közötti távolság 2 cm) az üreges katódú effektus $p \leq 0.4$ mbar nyomásokon válik jelentőssé.

3.2. A modell felépítése

A kisülést egy kétdimenziós hibridmodellel vizsgálom, amely a pozitív ionok és a lassú elektronok mozgását leíró folyadékmodulból (lásd 1.2.1. fejezet) és a gyors elektronokat követő Monte Carlo modulból (lásd 1.2.2. fejezet) tevődik össze. A kísérletek során az egyes vonalakon megfigyelt katódfény elméleti vizsgálatához a gyors ionokat és atomokat a katód sötét térben nehéz-részecske Monte Carlo szimulációval (lásd 1.2.3. fejezet) követem.

A kisülés hengerszimmetrikus, így a folyadékmodul főbb változói, az elektronok n_e és az ionok n_i sűrűsége, valamint az elektromos potenciál V, az r radiális és az x axiális koordináták függvényei. A kisülés szimmetriája miatt (két egymással szemközt lévő katód) a folyadékmodellt egy kisebb, a kisülés felét lefedő, egyenletes felosztású rácson ($N_x \times N_r = 80 \times 16$) oldottam meg (a felosztás vázlatát lásd a 3.6. ábrán).



3.6. ábra. *A kisülés rácsfelosztásának vázlata. A besatírozott rész a szimulált tartományt mutatja.*

A folyadék-egyenletek megoldásához szükséges transzport együtthatókat a következőképpen választottam. Az argon ionok mozgékonysága [82] alapján:

$$\mu_i = \frac{10^3}{p}\left(1 - 2.22 \times 10^{-3}\frac{E}{p}\right)\mathrm{cm^2V^{-1}s^{-1}} \tag{3.1}$$

ha $E/p \leq 60$ V cm^{-1} Torr^{-1}, és

$$\mu_i = \frac{8.25 \times 10^3}{p}\left(\frac{E}{p}\right)^{-\frac{1}{2}}\left[1 - 86.52\left(\frac{E}{p}\right)^{-\frac{3}{2}}\right]\mathrm{cm^2V^{-1}s^{-1}} \tag{3.2}$$

ha $E/p > 60$ V cm^{-1} Torr^{-1}. Az elektronok mozgékonyságára $\mu_e = 3 \times 10^5/p$ cm^2 V^{-1} s^{-1} értéket használtam [82]. Az argon ionok diffúziós együtthatója $D_i = 2 \times 10^2/p$ cm^2 s^{-1} [97] (p Torr-ban van megadva), az elektronok diffúziós együtthatója pedig $D_e = 3 \times 10^4/p$ cm^2 s^{-1} (a lassú elektronok energiáját 0.1eV-nak véve [51]). A falakon a részecskesűrűséget zérónak választottam, a katódpotenciált zérónak, míg az anódpotenciált a kisülés feszültségével egyenlőnek. Az $x = L/2$ szimmetriasíkon a változók x szerinti parciális deriváltját zérusnak vettem.

A katód felületéből kilépő elektronok kezdeti energiáját 0 és 5 eV között véletlenszerűen választottam, kezdeti sebességüket a katód felületére merőlegesnek vettem [5]. A katód felületén a kibocsátott elektronok fluxusának térbeli eloszlása az ide érkező ionok fluxusának eloszlásával arányos, ami a folyadékmodul eredménye. A szimulációban az elektronoknak az anódról való visszaverődését is figyelembe vettem, a visszaverődési együtthatót [84] alapján 0.4-nek választottam, az ütközéskor az elektronok energiájuk 0.5 részét veszítették el [85]. Az MC szimulációban az elektronoknak az atomokon való rugalmas szóródását, az atomok elektronütközéses gerjesztését és ionizációját vettem figyelembe. Az elemi folyamatok hatáskeresztmetszeteit [83]-ból vettem (lásd 2.4. ábra).

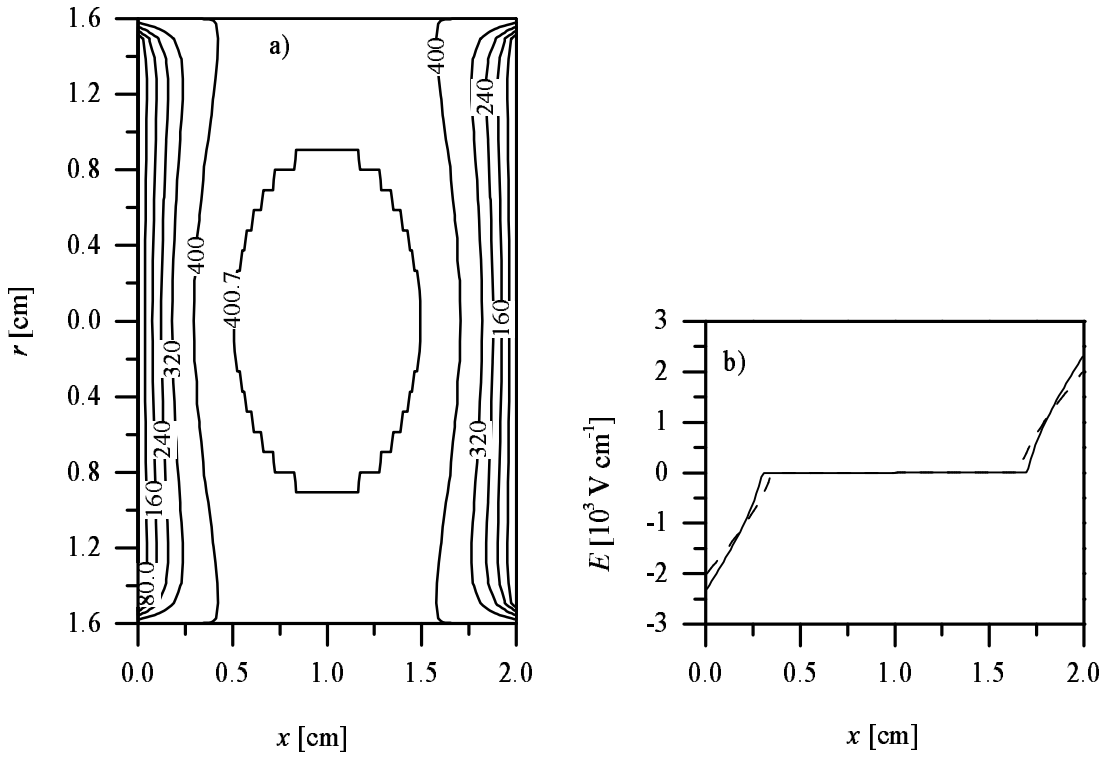
Az MC és folyadékmodulok iteratív megoldásában az elektronkiváltási tényezőt (γ) úgy változtattam, hogy a számolt áramerősség megegyezzen a mért értékkel.

A konvergált megoldással kapott elektromos térben utolsó lépésként követtem az argon atomokat és ionokat a nehéz-részecske Monte Carlo modellel, hogy megkapjam a katód közvetlen közelében történő, a katódfény létrehozásáért felelős gerjesztések térbeli eloszlását. A modellben használt hatáskeresztmetszeteket a [83]-ből vettem.

3.3. A modell eredményei

3.3.1. A kisülés általános jellemzői

A 3.7. ábrán a kisülésben lévő potenciáleloszlás és az x tengely mentén lévő elektromos téreloszlás látható $p = 0.4$ mbar nyomáson, $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség és $V = 400$ V feszültség esetén.

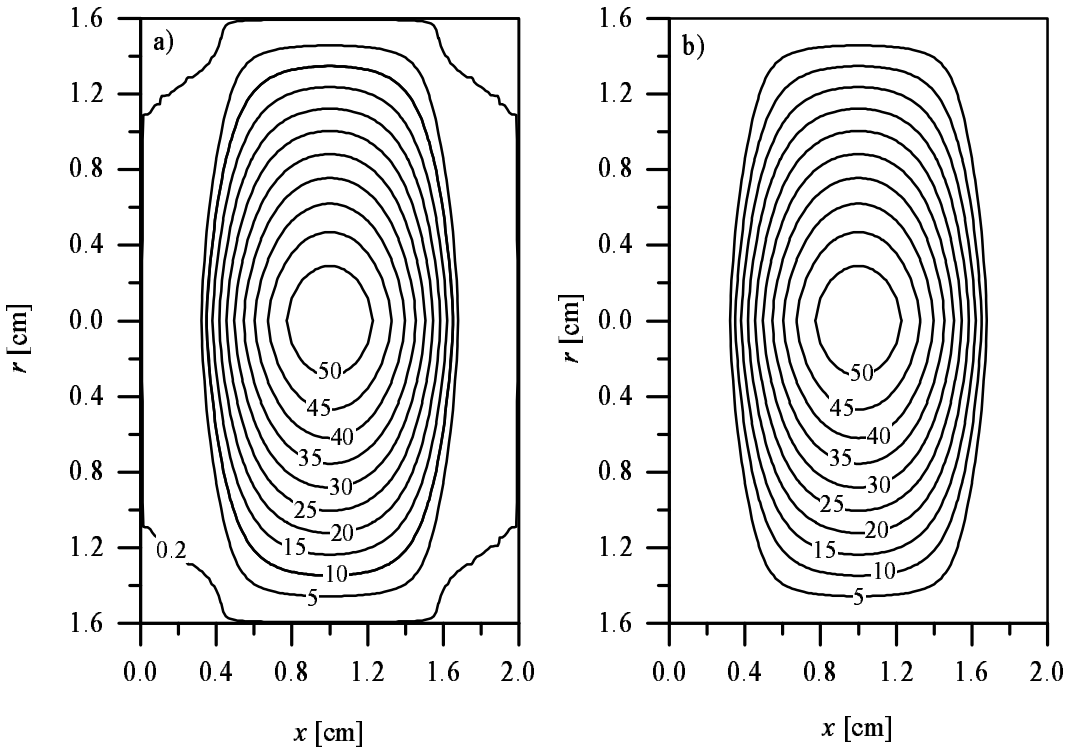


3.7. ábra. *a) A $V(x,r)$ potenciáleloszlás $p = 0.4$ mbar nyomáson és $V = 400$ V feszültség esetén. A katódok $x = 0$ és $x = 2$ cm pozíciókban találhatók, az anód belső átmérője 3.2 cm. b) Az axiális elektromos téreloszlás az x tengely mentén $r = 0$ cm (——) és 0.8 cm (– – –) esetén.*

A potenciáleloszlást vizsgálva a katód környékén megfigyelhető a katód sötét tér kialakulása, amely térrészre nagy potenciálesés jellemző. A kisülés közepén, ahol a negatív fény van jelen, egy potenciálgödör alakul ki, a plazmapotenciál ~ 0.7 V -al nagyobb, mint az anódpotenciál. A potenciálgödör benttartja a lassú elektronokat, amelyek a gyenge elektromos tér ellenében az anódhoz diffundálnak [21,23], ugyanakkor a tér a negatív fényben keletkezett ionok egy részét az anódhoz vezeti. A 3.7. b) ábrán az x tengely mentén lévő elektromos téreloszlás látható (E_x). A katód sötét térben nagy elektromos tér van jelen, míg a kisülés középső részén (negatív fény térrészben)

az elektromos tér közel zéró. A katód sötét térben az elektromos tér közel lineárisan csökken és zérussá válik a katód sötét tér végén. Ez a megfigyelés jól egyezik korábbi eredményekkel [65]. A kisülésben kialakult potenciáleloszlás igyekszik az elsődleges és a katód sötét térben kelekezett elektronokat a kisülés tengelye felé irányítani (lásd az ekvipotenciális vonalakat a 3.7. a) ábrán), a katód sötét tér legrövidebb a kisülés tengelyén, amint ez a 3.7. b) ábrán is megfigyelhető, ahol az elektromos téreloszlásr = 0.8 cm -nél is fel van tüntetve.

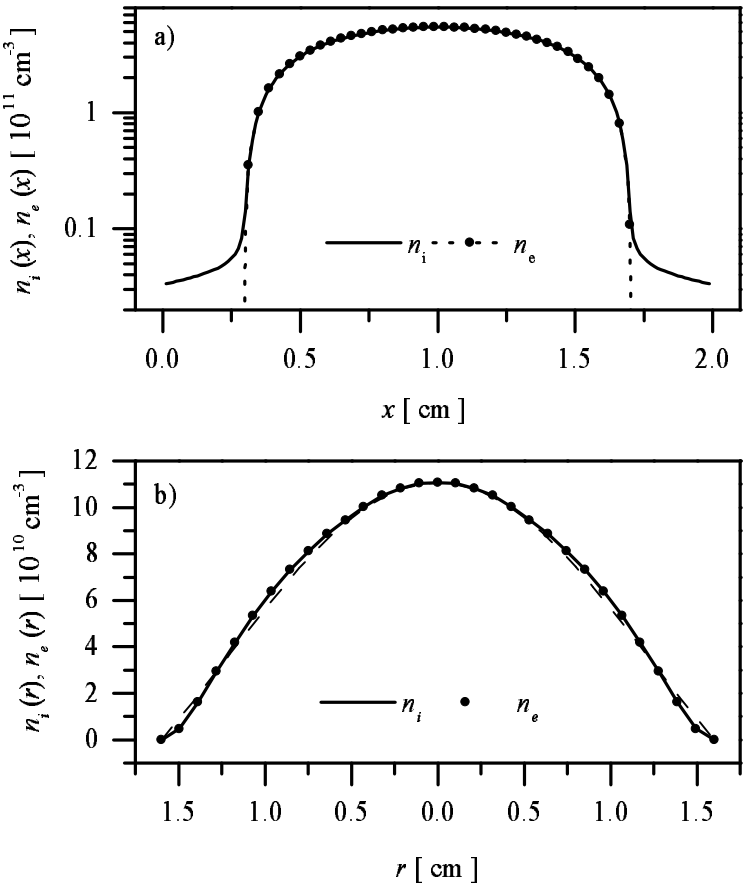
A következő ábra (3.8. ábra) az ionok ($n_i(x,r)$) és a lassú elektronok ($n_e(x,r)$) sűrűségének eloszlását mutatja. Az eredmények szerint a katód környékén domináns a



3.8. ábra. *Az Ar^+ ionok (a) és lassú elektronok (b) kétdimenziós sűrűségeloszlása p = 0.4 mbar és j = 0.2 mA cm^{-2} kisülési feltételekre. A kontúrvonalakon lévő értékek a sűrűséget adják meg 10^{10} cm^{-3} egységben.*

pozitív töltések sűrűsége (az ionok sűrűsége 3×10^9 cm^{-3}), távolodva a katódtól (a negatív fényben) az ionok és elektronok sűrűsége egyenlővé válik, egy kvázisemleges plazma alakul ki. Ez jól megfigyelhető a 3.9. a) ábrán, ahol $r = 0$ -ban az x tengely mentén lévő ion- és elektronsűrűség-eloszlásokat ($n_i(x)$ és $n_e(x)$) ábrázoltam. A negatív fény térrészben a töltések sűrűsége 0.2 mA cm^{-2} áramsűrűség esetén 5×10^{11} cm^{-3}. A 3.9. b) ábrán $x = L/2$ -nél a keresztmetszeti töltéssűrűség-eloszlást ábrázolom. Az

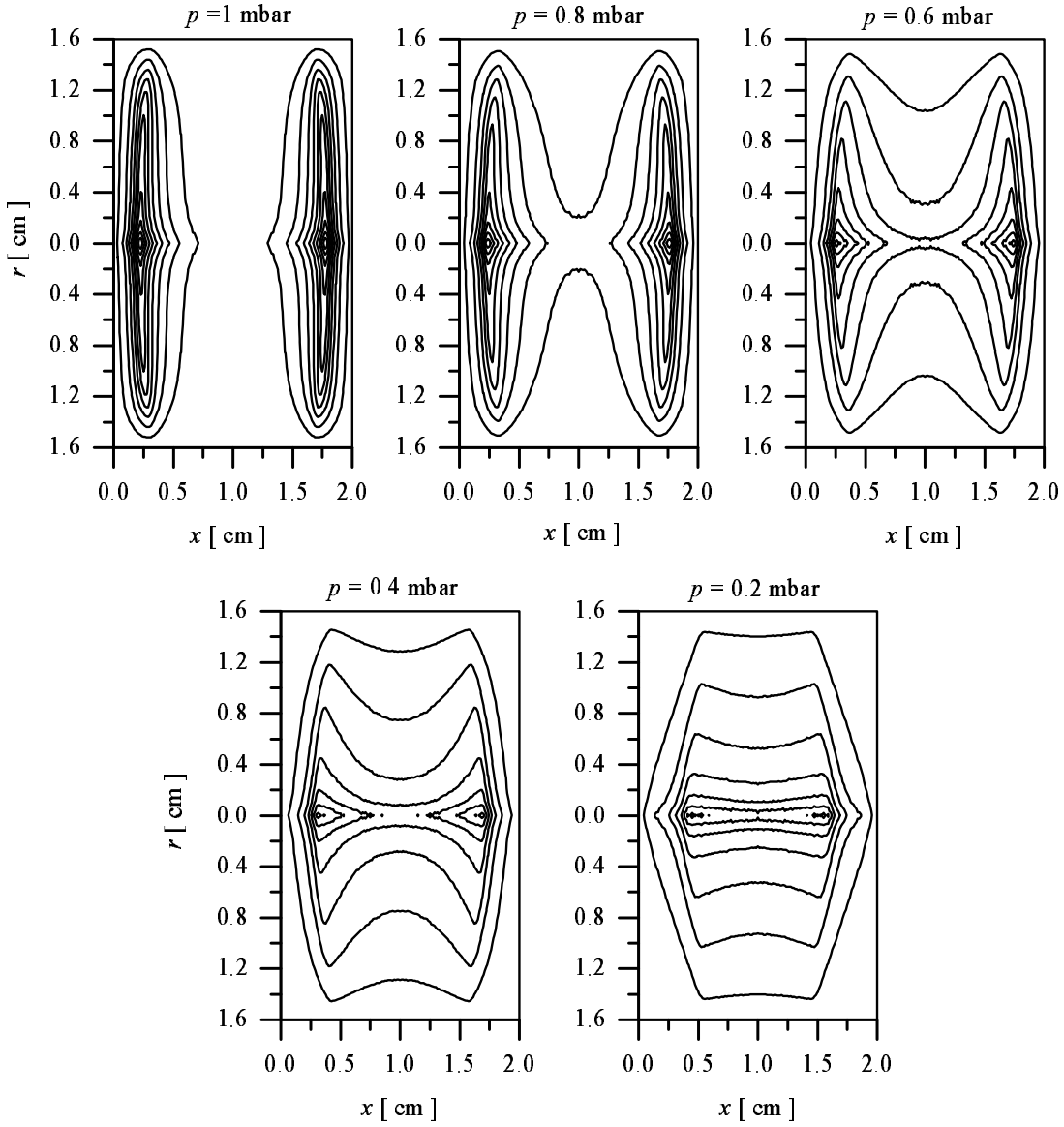
ábra szerint az anódnál csak kis tértöltés sűrűség ($n_i - n_e \sim 10^8\ cm^{-3}$) található (kis értéke miatt nem figyelhető meg a 3.9. b) ábrán). Amint várható volt egy diffúzió-dominált térrészre, a radiális töltéssűrűség a negatív fényben követi a nulladrendű Bessel függvényt (kivéve nagyon közel az anódhoz, lásd. 3.9. b) ábrán).



