Bánó Gergely

FÉMION LÉZEREK ÜREGES KATÓDÚ KISÜLÉSEKBEN

PhD értekezés

Témavezető: Rózsa Károly, a fizika tudomány doktora

Szegedi Tudományegyetem - Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet - Budapest

2002

Tartalomjegyzék

Bevezetés **4**

1 A fémion lézerek működésének alapjai **8**
1.1 Az aktív közeg - a ködfénykisülés 8
1.2 Gerjesztési mechanizmusok 11
1.3 A fémion lézerek felosztása 13

2 Üreges katódú kisülések **18**
2.1 