3.9. ábra. *Az Ar^+ ionok és lassú elektronok sűrűsége az x tengely mentén (r=0-ban) (a) és a radiális koordináta függvényében a kisülés középsíkjában, $x = L/2$ (b). Az ábra (b) részén a szagatott vonal a nulladrendű Bessel függvényt ábrázolja. Kisülési feltételek: $p = 0.4$ mbar és $j = 0.2\ mA\ cm^{-2}$.*

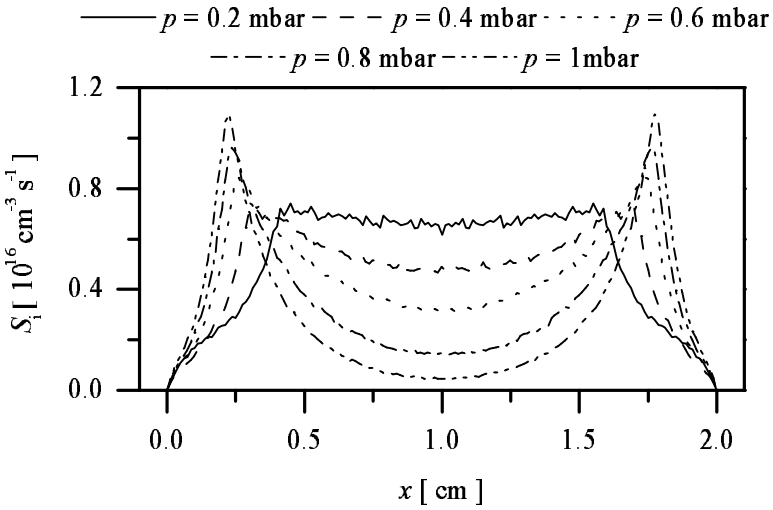
3.3.2. Az üreges katódú effektus kialakulása

Az üreges katódú effektus kialakulásának feltételeit az ionizációs forrásfüggvény nyomással való változásával mutatom be. A számolt kétdimenziós ionizációs forrásfüggvényeket $S_i(x,r)$ a 3.10. ábra szemlélteti különböző nyomásokra (0.2 - 1 mbar tartományban), állandó $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség mellett.



3.10. ábra. *Az Ar^+ ionok forrásfüggvénye különböző nyomásokra, állandó, $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség mellett. A kontúrvonalak közötti távolság 1×10^{15} cm^{-3} s^{-1} értéknek, a legkülső konturvonal pedig 1×10^{15} cm^{-3} s^{-1} értéknek felel meg. A forrásfüggvények értékeiről további információt lásd a 3.11. ábrán.*

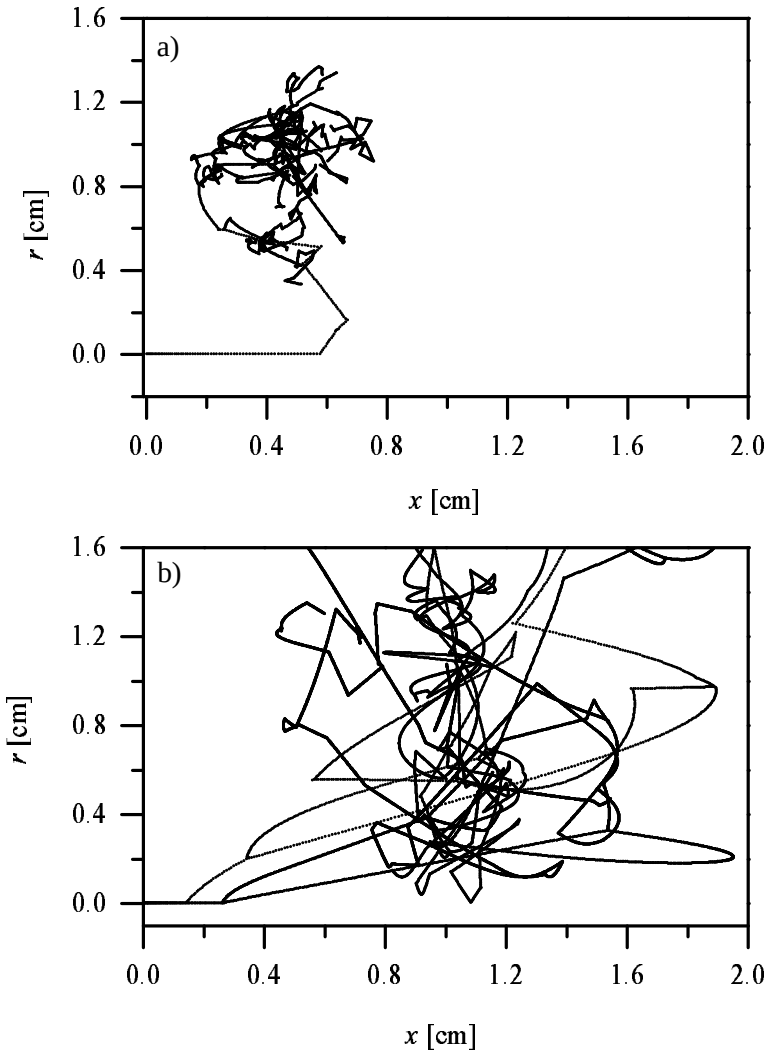
Megfigyelhető, hogy nagy nyomások esetén az ionok forrása a katód környékére koncentrálódik. A nyomás csökkenésével egyre több ion keletkezik a kisülés középső részében és kis nyomások esetén ($p \leq 0.2$ mbar) az ionizációs forrásfüggvény a kisülés közepén egyenletessé válik. A forrásfüggvénynek ez a viselkedése jól megfigyelhető a 3.11. ábrán is, ahol az ionizációs forrásfüggvény $S_i(x)$ eloszlását ábrázoltam az x tengely mentén.



3.11. ábra. *Az Ar^+ ionok forrásfüggvénye az x tengely mentén különböző nyomásokra, állandó, $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség mellett.*

A forrásfüggvényeket vizsgálva arra következtethetünk, hogy nagy nyomások esetén az egyik katód felületéről induló elektronok lelassulnak mielőtt elérik a kisülés középső részét, és így csak az adott katódhoz tartozó térrészekben képesek ionizációs ütközésekre. A nyomás csökkenésével növekszik az elektronok szabad úthossza, az elektronok egyre távolabb képesek eljutni anélkül, hogy lelassulnának, és ezáltal a szemközti katód térrészeiben is képesek résztvenni ionizációs folyamatokban. Az elektronoknak ez a viselkedése jól megfigyelhető, ha regisztráljuk az elektronok pályáját az (x, r) térben . Nagy nyomáson az elektronok elnyelődnek, vagy lassúvá válnak mielőtt elérnék a kisülés középső részét (lásd a 3.12. a) ábrán). Alacsony nyomáson az elektronok képesek behatolni a szemközti katód környezetébe, majd a tér által visszafordítva oszcilláló mozgást végezni a két katódfelület között (lásd a 3.12. b) ábrán). Az irodalom alapján oszcilláló mozgásnak nevezzük az elektronoknak a két katófelület közötti nem periodikus ide-oda mozgását.

Az általam vizsgált legalacsonyabb nyomáson ($p = 0.2$ mbar) az elsődleges (katódból kilépő) elektronok és az általuk keltett lavinákban keletkezett másodlagos elektronok 90%-a belép a szemközti katód sötét terébe, ezeknek az elektronoknak (az elektron + általuk keltett másodlagos elektronok) 80%-a oszcilláló mozgást végez a két katódfelület



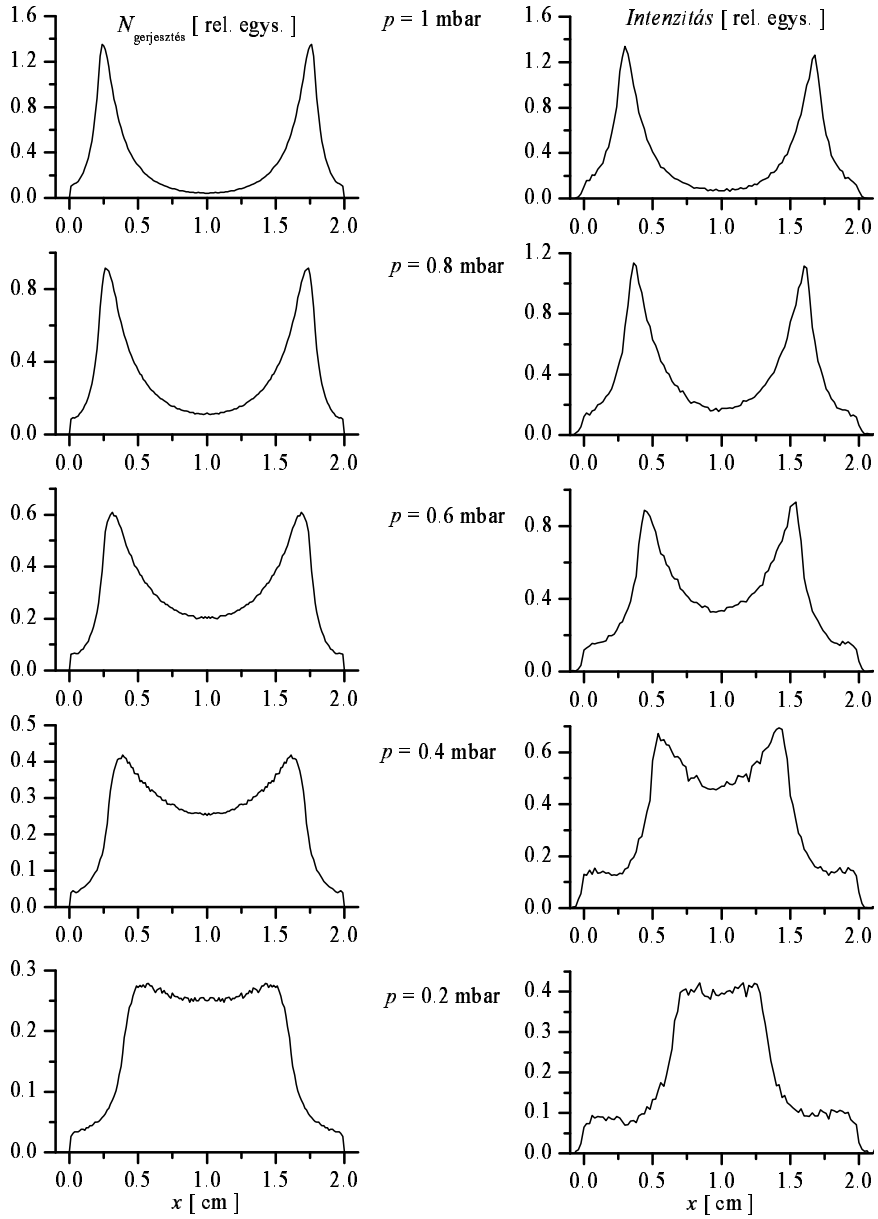
3.12. ábra. *Egy tipikus elektronlavina képe az (x, r) térben a) $p = 1$ mbar, b) $p = 0.2$ mbar nyomás esetén. (A katódok pozíciója $x = 0$ és $r = 2$ cm, az anód az $r = 1.6$ cm helyen található)*

között, egynél többször (átlagban 9-szer) lépve át a negatív fényt. $p = 0.6$ mbar nyomáson az elektronoknak csak 19%-a tudja átlépni a negatív fényt, és ezek 78%-a képes oszcilláló mozgásra. A legnagyobb nyomáson ($p = 1$ mbar) az elektronoknak csak 1%-a lépi át a negatív fényt, és ezek nem képesek oszcilláló mozgásra.

Különböző nyomások mellett vizsgálva az ionizációs forrásfüggvény viselkedését és az elektronok pályáját, arra következtethetünk, hogy a kisülésünkben az üreges katódú effektus 0.4 mbar nyomáson jelenik meg, és a nyomás csökkenésével egyre hatékonyabbá válik .

3.3.3. Mennyire hiteles a modell?

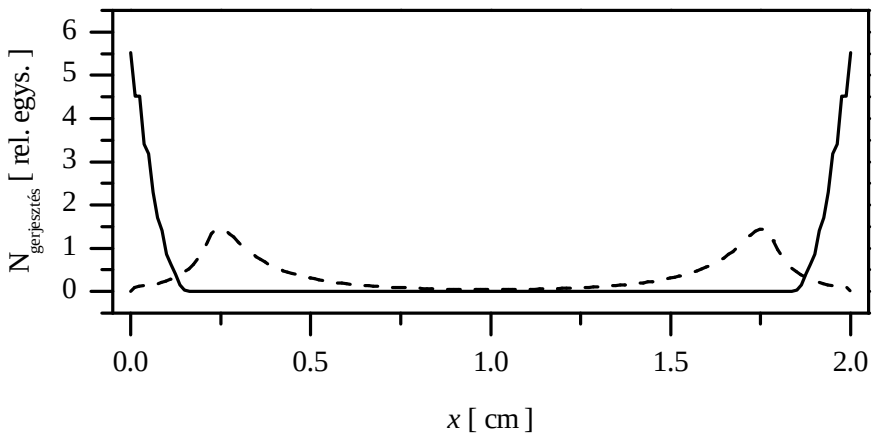
Annak érdekében, hogy képet kapjunk arról, mennyire írja le helyesen a modell a kisülést, egy kvalitatív összehasonlítást végzünk a számolási és a mérési eredmények között. A kvalitatív összehasonlításra a mért vonalintenzitások és az elektronütközéses gerjesztéssel keletkezett gerjesztett atomok számolt térbeli eloszlását használom fel.



3.13. ábra. *Az elektronütközéses gerjesztéssel keletkezett gerjesztett atomok számolt térbeli eloszlása és az Ar-I 750.3 nm-es atomi vonal mért intenzitáseloszlása azx tengely mentén, különböző nyomásokra, állandó, $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség esetén.*

A 3.13. ábrán ábrázoltam a Ar-I 750.3 nm-es atomi vonal mért intenzitáseloszlását és az elektronütközéses gerjesztéssel keletkezett gerjesztett atomok számolt eloszlását állandó, $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség mellett, különböző nyomások esetén. Az argon atomok gerjesztésének térbeli eloszlását arra a térrészre integráltam, ahonnan a kísérlet során az optikai rendszerrel a fényt összegyűjtöttem. A kísérleti eredmények bemutatására a 750.3 nm-es átmenetet választottam (itt újra megemlíteném, hogy a kísérleti eredmények rámutattak arra, hogy a különböző vonalak térbeli intenzitáseloszlása közel azonos). A 3.13. ábrán megfigyelhetjük, hogy a számolt gerjesztési eloszlás kvalitatíve jól reprodukálja a mért intenzitáseloszlás nyomás szerinti változását. Kisebb eltérések figyelhetők meg az intenzitás maximumok arányában, valamint az intenzitáscsúcsok pozíciójában.

A kísérletekben a vonalintenzitások térbeli eloszlásának mérése során közvetlenül a katód mellett megfigyelhettük a katódfény kialakulását. A fent bemutatott elektronütközéses gerjesztés-eloszlásokon láthatjuk, hogy a katód közelében történő fénykibocsátás nem magyarázható a gázatomoknak az elektronokkal történő gerjesztésével. Ebben a térrészben az elektronok még nem rendelkeznek elegendő energiával ahhoz, hogy gerjesszék a gázatomokat, így a gerjesztett atomok jelenléte az atomoknak nehéz részecskékkel (gyors atomok és ionok) való gerjesztésének tulajdonítható. Nehéz - részecske MC szimulációval követve az ionokat és gyors atomokat azt találtam, hogy a nehéz - részecskék általi gerjesztéssel reprodukálható a katód fény intenzitás-eloszlása (lásd 3.14. ábra folytonos vonala és a 3.4. a) ábra).



3.14. ábra. *A nehéz részecskék általi gerjesztés során keletkezett gerjesztett atomok (——) és az elektronütközéses gerjesztéssel keletkezett gerjesztett atomok (– – –) számolt térbeli eloszlása $p = 0.6$ mbar nyomás és $j = 0.2$ mA cm^{-2} áramsűrűség esetén.*

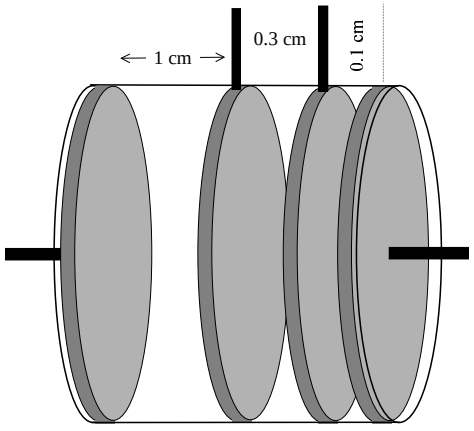
4. fejezet

Hélium kisülés vizsgálata széles nyomástartományban: a molekuláris ionok szerepe a kisülésben

4.1. A kisülés kísérleti vizsgálata

4.1.1. Kísérleti elrendezés

A kísérletekben használt kisülési cső három cellából állt, a cellákhoz tartozó elektródák átmérője 3.6 cm, az elektródák közti távolság az egyes cellákban 1 cm, 0.3 cm, illetve 0.1 cm volt.



4.1. ábra. *A kisülési cső szerkezete.*

A teljes konstrukció egy Pyrex csőben helyezkedett el, amelyet egy vákuumrendszerrel kötöttem össze. A csőben $\approx 10^{-6}$ mbar vákuumot lehetett elérni. A kísérleteknél nagytisztaságú (5.0) hélium gázt használtam. A kísérletek céljai az alábbiak voltak:

- a kisülések elektromos karakterisztikáinak meghatározása,
- a He_2^+ molekuláris ionok jelenlétének spektroszkópiai kimutatása,
- a lassú elektronok hőmérsékletének mérése.

A kísérlet igen érzékenynek bizonyult a kisülési csőből vagy a vákuumrendszerből származó maradék szennyeződésekre, pl. kis mennyiségű nitrogénre[1]. Emiatt a gáz további tisztítására volt szükség, amit egy kataforetikus kisüléssel végeztem el [100,101]. A kisülési cső gázzal való töltésekor a héliumot előbb egy olyan kisülésen engedtem keresztül, amely egy 40 cm hosszú pozitív oszlop szakaszt tartalmazott, amin 40 mA áram folyt. A pozitív oszlopú kisülésben a héliuménál alacsonyabb ionizációs potenciálú szennyeződések nagy része ionizálódik, az ionok a katódhoz folynak, és ennek következtében a kisülés anódja környékén tiszta gáz lesz jelen. A tisztítás hatékonysága nő a kisülés áramával és a pozitív oszlop hosszával. A kataforetikus kisülésen keresztül feltöltött csőben létrehozott kisülés spektrumában már nem voltak jelen a N_2^+ molekulasávok.

A kisülés impulzus üzemmódban működött (hogy csökkentsem azt az időtartamot, amikor a kisülés ég, de nem végzek méréseket, ezáltal csökkentve a katódporlás következtében a kisülésbe porlott réz mennyiségét, amely a kisülés falára rakódik le), létrehozásához 0.8 ms hosszúságú, 5 Hz ismétlési frekvenciájú négyszög áramimpulzusokat használtam. A méréseket a három cellában különböző nyomások (6 mbar $\leq p \leq$ 100 mbar) és áramsűrűségek (0.9 mA cm$^{-2} \leq j \leq$ 100 mA cm^{-2}) mellett végeztem. A mérések során rögzítettem a kisülés optikai emissziós spektrumát és megmértem az áram - feszültség karaterisztikákat, továbbá meghatároztam a lassú elektronok hőmérsékletét (T_e), a He atom 2p ^{3}P - nd ^{3}D spektrum vonalak intenzitásának alapján.

Az optikai emissziós spektrum méréséhez egy 2 m fókusztávolságú Zeiss PGS-2 monokromátort használtam. A monokromátort egy léptetőmotor vezérelte, az EMI 6256S fotoelektronsokszorozó jelét egy HF54501A digitális oszcilloszkópon keresztül egy számítógép gyűjtötte. A kísérletben meghatározott kisülési feszültség, áramsűrűség és eletronhőmérséklet bemenő paraméterekként szolgáltak a hibridmodell számára.

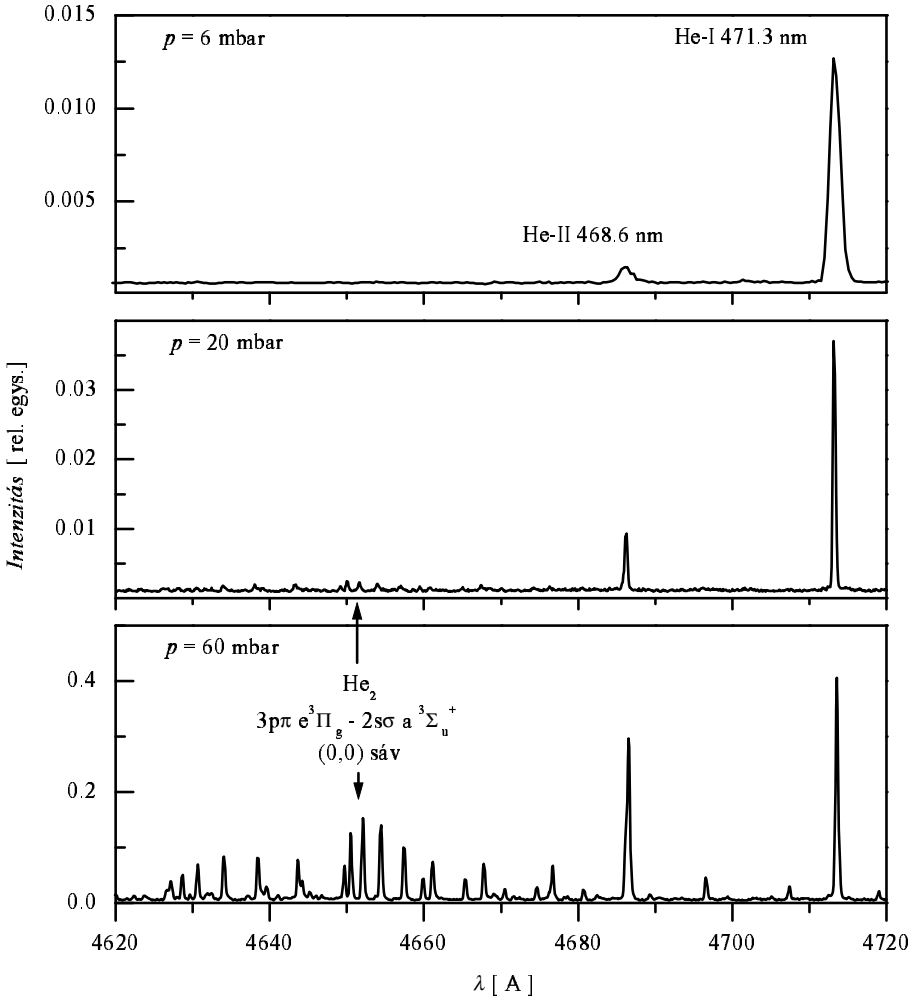
[1] A nitrogén molekulákból He_2^+ molekulákkal történő ütközésük során N_2^+ keletkezik, és ugyanakkor ennek molekulasávjai igen intenzíven gerjesztődnek [98, 99]. Ennek következtében a spektrum széles tartományán megjelenő N_2^+ sávok eltakarják a He_2 molekulasávokat (amelyeket szeretnék megfigyelni).

4.1.2. Kísérleti eredmények

A kisülés spektruma

Az emissziós spekrum vizsgálatának célja megfigyelni, milyen kisülési feltételek mellett jelennek meg a kisülésben a He_2 molekula sávjai, és ebből következtetni a He_2^+ ionok jelenlétére a kisülésben.

A kisülés spektruma a 4620 Å - 4720 Å hullámhossztartományban a 4.2. ábrán látható három esetre: (a) $p = 6$ mbar, $I = 10$ mA, $L = 1$ cm, (b) $p = 20$ mbar, $I = 111$ mA, $L = 0.3$ cm és (c) $p = 60$ mbar, $I = 1$ A, $L = 0.1$ cm. Ez a három eset azonos pL értéknek (6 mbar cm) és azonos redukált áramsűrűségnek $j/p^2 = 0.027$ mA cm^{-2} mbar^{-2} felel meg.

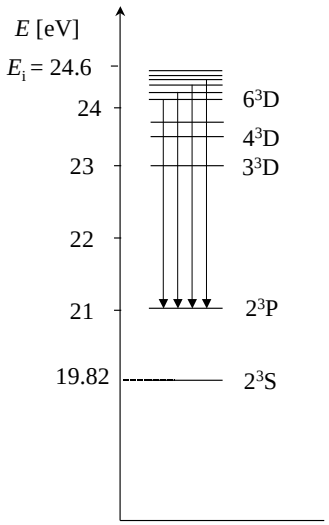


4.2. ábra. *A hélium kisülések spektruma (az eltérő vonalszélességeket a spektrográf résének különböző beállítása okozza).*

Megfigyelhető, hogy alacsony nyomáson ($p = 6$ mbar) a spektrumban csak He I és He II vonalak jelennek meg. $p = 20$ mbar nyomáson viszont a He atomi és ioni vonalak mellett, kis intenzitással megjelenik a He_2 molekula $3p\pi\ e^3\Pi_g$ - $2s\sigma\ a^3\Sigma_u^+$ (0,0) átmenetének sávja [102, 103]. A nyomás növekedésével a molekulasáv intenzitása növekszik, és $p = 60$ mbar nyomáson intenzitása már összemérhető az atomi vonalak intenzitásával. Mivel a He_2 molekula alapállapota nem stabil, a gerjesztett He_2 molekulák nem keletkezhetnek elektronütközéses folyamatban (kivéve a gyengén populált He_2 $a^3\Sigma$ metastabil állapotból), így a megfigyelt molekulasávokat nagyrészt a He_2^+ molekula rekombinációjának tulajdoníthatjuk [104, 105]. Nagy nyomásokon a spektrumban lévő nagyintenzitású molekulasávok arra utalnak, hogy ilyen nyomástartományban a kisülésben a He_2^+ molekulák sűrűsége jelentős, és ugyanakkor a rekombinációs folyamatok nagyon hatékonyak.

Elektronhőmérséklet

Mivel az ionok rekombinációja lassú elektronokkal történik, a rekombinációs folyamatok reakciósebessége erősen függ a lassú elektronok hőmérsékletétől ($dn/dt \sim T_e^{-4}$) [97]. Ahhoz, hogy a modellben minél kevesebb közelítést használjak, és így a kisülést helyesebben le tudjam írni, az elektronhőmérséklet értékeit kísérleti úton határoztam meg.



4.3. ábra. *A hélium atom termsémájának részlete.*

Az elektronhőmérséklet például a $2p\,^3P$ - nd ^{3}D He I ($n \geq 6$) vonalak intenzitásából határozható meg. Ezeknek az átmeneteknek a felső nívói közel vannak az ionizációs szinthez és egymástól ≤ 0.1 eV-ra helyezkednek el (lásd 4.3. ábrán), így az alacsony energiájú lassú elektronok képesek az atomokat egyik magasan fekvő szintről a másikra

gerjeszteni, és a szintek között lokális termodinamikai egyensúlyt létrehozni, ami az elektronhőmérséklet spektroszkópiai úton való meghatározásának feltétele.

A Griem [106] által megfogalmazott kritérium alapján a lokális termodinamikai egyensúly eléréséhez $n \geq 6$ szintek esetén, minimum 4×10^{11} cm^{-3} elektronsűrűség szükséges. Ez a kritérium teljesül az általam használt kisülési feltételek mellett.

Egy átmenet intenzitása a következő összefüggéssel adható meg:

$$I(n \rightarrow 2) = A_{n2} N_n hc/\lambda_{n2}, \tag{4.1}$$

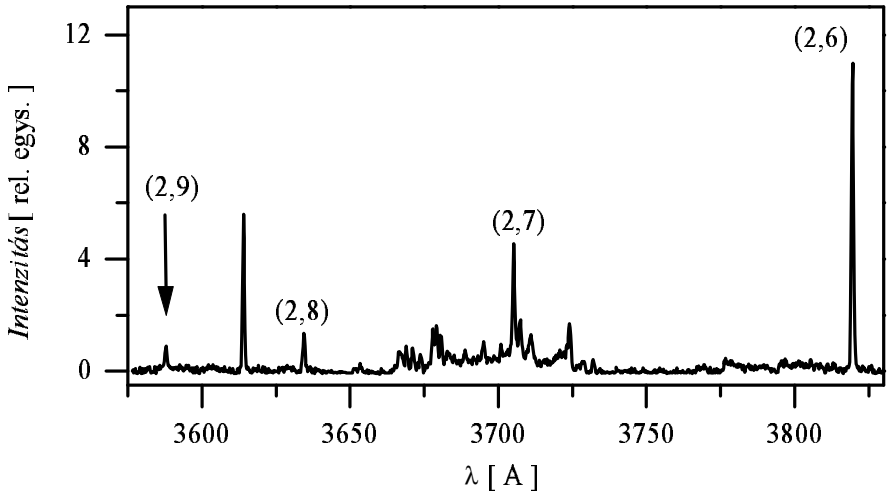
ahol A_{n2} az nd ^{3}D $\rightarrow$ 2p ^{3}P átmenet valószínűsége [107], N_n a felső nívó populációja, és λ_{n2} a sugárzás hullámhossza. Ebből az egyenletből meghatározható a felső nívók populációja, amelyek közötti viszonyt, lokális termodinamikai egyensúlyt feltételezve, Boltzmann eloszlás alapján adhatjuk meg:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp - \frac{E_m - E_n}{kT_\mathrm{e}}. \tag{4.2}$$

Következésképpen

$$\ln \frac{1}{N_m} - \ln \frac{1}{N_n} = const + \frac{E_m - E_n}{kT_\mathrm{e}}, \tag{4.3}$$

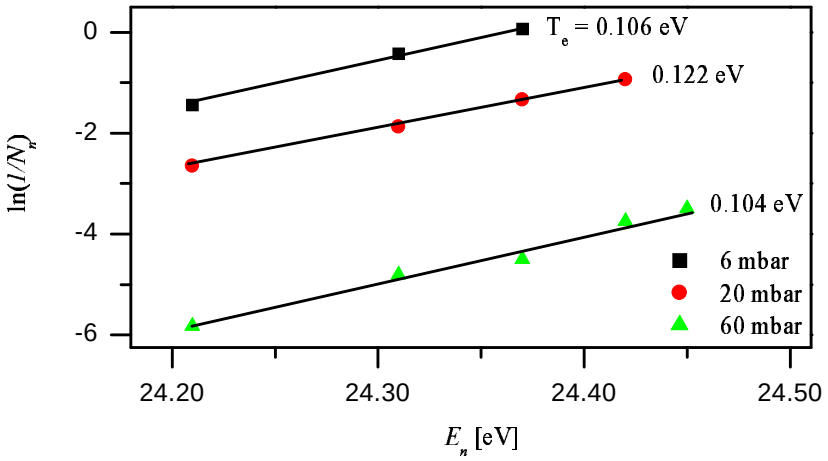
ahol $g_{n(m)}$ és $E_{n(m)}$ az $n(m)$ nívó stasztikai súlya, illetve energiája. A (4.3) egyenlet értelmében $\ln(1/N_n)$-nek E_n függvényében való ábrázolásakor kapott pontokat összekötő egyenes meredekségének reciproka megadja az elektronhőmérsékletet. A továbbiakban T_e-t elektronvoltban adom meg.



4.4. ábra. *Az elektronhőmérséklet meghatározásához mért tipikus spektrum: 2p ^3P - nd ^3D He I átmenetek p = 20 mbar esetén.*

Az elektronhőmérséklet meghatározásához mért tipikus spektrum a 3575 Å - 3830 Å spektrális tartományban a 4.4. ábrán látható. Az ábrán az $L = 0.3$ cm-es

cellában $p = 20$ mbar nyomáson mért spektrumot mutatom, megjelölve a számításokban használt spektrumvonalakat.



4.5. ábra. *A* $\ln(1/N_n)$ *az* E_n *függvényében különböző nyomásokra.*

A $\ln(1/N_n)$ értékeit E_n függvényében a 4.5. ábra mutatja az 1 cm, a 0.3 cm és a 0.1 cm-es kisülési cellák esetén $pL = 6$ mbar cm és $j/p^2 = 0.027$ mA cm^{-2} mbar^{-2} kisülési feltételek mellett. A 4.5. ábra szerint $\ln(1/N_n)$ lineárisan függ E_n-től, ami azt jelenti, hogy az energiaszintek lokális termodinamikai egyensúlyban vannak, tehát az elektronhőmérséklet meghatározható. Az így kapott elektronhőmérsékletek a vizsgált kisülési feltételek mellett a 0.1 eV - 0.12 eV intervallumba esnek.

4.2. A modell felépítése

A kisülés elméleti vizsgálatához egy egydimenziós hibridmodellt állítottam össze. A hibridmodell három különálló modulból állt. A modellben a He^+ ionok mellett figyelembe vettem a He_2^+ ionokat is, illetve a metastabil He atomokat is, mert a vizsgált nyomástartományban ezek fontos szerepet játszanak az ionizációban [97] . A kisülésben lévő ionok (atomi és molekuláris) és lassú elektronok követésére folyadékmodellt használtam, a gyors elektronokat Monte Carlo szimulációval követtem, míg a metastabilok transzportját és kinetikáját egy diffúziós-reakciós modell írta le.

A modellben figyelembe vett folyamatokat a 4.1. táblázat tartalmazza. Gyors elektronok esetén figyelembe veszem az elektronok rugalmas ütközéseit (f1), az elektronütközéses gerjesztéseket a He metastabil szintekre és néhány magasabban fekvő szintre (n = 5-ös szintig) (f2-f4), valamint az elektronütközéses ionizációs folyamatot (f5). A gerjesztett atomok (amelyekre $n \geq 3$) asszociatív ionizációs folyamatokban vehetnek részt, amelyek során atomi és molekuláris ionok keletkeznek. A szinglett metastabil atomok triplett metastabilokká, ez utóbbiak molekuláris metastabilokká konvertálódhatnak az f7 és f8 folyamatokban, ugyanakkor a szinglett metastabilok elektronokkal való ütközésük során (f9) legerjesztődhetnek és alapállapotú atomokká válhatnak. Az atomi és molekuláris ionok metastabil-metastabil asszociatív ionizációs folyamatokban keletkezhetnek (f10-f15), amely folyamatok a metastabilok veszteségét jelenti. A metastabil atomokra ugyanakkor még veszteséget jelentenek az f16-f18 folyamatok is. Az atomi ionok molekuláris ionokká konvertálódhatnak az f19 folyamat során. Az atomi és molekuláris ionok veszteségei az ütközéses sugárzásos rekombinációból (f20-f21) és a háromtest rekombinációból (f22) származnak.

A modell moduljainak felépítésekor használt jelölések:

- az indexben használt *i1*, *i2* és *e* az atomi- és molekuláris ionokra illetve elektronokra utalnak,
- az indexben használt *s*, *t* és *m* a szinglett- és triplett metastabil atomokra illetve metastabil molekulákra utalnak,
- a reakciósebességek indexei jelölik, hogy milyen részecskék között játszódik le a folyamat, pl. β_{ss} két szinglett metastabil (s) ütközése során lejátszódó asszociatív ionizációs folyamat reakciósebessége
- az *S* és *L* a forrásokat illetve veszteségeket (nyelőket) jelöli
- az indexekben szereplő további betűk a különböző modellekre illetve folyamatokra utalnak, pl. *mc*: Monte Carlo, *r*: rekombinácó, *k*: konverzió

Ezen jelöléseken kívül használt más jelöléseket az adott helyen definiálom.

4.1. táblázat. *A modellben figyelembe vett folyamatok. Az (f1)-(f5) folyamatok hatáskeresztmetszeteit [108]-ból vettem. Az (f6)-(f22) folyamatok esetén a [97]-ben megadott reakciósebességeket használtam. Az (f10)-(f15) folyamatokban a He^+ és He_2^+ ionokra vezető folyamatok valószínűsége 0.3, illetve 0.7.*

Sorszám	Folyamat	Hatáskeresztmetszet és reakciósebesség
f1	$He+e^-\rightarrow He+e^-$	f1 - f5 esetén
f2	$He+e^-\rightarrow He(T)+e^-$	$\sigma(E)$-t lásd a 4.6. ábrán
f3	$He+e^-\rightarrow He(S)+e^-$	
f4	$He+e^-\rightarrow He^*+e^-$	
f5	$He+e^-\rightarrow He^++2e^-$	
f6	$He^*+He\rightarrow He_2^{+*}+e^-$	$k = 8\times10^{-17}$ m^{3}s^{-1}
f7	$He(S)+e^-\rightarrow He(T)+e^-+0.79eV$	$\kappa_s = 5\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f8	$He(T)+2He\rightarrow He(M)+He$	$\delta = 1.13\times10^{-1}$ mbar $^{-2}$s^{-1}
f9	$He(S)+He\rightarrow 2He$	$\gamma = 8\times10^{-21}$ m^{3}s^{-1}
f10	$He(S)+He(S)\rightarrow He^++He+e^-+16.6eV$ $He_2^{+*}+e^-+19$ eV	$\beta_{ss} = 3.5\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f11	$He(T)+He(T)\rightarrow He^++He+e^-+15eV$ $He_2^{+*}+e^-+17.4$ eV	$\beta_{tt} = 1.5\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f12	$He(S)+He(T)\rightarrow He^++He+e^-+15.8eV$ $He_2^{+*}+e^-+18.2$ eV	$\beta_{st} = 3\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f13	$He(S)+He_2(M)\rightarrow He^++2He+e^-+13.9eV$ $He_2^{+*}+He+e^-+16.3$ eV	$\beta_{sm} = 3\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f14	$He(T)+He_2(M)\rightarrow He^++2He+e^-+13.1eV$ $He_2^{+*}+He+e^-+15.5$ eV	$\beta_{tm} = 2.5\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f15	$He_2(M)+He_2(M)\rightarrow He^++3He+e^-+11.3eV$ $He_2^{+*}+2He+e^-+13.7$ eV	$\beta_{mm} = 1.5\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f16	$He(S)+e^-\rightarrow He+e^-+20.6eV$	$\chi = 2.9\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f17	$He(T)+e^-\rightarrow He+e^-+19.8eV$	$\kappa_t = 4.2\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f18	$He(M)+e^-\rightarrow He+e^-+17.9eV$	$\kappa_m = 3.8\times10^{-15}$ m^{3}s^{-1}
f19	$He^++2He\rightarrow He_2^{+*}+He$	$\eta = 5.1\times10^{-1}$ mbar^{-2}s^{-1}
f20	$He^++2e^-\rightarrow He^*+e^-$	$k_{e1} = 6\times10^{-32}$ m^{6}s^{-1}
f21	$He_2^{+*}+2e^-\rightarrow He_2^*+e^-$	$k_{e2} = 4\times10^{-32}$ m^{6}s^{-1}
f22	$He_2^{+*}+e^-+He\rightarrow He_2^*+He$	$k_{02} = 5\times10^{-39}$ m^{6}s^{-1}

Megjegyzés: He(S), He(T) és He(M) jelöli az atomi szinglett, triplett, illetve molekuláris metastabilokat. A reakciósebességek indexei jelöli, hogy milyen részecskék között játszódik le a folyamat, pl. β_{ss} két szinglett metastabil (s) ütközése során lejátszódó asszociatív ionizációs folyamat reakciósebessége.

4.2.1. Folyadékmodul

Mivel a kisülésben figyelembe vettem a molekuláris ionokat is, egy háromkomponensű folyadékmodellre volt szükség. Ebben az esetben a töltött részecskékre érvényes kontinuitási-egyenletet (lásd 1.2.1. fejezet) a lassú elektronok és atomi ionok mellett a molekuláris ionokra is felírtam. E háromkomponensű folyadék esetén a potenciáleloszlás meghatározásához szükséges Poisson-egyenlet a következőképpen alakult:

$$\triangle V = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_{\mathrm{i}1} + n_{\mathrm{i}2} - n_{\mathrm{e}}), \tag{4.4}$$

ahol e az elemi töltést jelöli, $n_{\mathrm{i}1}$, $n_{\mathrm{i}2}$ és n_{e} az atomi ionok, a molekuláris ionok, illetve az elektronok sűrűségét, ϵ_0 pedig a vákuum dielektromos állandója.

A folyadék-egyenletek megoldásához szükséges transzport együtthatókat az irodalomból a következőképpen választottam. Az elektronok mozgékonyságát héliumban $\mu_{\mathrm{e}} = 1.33{\times}10^6/p\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{V}^{-1}\ \mathrm{s}^{-1}$-nek [82] (ahol p mbar-ban van megadva), diffúziós együtthatóját pedig $D_{\mathrm{e}} = \mu_{\mathrm{e}}\ T_{\mathrm{e}}$-nek választottam. Az atomi ionok mozgékonyságát [108]-ből vettem, az itt megadott adatokra a következő függvény illeszthető:

$$\mu_{\mathrm{i}1} = \frac{11608}{p}\frac{1}{(1+(0.045\times E/p)^{1.26})^{0.41}}\mathrm{cm}^2\ \mathrm{V}^{-1}\ \mathrm{s}^{-1}, \tag{4.5}$$

ahol az E elektromos tér és a p nyomás V cm^{-1}, illetve mbar egységekben van megadva. A molekuláris ionok mozgékonyságát $E/n \leq 43$ Td -re [109]-ból vettem, nagyobb redukált térerősség estén, $E/n \geq 43$ Td-re, pedig [110]-ból, így:

$$\mu_{\mathrm{i}2} = \frac{54\times10^{23}}{n}\left(\frac{40}{E/n}\right)^{0.3}\mathrm{cm}^2\ \mathrm{V}^{-1}\ \mathrm{s}^{-1}. \tag{4.6}$$

Az atomi és molekuláris ionok diffúziós együtthatóját $D_{(\mathrm{i}1)(\mathrm{i}2)} = \mu_{(\mathrm{i}1)(\mathrm{i}2)}T_{\mathrm{i}}$ -nek választottam, ahol $T_{\mathrm{i}} = 0.026$ eV (ez megfelel 300 K gázhőmérsékletnek).

A lassú elektronok forrását Monte Carlo szimulációval határoztam meg. Az (f5)-(f6) reakciókból származó atomi és molekuláris ionok forrását az MC modulban, az (f10)-(f15) reakciókból eredő forrásokat a metastabil modulban határoztam meg. Az ionkonverzióból (f19) származó molekuláris ionok forrását ($S_{\mathrm{ki}2}$), illetve atomi ionok veszteségét ($L_{\mathrm{ki}1}$) a következő formula segítségével számoltam:

$$S_{\mathrm{ki}2}(x) = L_{\mathrm{ki}1}(x) = \eta p^2 n_{\mathrm{i}1}(x), \tag{4.7}$$

ahol η a reakciósebességet jelöli. A lehetséges rekombinációs folyamatok reakciósebességeit [97] összehasonlítva azt találtam, hogy az atomi ionok esetén az ütközéses-sugárzásos rekombináció (f20) dominál, a molekuláris ionok esetén pedig a lényeges rekombinációs folyamatok az ütközéses - sugárzásos rekombináció (f21) és a háromtest rekombináció (f22). A molekuláris ionok esetén általában fontosnak talált disszociációs

rekombinációs veszteség az általam vizsgált feltételek mellett a He_2^+ ionokra nagyságrendekkel kisebb a többi rekombinációs veszteségnél [111, 112]. Figyelembe véve a fent felsorolt rekombinációs folyamatokat a töltések vesztesége a következőképpen írható fel:

$$L_{\mathrm{ri1}}(x) = k_{\mathrm{e1}} n_{\mathrm{e}}^2(x) n_{\mathrm{i1}}(x) \left(\frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{g}}}\right)^{-y_1}, \tag{4.8}$$

$$L_{\mathrm{ri2}}(x) = k_{02} n n_{\mathrm{i2}}(x) n_{\mathrm{e}}(x) \left(\frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{g}}}\right)^{-x_2} + k_{\mathrm{e2}} n_{\mathrm{i2}}(x) n_{\mathrm{e}}^2(x) \left(\frac{T_{\mathrm{e}}}{T_{\mathrm{g}}}\right)^{-y_2}, \tag{4.9}$$

$$L_{\mathrm{re}}(x) = L_{\mathrm{ri1}}(x) + L_{\mathrm{ri2}}(x), \tag{4.10}$$

ahol $L_{\mathrm{ri1}}(x)$, $L_{\mathrm{ri2}}(x)$ és $L_{\mathrm{re}}(x)$ az atomi, molekuláris, illetve lassú elektronok rekombinációs veszteségei, n a gáz sűrűsége, T_{e} és T_{g} a lassú elektronok, illetve a gáz hőmérséklete. Az y_1, x_2, y_2 kitevőket Deloche *et al.* [97] alapján: $y_1 = 4$, $x_2 = 1$ és $y_2 = 4$ értékekre vettem.

A folyadék-egyenleteket egy 200 pontra osztott intervallumon oldottam meg. Határfeltételként a töltéssűrűségeket az elektródákon zérusnak vettem, a katódpotenciál zéróval, az anódpotenciál a kisülési feszültséggel egyezett meg.

4.2.2. Monte Carlo modul

A gyors elektronokat Monte Carlo (MC) szimulációval követtem (lásd 1.2.2 szakasz). A különböző elektronütközéses folyamatokhoz tartozó hatáskeresztmetszeteket a [108]-ból vettem (lásd 4.6. ábra).

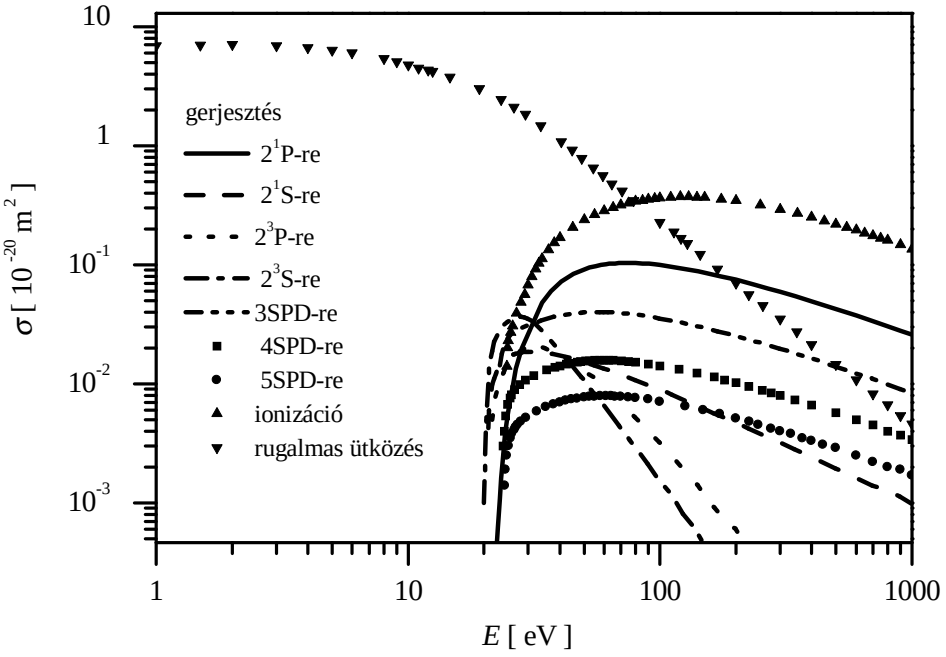
Az atomi ionok és a metastabil atomok forrásfüggvényeit ($S_{\mathrm{mci1}}(x)$, illetve $S_{\mathrm{s(t)}}(x)$) az egyes ütközések során keletkezett ionokból és metastabilokból építettem fel. Az elektronokat a lassú elektronok csoportjába soroltam, ha energiájuk (kinetikus + potenciális) kisebb lett, mint a hélium atomok gerjesztéséhez szükséges energia.

Az MC modulban az elektronokra vonatkozó folyamatok mellett figyelembe vettem az asszociatív ionizációs folyamatot is (f6), amely során molekuláris hélium ionok keletkeznek. Ebben a folyamatban gerjesztett atomok ($n \geq 3$ nívók esetén) ütköznek alapállapotú atomokkal [113, 114]. Az így keletkezett molekuláris ionok forrása S_{mci2} a következőképpen határozható meg:

$$S_{\mathrm{mci2}}(x) = k n^*(x) n \ , \tag{4.11}$$

$$n^*(x) = \frac{S^*(x)}{1/\tau + kn} \ , \tag{4.12}$$

ahol $n^*(x)$ a gerjesztett atomok sűrűsége, $S^*(x)$ és τ a gerjesztett atomok forrása, illetve élettartama [115], n pedig a gáz sűrűsége. A k együttható értéke a 4.1 táblázatban van megadva. Ebben a folyamatban a molekuláris ionok mellett gyors elektronok keletkeznek, amelyek forrása $S_{\mathrm{gye}}(x) = S_{\mathrm{mci2}}(x)$, és amelyeket MC szimulációval követtem.



4.6. ábra. *Elektronütközéses folyamatok hatáskeresztmetszetei az elektronenergia függvényében [108].*

4.2.3. Metastabil modul

A metastabil atomok és molekulák egymással való ütközésekor végbemenő asszociatív ionizációs folyamatok során atomi és molekuláris ionok keletkeznek. Az atomi és molekuláris metastabilok transzportját és kinetikáját három diffúziós egyenlettel írhatjuk le, amelyek csatolt parciális differenciál-egyenletek. A diffúziós-reakciós egyenletek felírásakor figyelembe vettem az (f7)-(f18) (lásd 4.1. táblázat) folyamatokból származó forrásokat és veszteségeket, illetve a MC szimulációval számolt elektronütközéses folyamatokból származó metastabil forrásokat:

$$\frac{\partial n_\mathrm{s}}{\partial t} = D_\mathrm{s}\nabla^2 n_\mathrm{s} + S_\mathrm{s} - \gamma n_\mathrm{s} n - \kappa_\mathrm{s} n_\mathrm{e} n_\mathrm{s} - \beta_\mathrm{ss} {n_\mathrm{s}}^2 - \beta_\mathrm{st} n_\mathrm{s} n_\mathrm{t} - \beta_\mathrm{sm} n_\mathrm{s} n_\mathrm{m} - \chi_\mathrm{s} n_\mathrm{e} n_\mathrm{s} = 0, \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial n_\mathrm{t}}{\partial t} = D_\mathrm{t}\nabla^2 n_\mathrm{t} + S_\mathrm{t} + \kappa_\mathrm{s} n_\mathrm{e} n_\mathrm{s} - \beta_\mathrm{tt} {n_\mathrm{t}}^2 - \beta_\mathrm{st} n_\mathrm{t} n_\mathrm{s} - \delta p^2 n_\mathrm{t} - \beta_\mathrm{tm} n_\mathrm{t} n_\mathrm{m} - \chi_\mathrm{t} n_\mathrm{e} n_\mathrm{t} = 0, \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial n_\mathrm{m}}{\partial t} = D_\mathrm{m}\nabla^2 n_\mathrm{m} - \beta_\mathrm{mm} {n_\mathrm{m}}^2 - \beta_\mathrm{tm} n_\mathrm{m} n_\mathrm{t} + \delta p^2 n_\mathrm{t} - \beta_\mathrm{sm} n_\mathrm{m} n_\mathrm{s} - \chi_\mathrm{m} n_\mathrm{e} n_\mathrm{m} = 0, \quad (4.15)$$

ahol $n_{\mathrm{s(t)(m)}}$ és $D_{\mathrm{s(t)(m)}}$ a szinglett és triplett atomi metastabilok és a molekuláris metastabilok sűrűsége, illetve diffúziós együtthatója, β, δ, γ, κ, χ a figyelembe vett folyamatok reakciósebességei (lásd 4.1. táblázat). A diffúziós együtthatókat [97]-ból vettem: $D_\mathrm{s}p = 598.5$ cm^2 mbar s^{-1}, $D_\mathrm{t}p = 558.6$ cm^2 mbar s^{-1} és $D_\mathrm{m}p = 405.65$ cm^2 mbar s^{-1}.

Az időfüggetlen (stacionárius állapotra vonatkozó) egyenleteket direkt módon oldottam meg, a köztük lévő csatolást iterációkat használva vettem figyelembe. Az egyenleteket ugyanazon a rácson oldottam meg, mint a folyadék-egyenleteket. Határfeltételként a falakon zérus sűrűséget tételeztem fel. Megoldva ezeket az egyenleteket megkaptam a metastabil atomok és molekulák sűrűségét, amelyekből meghatározható az (f10)-(f15) reakciókban keletkező atomi (S_{mi1}) és molekuláris (S_{mi2}) ionok forrása. A források $S_{\mathrm{mi1}} = 0.3S_{\mathrm{m}}$ és $S_{\mathrm{mi2}} = 0.7S_{\mathrm{m}}$ segítségével számolhatók, ahol:

$$S_{\mathrm{m}}(x) = \beta_{\mathrm{ss}} {n_{\mathrm{s}}}^2(x) + \beta_{\mathrm{tt}} {n_{\mathrm{t}}}^2(x) + \beta_{\mathrm{st}} n_{\mathrm{t}}(x) n_{\mathrm{s}}(x) + \beta_{\mathrm{mm}} {n_{\mathrm{m}}}^2(x) + \beta_{\mathrm{tm}} n_{\mathrm{m}}(x) n_{\mathrm{t}}(x) + \beta_{\mathrm{sm}} n_{\mathrm{m}}(x) n_{\mathrm{s}}(x). \tag{4.16}$$

A 0.3 és 0.7 együtthatók az atomi, illetve molekuláris ionok keletkezésének valószínűségét adják meg a metastabil - metastabil ütközések során [97].

Az (f16)-(f18) folyamatok során (metastabilok legerjesztődése) a kisülésből lassú elektronok tűnnek el, az elektronok vesztesége:

$$L_{\mathrm{me}}(x) = \chi_{\mathrm{m}} n_{\mathrm{e}}(x) n_{\mathrm{m}}(x) + \chi_{\mathrm{t}} n_{\mathrm{e}}(x) n_{\mathrm{s}}(x) + \chi_{\mathrm{s}} n_{\mathrm{e}}(x) n_{\mathrm{t}}(x) \ . \tag{4.17}$$

Az (f10)-(f18) reakciókban keletkezett 15 eV és 19 eV közötti kinetikus energiával rendelkező gyors elektronokat MC szimulációval követtem. Ezeknek a gyors elektronok a forrása:

$$S_{\mathrm{gye}}(x) = \beta_{\mathrm{ss}} {n_{\mathrm{s}}}^2(x) + \beta_{\mathrm{st}} n_{\mathrm{s}}(x) n_{\mathrm{t}}(x) + \beta_{\mathrm{tt}} {n_{\mathrm{t}}}^2(x) + \beta_{\mathrm{sm}} n_{\mathrm{s}}(x) n_{\mathrm{m}}(x) + \beta_{\mathrm{mm}} {n_{\mathrm{m}}}^2(x) + \beta_{\mathrm{tm}} n_{\mathrm{m}}(x) n_{\mathrm{t}}(x) \ . \tag{4.18}$$

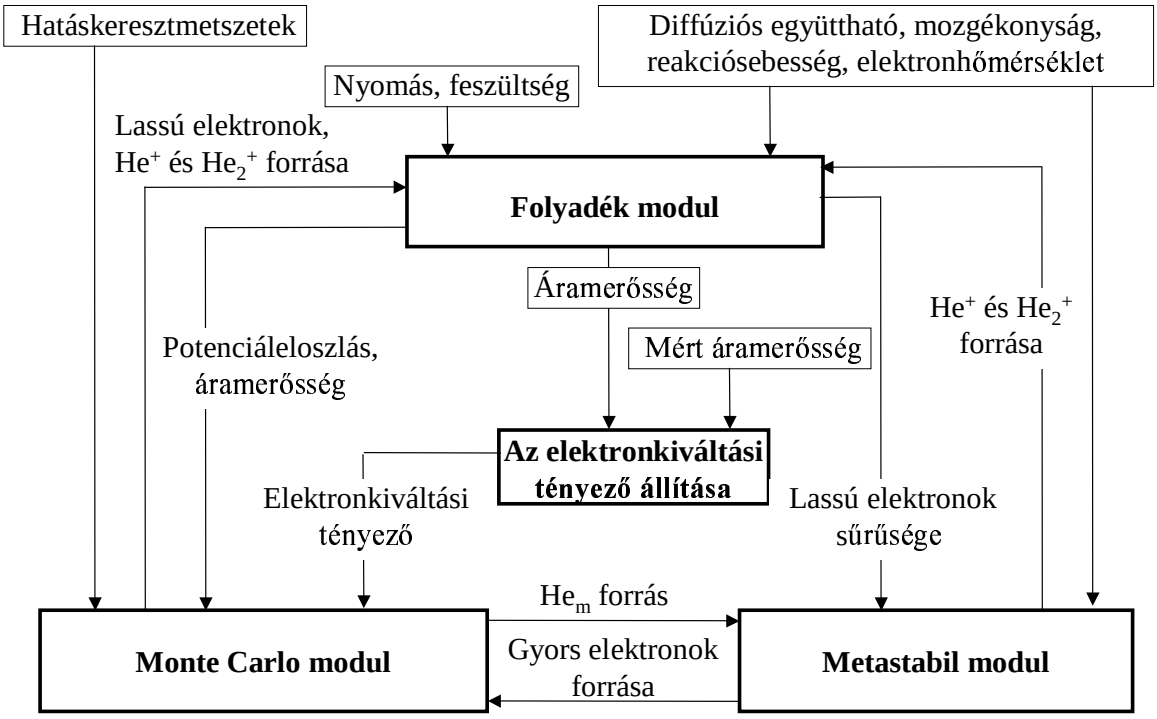
4.2.4. Hibridmodell

A modell szerkezetét és megoldási algoritmusát az 4.7. ábra szemlélteti. Az első lépésben a folyadékmodult oldottam meg források és veszteségek nélkül, és így egy kezdeti téreloszlást kaptam, amelyben következő lépésként a kezdeti (a katódból kilépő) elektronokat követtem az MC szimulációval. Az MC modulban meghatároztam a lassú elektronok ($S_{\mathrm{e}}(x)$), atomi ($S_{\mathrm{mci1}}(x)$) és molekuláris ($S_{\mathrm{mci2}}(x)$) ionok, illetve szinglett ($S_{\mathrm{s}}(x)$) és triplett ($S_{\mathrm{t}}(x)$) metastabil atomok forrásait, amelyeket az áram aktuális értékével normáltam (lásd 1.2.2. fejezet). Az így meghatározott metastabil forrásokkal megoldottam a metastabil modult, amelyből további atomi és molekuláris ionforrásokat nyertem. A következő ciklusban a folyadékmodult az MC- és metastabil modulokból újonnan kapott elektron- és ionforrásokkal valamint veszteségekkel oldottam meg:

Ionforrások:

$$S_{\mathrm{i1}}(x) = S_{\mathrm{mci1}}(x) + S_{\mathrm{mi1}}(x), \tag{4.19}$$

$$S_{\mathrm{i2}}(x) = S_{\mathrm{mci2}}(x) + S_{\mathrm{mi2}}(x) + S_{\mathrm{ki2}}(x), \tag{4.20}$$



4.7. ábra. *A modell szerkezete.*

Ionveszteségek:

$$L_{\mathrm{i1}}(x) = L_{\mathrm{ri1}}(x) + L_{\mathrm{ki1}}(x), \tag{4.21}$$

$$L_{\mathrm{i2}}(x) = L_{\mathrm{ri2}}(x), \tag{4.22}$$

Elektronveszteség:

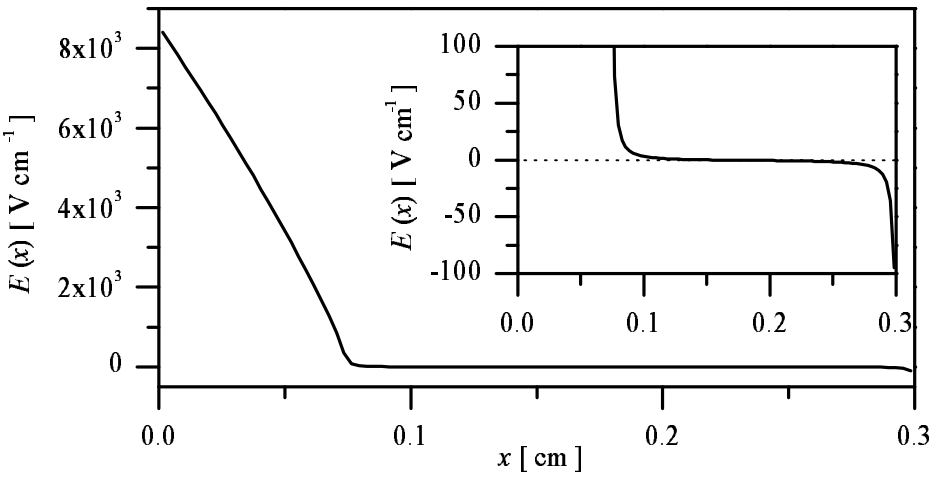
$$L_{\mathrm{e}}(x) = L_{\mathrm{re}}(x) + L_{\mathrm{me}}(x)\ , \tag{4.23}$$

ahol $S_{\mathrm{mci1}}(x)$ és $S_{\mathrm{mi1}}(x)$ elektronütközéses, illetve metastabil - metastabil asszociatív ionizációból származó atomi ionok forrása; $S_{\mathrm{mci2}}(x)$, $S_{\mathrm{mi2}}(x)$ és $S_{\mathrm{ki2}}(x)$ az asszociatív ionizációból, metastabil - metastabil asszociatív ionizációból, illetve ionkonverzióból származó molekuláris ionok forrása; $L_{\mathrm{ri1}}(x)$ és $L_{\mathrm{ki1}}(x)$ az atomi ionok rekombinációs folyamatokból, illetve ionkonverzióból származó vesztesége; $L_{\mathrm{ri2}}(x)$ a molekuláris ionok rekombinációs vesztesége; $L_{\mathrm{re}}(x)$ és $L_{\mathrm{me}}(x)$ pedig az elektronok vesztesége a rekombinációs és metastabil legerjesztési folyamatokban. A folyadékmodul után újra az MC modult futattam, és így tovább, amíg el nem értem a stacionárius állapotot. A megoldás során az elektronkiváltási tényezőt úgy változtattam, hogy a modell által adott áramerősség értéke megegyezzen a mért értékkel.

4.3. A modell eredményei

4.3.1. A kisülés általános jellemzői

Ebben a szakaszban az $L = 0.3$ cm-es cella esetén $p = 20$ mbar, $I = 111$ mA és $V = 350$ V kisülési feltételek mellett kapott kisülési jellemzőket ismertetem.

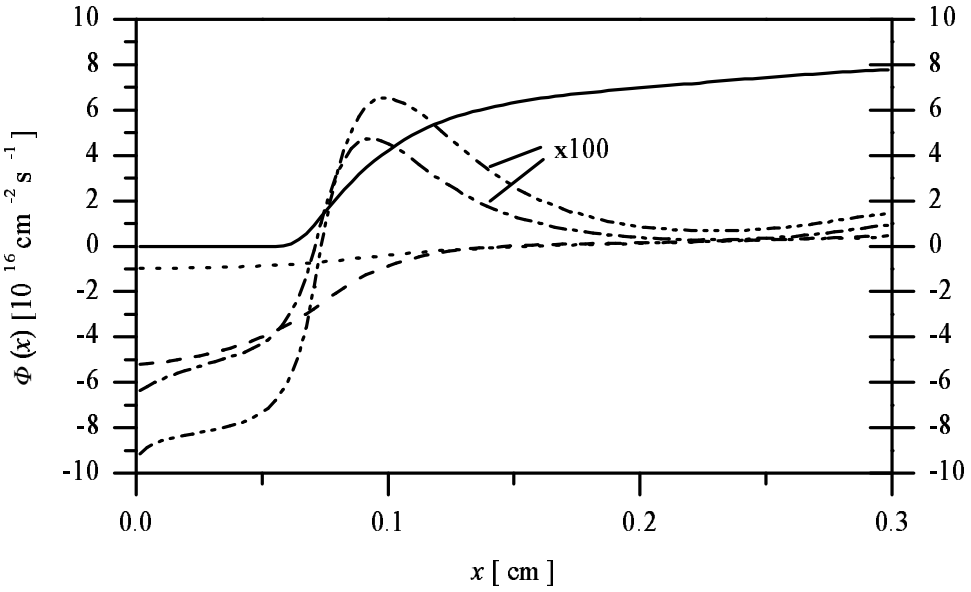


4.8. ábra. *Az elektromos téreloszlás a kisülésbenp = 20 mbar, V = 350 V és I = 111 mA kisülési feltételek mellett. A betétábra a negatív fény térrészben lévő elektromos téreloszlást mutatja.*

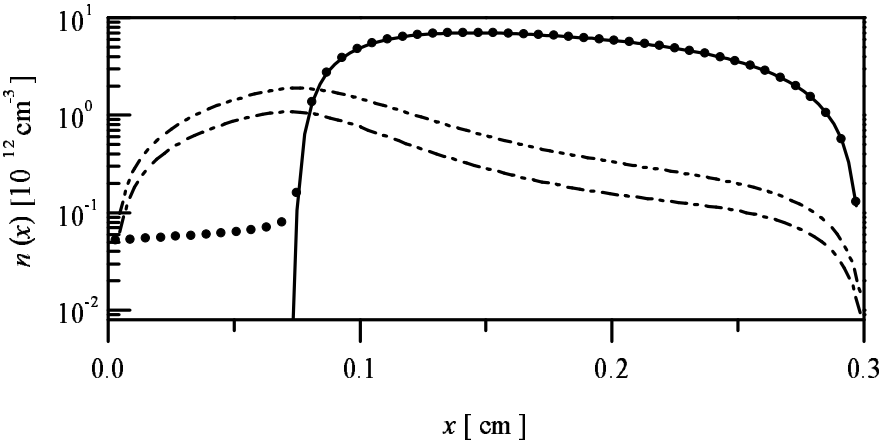
A 4.8. ábrán a kisülésben lévő elektromos téreloszlás látható. Az ábrán megfigyelhető a katód sötét tér és a negatív fény kialakulása. A katódnál nagy elektromos tér van jelen ($\approx$8000 V cm^{-1}), amely a katód sötét térben közel lineárisan csökken és nullává válik a katód sötét tér - negatív fény határán [65]. A negatív fényben az elektromos tér megfordul, az anódnál egy kis ($\approx$100 V cm^{-1}) negatív tér lép fel [86,87]. A kis negatív elektromos tér hatására az ionok egy része az anódhoz folyik, míg az elektronok képesek e kis tér ellenében az anódhoz diffundálni. Ezt láthatjuk a 4.9. ábrán, ahol a töltött részecskék és metastabil atomok fluxusát ábrázoltam.

A katód felületére érkező ionok és metastabilok hozzájárulnak az elektronok kiváltásához a katód felületéből, így biztosítva a kisülés önfenntartását. A 4.9. ábra szerint a metastabilok fluxusa 2 nagyságrenddel kisebb az ionok fluxusánál. Mivel a metastabilok elektronkiváltási tényezője közelítőleg egyenlő a lassú ionokéval [116], az elektronokat nagyrészt ionok váltják ki a katódból.

A 4.10. ábrán a lassú elektronok, az atomi és a molekuláris ionok, a szinglett és a triplett metastabil atomok sűrűségének térbeli eloszlását mutatom be. A katód környékén a pozitív töltések dominálnak, a katód sötét térben az ionok sűrűsége $\approx 5\times10^{10}$ cm^{-3}, a lassú elektronoké pedig elhanyagolható. A katódtól távolodva, a



4.9. ábra. *A lassú elektronok* (——), *atomi* (– – –) *és molekuláris* (· · · · · ·) *ionok, szinglett* (— · —) *és triplett* (— · · —) *metastabil atomok fluxusa* $p = 20$ *mbar* $V = 350$ *V és* $I = 111$ *mA kisülési feltételek mellett.*



4.10. ábra. *A lassú elektronok* (——), *ionok (atomi + molekuláris)* (•), *szinglett* (— · —) *és triplett* (— · · —) *metastabil atomok sűrűsége* $p = 20$ *mbar,* $V = 350$ *V és* $I = 111$ *mA kisülési feltételek mellett.*

negatív fényben, az ionok és lassú elektronok sűrűsége egyenlővé válik (itt a sűrűség maximális értéke $\approx 7\times10^{12}$ cm^{-3}), és egy kvázineutrális plazma alakul ki. A metastabil atomok sűrűsége a katód sötét tér - negatív fény határán maximális. A 4.10. ábra

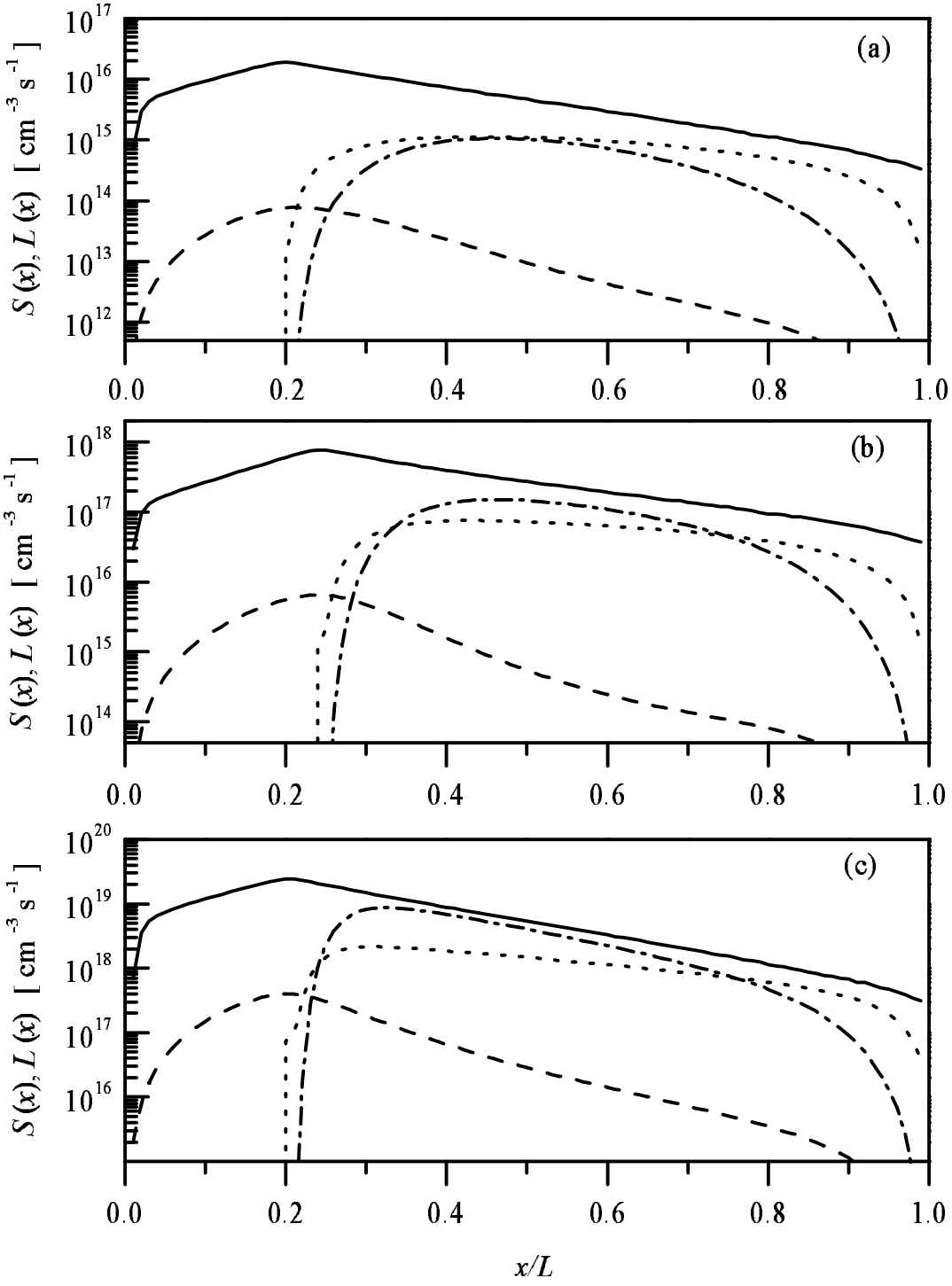
szerint a metastabil atomok közül a triplett metastabilok dominálnak a kisülésben, ez a tény a nagy reakciósebességű metastabil konverziós folyamatnak (f7) a következménye, amely folyamat során szinglett metastabilok triplett metastabilokká konvertálódnak. A triplett és a szinglett metastabilok sűrűségének aránya ≈2. A metastabil-modellel kapott eredmények megmutatták, hogy a molekuláris metastabilok sűrűsége 7 nagyságrenddel kisebb az atomi metastabilokénál, így a molekuláris metastabilok hatása az atomi, illetve molekuláris ionok képződésére elhanyagolható, következésképpen a modellből a molekuláris metastabilokkal lejátszódó folyamatok ((f13)-(f15) és (f18)) elhagyhatók.

4.3.2. Az ionforrások és veszteségek nyomásfüggése

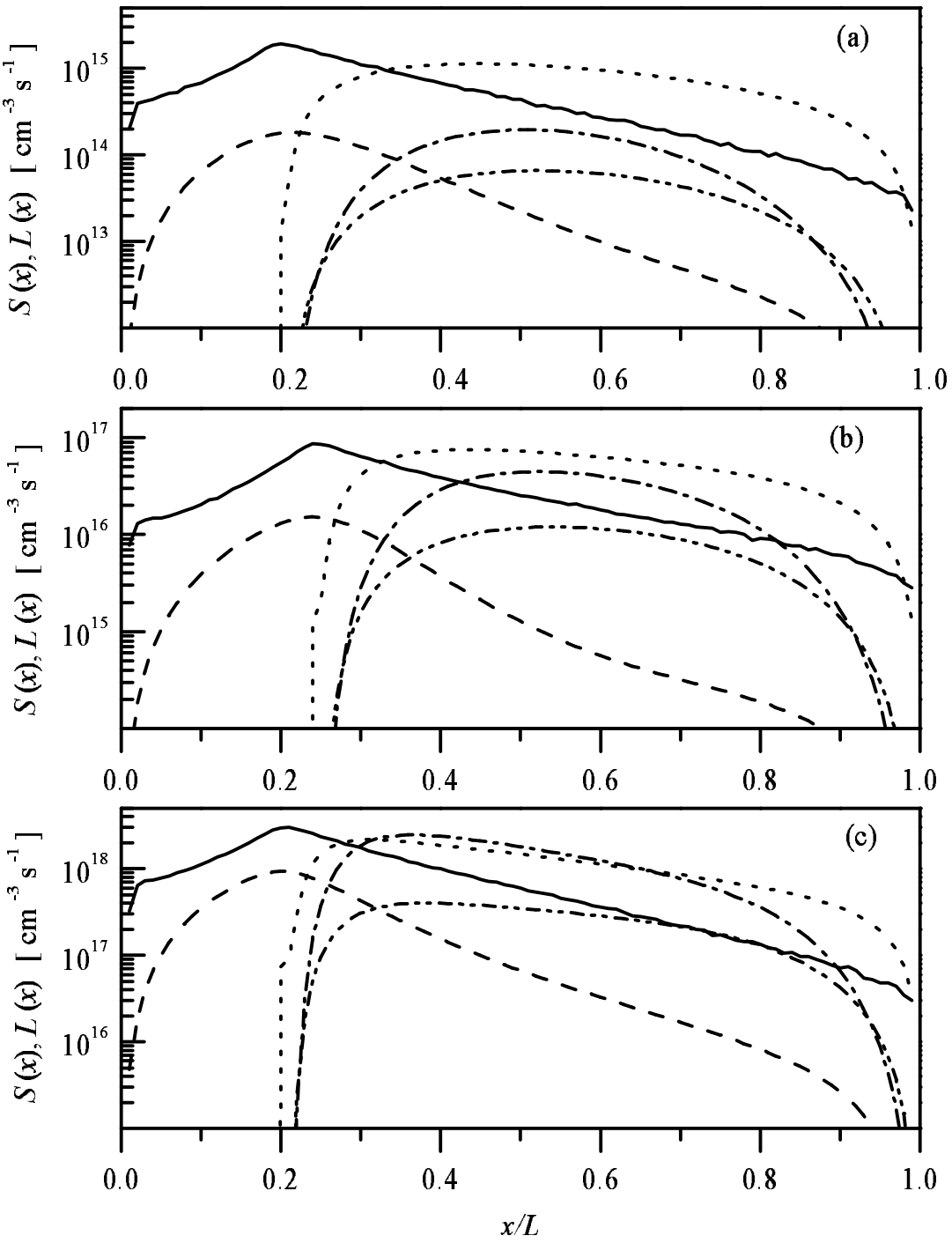
Ebben a szakaszban a számolt ionforrásokat és veszteségeket mutatom be három különböző estre: (a) $p = 6$ mbar, $I = 10$ mA, $L = 1$ cm, (b) $p = 20$ mbar, $I = 111$ mA, $L = 0.3$ cm és (c) $p = 60$ mbar, $I = 1$ A, $L = 0.1$ cm. A számolások célja meghatározni a kisülésben a lényeges ionforrásokat és veszteségeket, valamint megfigyelni, hogy a nyomás növekedésével mely források, illetve veszteségek válnak dominánssá, illetve elhanyagolhatóvá a kisülésben.

A 4.11. ábrán az atomi ionok forrásait és veszteségeit ábrázoltam három különböző esetre. Az ionforrások maximuma a katód sötét tér - negatív fény határán található. Mindhárom esetben az atomi ionok nagy része (99 %) elektronütközéses ionizáció során keletkezik, mind a katód sötét térben, mind a negatív fényben. Ennek a folyamatnak és a metastabil - metastabil asszociatív ionizációs folyamatnak a hozzájárulása az atomi ionok keletkezéséhez kis mértékben változik a nyomás változásával (lásd 4.2. táblázat). Alacsony nyomáson az ionok nagyrészt az elektródákon nyelődnek el, pl. $p = 6$ mbar nyomáson 85%-uk. A nyomás növekedésével az ütközéses sugárzásos rekombináció és az ionkonverziós folyamat jelentősége megnő, pl. $p = 60$ mbar nyomáson az atomi ionok 30%-a rekombináció és 12%-a pedig ionkonverzió által tűnik el.

A 4.12. ábrán a molekuláris ionok forrásait és veszteségeit ábrázoltam. Az atomi ionokhoz hasonlóan a He_2^+ ionok forrása is a katód sötét tér - negatív fény határán maximális. A katód sötét térben a He_2^+ ionok nagyrészt asszociatív ionizáció során keletkeznek, míg a negatív fényben ionkonverzióval és asszociatív ionizációval. A különböző folyamatok hozzájárulása a He_2^+ ionok forrásához enyhén változik a nyomás változásával (lásd 4.3. táblázat). Alacsony nyomáson a molekuláris ionok nagyrészt az elektródákon nyelődnek el, pl. $p = 6$ mbar nyomáson az ionok 92%-a. A nyomás növekedésével a rekombinációs folyamatok jelentősége megnő (lásd 4.3. táblázat), és 60 mbar nyomáson már a rekombinációs veszteségek a dominánsak. 60 mbar nyomáson a molekuláris ionok 44%-a ütközéses sugárzásos rekombináció során, 9%-a pedig háromtest rekombináció során tűnik el.



4.11. ábra. *Az atomi ionoknak az elektronütközéses ionizációból(——) és metastabil - metastabil asszociatív ionizációból (– – –) származó forrása, valamint ionkonverzióból (·····), illetve ütközéses sugárzásos rekombinációból (—· —) származó vesztesége: (a) p = 6 mbar és L = 1 cm, (b) p = 20 mbar és L = 0.3 cm, (c) p = 60 mbar és L = 0.1 cm feltételek mellett.*



4.12. ábra. *A molekuláris ionoknak az asszociatív ionizációból(——), metastabil - metastabil asszociatív ionizációból (– – –) és ionkonverzióból (·····) származó forrása, valamint ütközéses sugárzásos rekombinációból (— · —), illetve háromtest rekombinációból (— · · —) származó vesztesége: (a) p = 6 mbar és L = 1 cm, (b) p = 20 mbar és L = 0.3 cm, (c) p = 60 mbar és L = 0.1 cm feltételek mellett.*

4.2. táblázat. *A különböző folyamatok relatív hozzájárulása a He^+ ionok forrásához és veszteségéhez különböző nyomásokon, konstans $j/p^2 = 0.027\ mA\ cm^{-2}\ mbar^{-2}$ redukált áramsűrűség esetén. A táblázatban a 4.11. ábrán ábrázolt görbéknek azx szerinti integrál értékeit mutatom.*

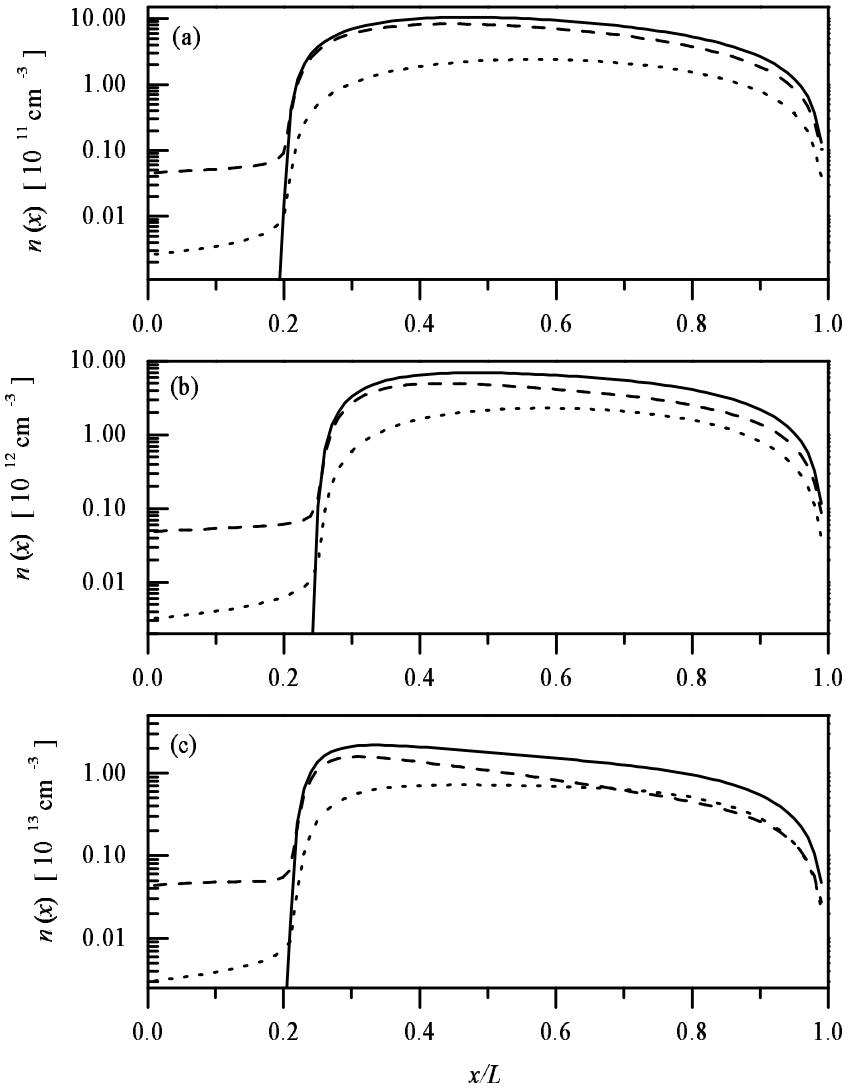
Nyomás	Forrás %		Veszteség %		
	Elektronütközéses ionizáció	Metastabil - metastabil ionizáció	Veszteség az elektródáknál	Ionkonverzió	Ütközéses sugárzásos rekombináció
6 mbar	99.7	0.3	85	9	6
20 mbar	99.5	0.5	69	13	18
60 mbar	98.9	1.1	58	12	30

4.3. táblázat. *A különböző folyamatok relatív hozzájárulása a He_2^+ ionok forrásához és veszteségéhez különböző nyomásokon, konstans $j/p^2 = 0.027\ mA\ cm^{-2}\ mbar^{-2}$ redukált áramsűrűség esetén. A táblázatban a 4.12. ábrán ábrázolt görbéknek azx szerinti integrál értékeit mutatom.*

Nyomás	Forrás %			Veszteség %		
	Asszociatív ionizáció	Metastabil - metastabil ionizáció	Ionkonverzió	Veszteség az elektródáknál	Ütközéses sugárzásos rekombináció	Háromtest rekombináció
6 mbar	47	4	49	92	6	2
20 mbar	40	5	55	69	24	7
60 mbar	44	10	46	47	44	9

4.3.3. A töltéssűrűségek nyomásfüggése

A 4.13. ábrán a számolt töltéseloszlások láthatók.



4.13. ábra. *Lassú elektronok* (——), *atomi ionok* (– – –) *és molekuláris ionok* (· · · · · ·) *sűrűségének térbeli eloszlása: (a)* $p = 6$ *mbar és* $L = 1$ *cm, (b)* $p = 20$ *mbar és* $L = 0.3$ *cm, (c)* $p = 60$ *mbar és* $L = 0.1$ *cm feltételek mellett.*

Megfigyelhető, hogy az elektronok, atomi és molekuláris ionok sűrűségének maximuma különböző pozícióknál van. Az eredmények szerint az atomi ionok sűrűségének maximuma és a molekuláris ionok sűrűségének maximuma közötti arány p =6 mbar esetén ≈ 3.42, és ez az arány a nyomás növekedésével csökken, p =60 mbar-on ≈ 2.2-vé válik. p =60 mbar nyomáson a negatív fény anód felőli részén a molekuláris ionok

sűrűsége meghaladja az atomi ionok sűrűségét. Érdemes megjegyezni, hogy már kis nyomásokon ($p = 6$ mbar) is jelentős a kisülésben a He_2^+ ionok sűrűsége.

Visszatérve a kísérleti eredményekre, azt találtuk, hogy a kisülés emissziós spektrumából alacsony nyomáson hiányoztak a hélium molekulasávok (lásd 4.2. ábra), ami arra engedett következtetni, hogy vagy a He_2^+ ionok sűrűsége elhanyagolható, vagy a rekombinációs folyamatok nem elég hatékonyak. Megvizsgálva a számolt töltéssűrűségeket azt a következtetést vonhatjuk le, hogy alacsony nyomáson azért nem keletkeznek gerjesztett molekulák, mert a molekuláris ionok rekombinációja nagyon lassú (lásd 4.2. táblázat).

4.3.4. A töltések szerepe a kisülés önfenntartásában

A negatív fényben lévő térvisszafordulás hatására az ionok egy része, amelyek nem rekombinálódnak a negatív fényben, az anód felé driftel. $p = 6$ mbar nyomáson az atomi ionok $\approx 10\%$-a, a molekuláris ionoknak pedig $\approx 30\%$-a érkezik az anódra. A nyomás növekedésével egyre kevesebb ion mozog az anód felé, és $p = 60$ mbar nyomáson az atomi ionoknak csak $\approx 1\%$-a, a molekuláris ionoknak pedig $\approx 9\%$-a folyik az anódhoz. Az anódhoz érkező ionok hozzájárulása az anódáramhoz $p = 6$ mbar nyomáson jelentős (12%), a nyomás csökkenésével viszont e hozzájárulás jelentősen csökken ($p = 60$ mbar nyomáson már 2%).

A katódnál az áram nagy részét az ionok szállítják ($p = 6$ mbar nyomáson $\approx 86\%$-át, és ez a nyomással alig változik). $p = 6$ mbar nyomáson az áram $\approx 74\%$-át az atomi ionok, $\approx 12\%$-át a molekuláris ionok adják. A nyomás növekedésével a molekuláris ionok hozzájárulása az áramhoz kis mértékben növekszik ($p = 60$ mbar-on $\approx 13\%$), az atomi ionok hozzájárulása pedig kis mértékben csökken ($p = 60$ mbar-on $\approx 69\%$). Végkövetkeztetésként elmondhatjuk, hogy a molekuláris ionok fontos szerepet játszanak az áram szállításában, még alacsony nyomások esetén is. A molekuláris ionok elektronkiváltási tényezője $\approx 2/3$ része a He^+ ionokénak [116, 117], így a molekuláris ionok fontos szerepet játszanak az elsődleges elektronok kiváltásában is. A katód felületéből kilépő elektronok $\approx 10\%$-át (ez az érték alig változik a nyomással) a molekuláris ionok váltják ki.

Összefoglalás

Az értekezésben alacsony nyomású gázkisülésekre kidolgozott modelleket és az ezekkel végzett vizsgálatokat, valamint a kapcsolódó kísérleti eredményeket mutattam be. Kutatásaim célja a kisülésekben lejátszódó egyes fizikai folyamatok megismerése, a különböző folyamatok szerepének tisztázása volt. A munkám során elért új tudományos eredményeket az alábbiakban foglalom össze:

1. *Hibridmodellt dolgoztam ki abnormális argon kisülések vizsgálatára. A modell segítségével meghatároztam az abnormális kisülési tartományban működő kisülések esetén a látszólagos elektronkiváltási tényezőt*[f3,k3].

   Egy $d = 1.1$ cm elektródatávolságú gázkisülést vizsgáltam a $pd = 45$ - 150 Pa cm nyomás- és $I = 300$ - 2000 μA áramtartományban, amely az abnormális kisülési tartománynak felelt meg. A modell megoldása során az elektronkiváltási tényezőt úgy változtattam, hogy a modell reprodukálja a mért elektromos karakterisztikákat. A modell megadta a kisülés általános jellemzőit: töltéssűrűségek, töltésfluxusok, elektromos téreloszlás. A kapott eredményekkel rámutattam arra, hogy a kisülési paraméterektől függően különböző gamma értékeket kell használni, valamint, hogy a homogén tér esetén és ionnyaláb kísérletekben meghatározott elektronkiváltási tényezőket használva a modellek nem reprodukálják az abnormális kisülések elektromos karakterisztikáit. Ahhoz, hogy a modellek helyesen írják le ezeket a kisüléseket, az elektronkiváltási tényezőre homogén tér esetén kapott értékeknél jóval kisebb értékeket kell használni.

2. *Összehasonlítva a modell alapján számolt emissziós fényintenzitás-eloszlásokat a mért intenzitáseloszlásokkal igazoltam a modell helyességét. A számolt intenzitáseloszlásból és elektromos téreloszlásból meghatározva a katód sötét tér hosszát, igazoltam a korábbi állítások helyességét, amely szerint az intenzitáseloszlások maximumának a helye megegyezik a katód sötét tér - negatív fény határával.* [f3,k3].

   Az összehasonlítás során jó egyezést találtam a mért és a számolt intenzitáseloszlások között, mind alakban, mind a relatív intenzitás értékében. Ez a jó egyezés a modell helyességét bizonyítja. Az intenzitás-eloszlásokból meghatároztam a katód sötét tér hosszát, feltételezve, hogy a katód sötét tér - negatív fény

határa megegyezik az intenzitáseloszlás maximumának a helyével. Az így kapott eredményeket összehasonlítottam az elek- tromos téreloszlásból kapott eredményekkel (a katód sötét tér és negatív fény határát a katód sötét térben jelenlévő elektromos tér lineáris interpolációjának zéró értéke jelöli ki). Az összehasonlítás eredményeképpen bizonyítottam, hogy az intenzitás-eloszlások maximumának a helye megegyezik a katód sötét tér - negatív fény határával.

3. *Kísérletileg és szimulációs módszerrel vizsgáltam egy sík-párhuzamos 2 cm katód - katód távolságú üreges katódú argon kisülést. A kisülés elméleti vizsgálatához egy kétdimenziós hibridmodellt fejlesztettem ki. A modell segítségével meghatároztam a töltések forrásfüggvényeit, valamint a kisülés emissziós intenzitáseloszlását, amelyek segítségével bizonyítottam az üreges katódú effektus megjelenését alacsony nyomások esetén. Regisztrálva az elektronok pályáját, bizonyítottam az oszcilláló elektronok jelenlétét a sík-párhuzamos üreges katódú kisülésekben*[f1].

   A modell megadta a kisülés általános jellemzőit, valamint az ionizációs forrásfüggvényeket. Nagy nyomások esetén az ionok forrása a katód környékére koncentrálódik. A nyomás csökkenésével egyre több ion keletkezik a negatív fényben és kis nyomások esetén ($p \leq 0.4$ mbar) az ionizációs forrásfüggvény a kisülés közepén egyenletessé válik. Regisztrálva az elektronok pályáját azt találtam, hogy a vizsgált legalacsonyabb nyomáson ($p = 0.2$ mbar) az elsődleges elektronok és azok által keltett lavinában keletkezett másodlagos elektronok 90%-a belép a szemközti katód sötét terébe, és ezeknek az elektronoknak 80%-a oszcilláló mozgást végez a két katódfelület között. A legnagyobb nyomáson ($p = 1$ mbar) az elektronoknak csak 1%-a képes átlépni a negatív fényt, és ezek sem végeznek oszcilláló mozgást. A mért és a számolt intenzitáseloszlások kvalitatív összehasonlításával bizonyítottam a modell hitelességét.

4. *Széles nyomástartományban regisztráltam a hélium molekulák emissziós spektrumát sík elektródájú hélium kisülésben, és ezeknek a spektrumoknak a vizsgálatával bizonyítottam a molekuláris ionok jelenlétét már alacsony nyomások esetén is ($p \approx 20$ mbar). Kísérletileg, spektroszkópiai módszerrel meghatároztam a lassú elektronok hőmérsékletét* [f2].

   Mivel a He_2 molekula alapállapota instabil, a gerjesztett He_2 molekulák nem elektronütközéses gerjesztés során keletkeznek, hanem a He_2^+ ionok rekombinációjával. Mérve a He_2 molekula emissziós spektrumát megállapítottam, hogy már viszonylag alacsony nyomások esetén is ($p \geq 20$ mbar) a kisülésben a He_2^+ ionok jelentős mennyiségben vannak jelen és ugyanakkor a rekombinációs folyamatok nagyon hatékonyak. Mivel a rekombinációs folyamatok reakciósebességei erősen függnek az elektronhőmérséklettől ($\mathrm{d}n/\mathrm{d}t \sim T_\mathrm{e}^{-4}$), annak érdekében, hogy a

kisülés leírása a modellel minél hitelesebb legyen, az elektronhőmérsékletet kísérleti úton, spektroszkópiai módszerrel határoztam meg. Megmutattam, hogy a 6-60 mbar nyomástartományban az elektronhőmérséklet értéke a 0.1-0.12 eV intervallumba esik.

5. *Egy egydimenziós modellt dolgoztam ki a hélium kisülések vizsgálatára. A modell segítségével meghatároztam a különböző folyamatok hozzájárulását a töltött részecskék (atomi és molekuláris ionok, valamint elektronok) forrásához és veszteségéhez. A modellel számolt töltéssűrűség-eloszlásokkal elméletileg is bizonyítottam, hogy alacsony nyomások esetén is (p = 6 mbar) a kisülésben jelentős mennyiségű molekuláris ion van jelen. A számolt részecskefluxusok segítségével rámutattam arra, hogy a molekuláris ionoknak fontos szerepük van a kisülés önfenntartásában* [f2,k1].

   Az atomi ionok a vizsgált nyomástartományban 99%-ban elektronütközéses ionizáció során keletkeznek. Alacsony nyomások esetén az ionok veszteségét az elektródákon való elnyelődés jelenti (p = 6 mbar-on 85%), a nyomás növekedésével viszont jelentősen nő a rekombinációs és ionkonverziós folyamatok szerepe (p = 60 mbar-on 30%, illetve 12%).

   A molekuláris ionok nagyrészt ionkonverzió és asszociatív ionizáció során keletkeznek (p = 6 mbar-on 49%, illetve 47%) és a folyamatok szerepe a nyomás növekedésével csak kis mértékben változik. Alacsony nyomások esetén az ionok veszteségét az elektródákon való elnyelődés jelenti (p = 6 mbar-on 92%), a nyomás növekedésével viszont jelentőssé válik a rekombinációs folyamatok szerepe, és p = 60 mbar-on már a rekombinációs veszteségek lesznek a dominánsak (az ütközéses-sugárzásos rekombináció (44%) és a háromtest rekombináció (9%)).

   A számolások szerint az atomi ionok sűrűségének maximuma és a molekuláris ionok sűrűségének maximuma közötti arány p = 6 mbar esetén $\approx$ 3.4, és ez az arány a nyomás növekedésével csökken, p = 60 mbar-on $\approx$ 2.2. Ez az eredmény rámutat arra, hogy alacsony nyomáson (p = 6 mbar) a gerjesztett molekulák sávjai nem azért hiányoznak a kísérletileg megfigyelhető spektrumból, mert a kisülésben nincsenek jelen a molekuláris ionok, hanem azért, mert a molekuláris ionok rekombinációjának kicsi a sebessége.

   Figyelembe véve a különböző részecskék elektronkiváltási tényezőjének értékét, valamint a katódra érkező részecskék fluxusát, megmutattam, hogy a katód felületéből kilépő elektronok $\approx$ 10%-át a molekuláris ionok váltják ki (ez az érték alig változik a nyomással).

Summary

The thesis describes experimental and modelling investigations of certain basic processes of low pressure glow discharges. The aim of the work has been to identify the physical processes which take place in the discharges and to clarify their importance. The new scientific achievements are summarized below:

1. *A one-dimensional hybrid model for abnormal argon glow discharges has been developed. The model made it possible to determine the apparent secondary electron electron emission coefficient (γ) for argon glow discharges operating in the abnormal region.* [f3,k3].

   A discharge in argon gas, with d = 1.1 cm electrode separation has been investigated in the pd = 45 - 150 Pa cm pressure and I = 300 - 2000 μA current range, corresponding to the abnormal glow conditions. In the iterative solution of the model the apparent secondary electron emission coefficient has been adjusted to obtain voltage-current characteristics fitting the experimental values. The model made it possible to calculate several discharge characteristics: spatial distributions of the charge densities, charged particle fluxes, and the electric field. The results have shown that the value of γ changes considerably with discharge conditions; the values obtained for homogeneous field calculations and from ion beam experiments cannot be directly applied in hybrid models for the calculation of voltage-current curves.

2. *Through a detailed comparison of the experimental light intensity distributions with those obtained from the hybrid model of the discharge the correctness of the model has been demonstrated. By determining the length of the cathode dark space (cathode sheath) from the calculated light emission profile and from the electric field distribution it has been proven that the position of the intensity distribution peak corresponds to the position of the cathode sheath - negative glow boundary.* [f3,k3].

   During the comparison a good agreement has been found between the calculated and measured light intensity distributions both in terms of shape and relative magnitude of the intensity of the negative glow. This good agreement has proven

the correctness of the model. The length of the cathode sheath – as determined from the light intensity distributions, assuming that the position of the cathode sheath - negative glow boundary corresponds to the position of the emission peak – showed a good agreement with the data obtained from the electric field distributions (by obtaining the position of the cathode sheath - negative glow boundary from a linear extrapolation to zero value of the calculated electric field in the sheath region). This study has confirmed that the position of the cathode sheath - negative glow boundary coincides with the position of the maximum of the light intensity distribution.

3. *A plane-parallel hollow cathode discharge in argon gas with a 2 cm cathode-cathode distance has been investigated experimentally and by means of a two-dimensional hybrid model. By determining the ionization source functions and the emission light intensity distributions the presence of the hollow cathode effect in the discharge at low pressures has been shown. By visualizing the electron avalanches in the simulation the presence of the oscillating electrons in the plane-parallel hollow cathode discharge has been proven [f1].*

   This study has focussed on the effect of changing gas pressure on the characteristics (e.g. ionization source functions) of a hollow cathode discharge. At high pressures the source of ions is concentrated near the cathodes. With decreasing pressure more ions are created further away from the cathode and finally at low pressures ($p \leq 0.4$ mbar) the ionization source becomes uniform in the central part of the discharge. By visualizing the electron avalanches in the simulation it has been found that at the lowest pressure studied ($p = 0.2$ mbar) 90% of the electrons (primaries + their secondaries) enter the sheath of the opposite cathode, and 80% of these electrons make an oscillations between the two cathode surface. At the highest pressure studied ($p = 1$ mbar) only 1% of the electrons cross the central part of the discharge and none of them oscillates between the two sheath regions. The model has been verified through a qualitative comparison of the calculated and the measured light intensity distributions.

4. *The emission spectra of helium molecules has been recorded in a wide pressure range in a plane electrode helium discharge. These spectra have indicated the presence of molecular ions in the discharge even at low gas pressures ($p \approx 20$ mbar). The electron temperature has been also determined experimentally by means of a spectroscopic technique* [f2].

   As the ground state of the He_2 molecule is not stable, the excited He_2 molecules cannot be created by electron impact excitation; they result mainly from the recombination of the He_2^+ molecules. By recording the emission spectra of

He_2 molecules, it has been found that even at low pressures ($p \geq 20$ mbar) a high density of He_2^+ is present and efficient recombination channels exist in the discharge. As the rates of the recombination processes depend strongly on the electron temperature ($dn/dt \sim T_e^{-4}$), in order to have an accurate model, the electron temperature has been determined experimentally with a spectroscopical method. It has been found that in the 6-60 mbar pressure range the value of the electron temperature is in the range of 0.1-0.12 eV.

5. *For theoretical studies of the helium discharges a one-dimensional hybrid model has been developed. With the model the relative contributions of different processes to the charged particle (electrons, atomic and molecular ions) sources and losses have been determined. The calculated charge density distributions have indicated that even at low pressures ($p = 6$ mbar) the density of He_2^+ is significant. With the calculated particle fluxes the importance of helium molecular ions in the self-sustainment of the helium discharges has been shown.* [f2,k1].

   In the pressure range investigated 99% of the atomic ions are created via the electron impact ionization process. At low pressures the ions are mainly lost at the electrodes (at $p = 6$ mbar 85%), with increasing pressure the recombination and ion conversion processes also become important (at $p = 60$ mbar 30% and 12%, respectively).

   The molecular ions are created mainly through ion conversion and associative ionization processes (at $p = 6$ mbar 49% and 47%, respectively) and the contributions of these processes vary slightly with pressure. At low pressures the molecular ions are mainly lost at the electrodes (at $p = 6$ mbar 92%), with increasing pressure the importance of the recombination processes increases, becoming the dominant loss processes at $p = 60$ mbar (collisional radiative recombination (44%) and three-body recombination (9%)).

   The ratio of the maximal atomic to the maximal molecular ion density at $p = 6$ mbar is ≈ 3.4, this ratio decreases with increasing pressure and at $p = 60$ mbar becomes ≈ 2.2. This result demonstrates that at low pressures the absence of the bands of helium molecules in the discharge spectra is due to the low recombination rate of the molecular ions at these pressures.

   Taking into account the electron emission coefficients of different particles and the fluxes of particles on the cathode surface it has been shown that $\approx 10\%$ (this value varies slightly with pressure) of the primary electrons are released by the molecular ions.

Az értekezés témájához kapcsolódó publikációk

Folyóiratok:

[f1] Kutasi K and Donkó Z 2000, "Hybrid model of a plane-parallel hollow-cathode discharge", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 1081

[f2] Kutasi K, Hartmann P and Donkó Z 2001, "Self-consistent modelling of helium discharges: Investigation of the role of He_2^+ ions", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 3368

[f3] Marić D, Kutasi K, Malović G, Donkó Z and Petrović Z Lj 2002, "Axial emission profiles and apparent secondary electron yield in abnormal glow discharges in argon", *Eur. Phys. J. D* **21** 73

Konferenciák:

[k1] Kutasi K, Hartmann P and Donkó Z 2000, "Self-consistent modeling of helium discharges in a wide pressure range", *Abstract book of ESCAMPIG XV Conference* August 26-30, Miskolc-Lillafüred, Hungary, Europhysics Conference Abstracts (Eds.: Donkó Z, Jenik L and Szigeti J) **24F** 238

[k2] Kutasi K, Donkó Z and Hartmann P 2001, "Numerical modelling of low temperature plasmas", *Proc. of Contributed papers, 10th Annual Conference of Doctoral Students*, June 12-15, 2001, Prague, Check Republic, (Ed.: Safránková J), 366

[k3] Kutasi K, Donkó Z, Marić D, Malović G and Petrović Z Lj 2002, "Apparent secondary electron yield in abnormal argon glow discharges", *Proc. of Joint Conference ESCAMPIG 16 & ICRP 5*, July 14-18, 2002, Grenoble, France, (Eds.: Sadeghi N and Sugai H) **1** 263

[k4] Marić D, Kutasi K, Malović G, Donkó Z and Petrović Z Lj 2002, "Axial emission profiles and apparent secondary electron yield in abnormal argon glow discharge", *Proc. 21st SPIG Symposium on physics on ionized gases*, Niš, Yugoslavia, (Eds.:Radović M K and Jovanović M S) 438

Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet szeretném kifejezni a Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet vezetőségének a kutatómunka lehetőségének biztosításáért.

Köszönettel tartozom **Donkó Zoltán** témavezetőmnek, aki mind szakmai, mind emberi téren nagyon sokat támogatott munkám során.

Köszönöm **Rózsa Károlynak** munkám során nyújtott támogatását, továbbá **Bánó Gergely**, **Hartmann Péter**, **Horváth Péter** kollégáimnak a kísérletekben és a programozásban nyújtott segítségüket és a velük folytatott hasznos diszkussziókat. Az SzFKI Lézerfizikai Osztályáról köszönöm **Jánossy Mihály**, **Csillag László** és **Mezei Pál** érdeklődését, szakmai segítségét.

Köszönet illeti **T. Forgács Judit**, **Tóth József**, **Császár György** és **Sárközi Elek** technikus kollégákat a kísérleteknél használt gázkisülési csövek elkészítéséért és a kísérleti munkában nyújtott segítségükért.

A kutatásokat az Oktatási Minisztérium doktori ösztöndíj folyósításával, valamint az OTKA a T-25989 és T-34156 pályázatokon keresztül támogatta.

Végül, de nem utolsó sorban, köszönöm szüleimnek és barátaimnak, hogy munkám során mindvégig a segítségemre voltak.

Irodalomjegyzék

[1] von Engel A and Steenbeck M 1934 *Elektrische Gasentladungen* vol 2 (Berlin: Springer)

[2] Francis G 1956 *Encyclopedia of Physics* vol XXII (Berlin: Springer) p 70

[3] von Engel A *Ionized Gases* (Oxford, 1956)

[4] Druyvesteyn M J and Penning F M 1940 *Rev. Mod. Phys.* **12** 87

[5] Boeuf J P and Marode E 1982 *J.Phys. D: Appl. Phys.* **15** 2169

[6] Phelps A V and Pitchford L C 1985 *Phys. Rev. A* **31** 2932

[7] Phelps A V, Jelenkovic B M and Pitchford L C 1987 *Phys. Rev. A* **36** 5327

[8] Bouef J P 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 1342

[9] Carman R J 1989 *J.Phys. D: Appl. Phys.* **22** 55

[10] Meyyappan M and Kreskovsky J P 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 1506

[11] DiCarlo J V and Kushner M J 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 5763

[12] Sommerer T J, Hitchon W N G and Lawler J E 1989 *Phys. Rev. A* **39** 6356

[13] Allis W P and Rose D J 1954 *Phys. Rev.* **93** 84

[14] Cayless M A 1963 *Brit. J. Appl. Phys.* **14** 863

[15] Ingold J H 1972 *Phys. Fluids* **15** 75

[16] Ingold J H 1978 *Gaseous Electronics* vol 1 (New York: Academic) p 19

[17] Winkler R B, Wilhelm J and Winkler R 1983 *Ann. Phys.* **40** 90

[18] Surendra M, Graves D B and Jellum G M 1990 *Phys. Rev. A* **41** 1112

[19] Boeuf J P and Pitchford L C 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 286

[20] Fiala A, Pitchford L C and Boeuf J P 1994 *Phys. Rev. E* **49** 5607

[21] Donkó Z 1998 *Phys. Rev. E* **57** 7126

[22] Pedoussat C 1999 *Ph.D. Thesis*, Université Paul Sabatier

[23] Bogaerts A, Gijbels R and Goedheer W J 1995 *J. Appl. Phys* **78** 2233

[24] Rózsa K, Gallagher A and Donkó Z 1995 *Phys. Rev. E* **52** 913

[25] Kutasi K, Donkó Z and Hartmann P 2001 *Proc. of Contributed papers, 10th Annual Conference of Doctoral Students*, June 12-15, 2001, Prague, Check Republic, (Ed: Safránková J), 366

[26] Pitchford L C, Boeuf J P, Segur P and Marode E, *Nonequilibrium Effects in Ion and Electron Transport*, edited by Gallagher J W (Plenum Press, New York, 1990)

[27] Lawler J E 1985 *Phys. Rev. A* **32** 2977

[28] Kolobov V I and Godyak V A 1995 *IEEE Trans.Plasma Sci.* **23** 503

[29] Pérés I and Pitchford L C 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 774

[30] Yoshida S, Phelps A V and Pitchford L C 1983 *Phys. Rev. A* **27** 2858

[31] Opal C B, Peterson W K and Beaty E C 1971 *J. Chem. Phys.* **55** 4100

[32] Birdsall C 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 65

[33] Bogaerts A and Gijbels R 1995 *J. Appl. Phys* **78** 6427

[34] Serikov V V and Nanbu K 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 5948

[35] Revel I, Pitchford L C and Boeuf J P 2000 *J. Appl. Phys* **88** 2234

[36] Donkó Z 2000 *J. Appl. Phys* **88** 2226

[37] Bogaerts A, van Straaten M and Gijbels R 1995 *Spectrochim. Acta B* **50** 179

[38] Phelps A V and Petrović Z Lj 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** R21

[39] Phelps A V, Petrović Z Lj and Jelenković B M 1993 *Phys. Rev. E* **47** 2825

[40] Townsend J S 1915 *Electricity in Gases* (Oxford: Clarendon)

[41] Petrović Z Lj, Stefanović I, Vrhovac S and Živković J 1997 *J. Phys. IV (FRANCE)* **C4-7** 3412

[42] Petrović Z Lj and Phelps A V 1993 *Phys. Rev. E* **47** 2806

[43] Petrović Z Lj and Phelps A V 1996 *Proc. IEEE Plasma Science PS* **24** 107

[44] Petrović Z Lj and Phelps A V 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5920

[45] Jelenković B M, Rózsa K and Phelps A V 1993 *Phys. Rev. E* **47** 2816

[46] Stefanović I and Petrović Z Lj 1997 *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** 4728

[47] Hartmann P, Donkó Z, Bánó G, Szalai L and Rózsa K 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 183

[48] Phelps A V, Pitchford L C, Pédoussat C and Donkó Z 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** B1

[49] Donkó Z 2001 *Phys. Rev. E* **64** 026401

[50] Kutasi K and Donkó Z 2000 *J. Phys. D* **33** 1081

[51] Kutasi K, Hartmann P and Donkó Z 2001 *J. Phys. D* **34** 3368

[52] Živanov S, Živković J, Stefanović I, Vrhovac S, and Petrović Z Lj 2000 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **11** 59

[53] Petrović Z Lj, Donkó Z, Marić D, Malović G and Živanov S 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 136

[54] Güntherschulze A 1923 *Z. Physik* **19** 313

[55] Helm H 1972 *Z. Naturforsch.* **27a** 1812

[56] Helm H, Howorka H F and Pahl M 1972 *Z. Naturforsch.* **27a** 1417

[57] Tobin R C, Peard K A, Bode G H, Rózsa K, Donkó Z and Szalai L 1995 *IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron.* **1** 805

[58] Gerstenberger D C, Solanki R and Collins G J 1980 *IEEE Journal of Quant. Electron.* **16** 820

[59] Mezei P, Apai P, Jánossy M and Rózsa K 1990 *Optics Commun.* **78** 259

[60] Walsh A 1956 *Spectrochimica Acta* **7** 108

[61] Schoenbach K H, El-Habachi A, Shi W and Ciocca M 1997 *Plasma Sources Sci.Technol.* **6** 468

[62] El-Habachi A and Schoenbach K H 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 885

[63] Schaefer G and Schoenbach K H *Physics and Applications of Pseudospark, NATO ASI Series* **B219** 55 (New York: Plenum Press, 1990)

[64] Christiansen J and Schulteiss Ch 1979 *Z. Phys. A* **290** 35

[65] Little P F and von Engel A 1954 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **224** 209

[66] Kagan Yu M 1985 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **18** 1113

[67] Hashiguchi S and Hasikuni M 1988 *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** 1010

[68] Kuen I, Howorka F and Störi H 1981 *Phys. Rev. A* **23** 829

[69] Hashiguchi S and Hasikuni M 1988 *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** 2007

[70] Donkó Z 1993 *Z. Naturforsch.* **48a** 457

[71] Kolobov V I and Tsendin L D 1995 *Plasma Sources Sci. Technol.* **4** 551

[72] Telle H H and Hopkin I D, Ramalingam P, Fun H K, Morgan C Grey 1988 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** S167

[73] Teuner D 2000 *PhD Thesis* (Bochum)

[74] Derzhiev V, Karelin A, Sereda O, Stefanova M and Yakovlenko S 1990 *Appl. Phys. B* **51** 465

[75] Mezei P and Jánossy M 1991 *Appl. Phys. B* **52** 295

[76] Csillag L and Jánossy M 1992 *Appl. Phys. B* **55** 401

[77] Hagelaar G J M, Kroesen G M W, van Slooten U and Schreuders H 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 2252

[78] Collins C B, Cunningham A J and Stockton M 1974 *Appl. Phys. Lett.* **25** 344

[79] Rothe D E and Tan K O 1977 *Appl. Phys. Lett.* **30** 152

[80] Hill P C and Herman P R 1993 *Phys. Rev. A* **47** 4837

[81] Ichikawa Y and Teii S 1980 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **13** 2031

[82] Ward A L 1962 *J. Appl. Phys.* **33** 2789

[83] Phelps A V, Collision data compilation, ftp://jila.colorado.edu/collision_data

[84] Darlington E H and Cosslett V E 1972 *J. Phys. D* **5** 1969

[85] Sternglass E J 1954 *Phys. Rev.* **95** 345

[86] Gottsho R A, Mitchell A, Scheller G R, Chan Y and Graves D B 1989 *Phys. Rev. A* **40** 6407

[87] Boeuf J P and Pitchford L C 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 2083

[88] Bogaerts A, Gijbels R and Vlcek J 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 121

[89] Bogaerts A and Gijbels R 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 27

[90] Phelps A V 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 329

[91] Bogaerts A and Gijbels R 1998 *Spectrochim. Acta B* **53** 437

[92] Phelps A V and Jelenković B M 1988 *Phys. Rev. E* **38** 2975

[93] Jelenak Z M, Velikić Z B, Bozin J V, Petrović Z Lj and Jelenković B M 1993 *Phys. Rev. E* **47** 3566

[94] Donkó Z, Bánó G, Szalai L, Kutasi K, Rózsa K, Pinheiro M and Pinhão N 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** 2416

[95] Marić D, Kutasi K, Malović G, Donkó Z and Petrović Z Lj 2002 *Eur. Phys. J. D* **21** 73

[96] Bogaerts A, Gijbels R and Vlcek J 1998 *Spectrochimica Acta B* **53** 1517

[97] Deloche R, Monchicourt P, Cheret M and Lambert F 1976 *Phys. Rev. A* **13** 1140

[98] Collins C B, Cunningham A J, Curry S M, Johnson B W and Stockton M 1974 *Appl. Phys. Lett.* **24** 477

[99] Leventhal J J, Earl J D and Harris H H 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 719

[100] Sosnowski T P 1969 *J. Appl. Phys.* **40** 5138

[101] Tombers R B, Gaur J P and Chanin L M 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 4855

[102] Gerasimov G N and Egorova L V 1980 *Optics and Spectroscopy* **48** 566

[103] Rosen B *Spectroscopic data relative to diatomic molecules*(Pergamon Press, 1970)

[104] Mulliken R S 1964 *Phys. Rev.* **136** 962

[105] Severin P J 1964 *J. Quant. Spectrosc. Transfer.* **4** 763

[106] Griem H R 1963 *Phys. Rev.* **131** 1170

[107] http://cfa-www.harvard.edu/ampcgi/read_pac

[108] Morgan W L, Boeuf J P and Pitchford L C 1998 *Siglo Data base, CPAT and Kinema Software*, http://www.csn.net/siglo

[109] Helm H and Elford M T 1978 *J. Phys B* **22** 3939

[110] Skullerud H R 1992, személyes közlés

[111] Massey H S W, Burhop E H S and Gilbody H B 1974 *Electronic And Ionic Impact Phenomena* vol IV (Oxford: Clarendon Press) p 2201

[112] Carata L, Orel A E and Suzor-Weiner A 1999 *Phys. Rev. A* **59** 2804

[113] Hornbeck J A and Molnar J P 1951 *Phys. Rev.* **84** 621

[114] Wellenstien H F and Robertson W W 1972 *J. Chem. Phys.* **56** 1077

[115] Collins C B, Johnson B W and Shaw M J 1972 *J. Chem. Phys.* **57** 5310

[116] Phelps A V 1960 *Phys. Rev.* **117** 619

[117] Hagstrum H G 1953 *Phys. Rev.* **91** 543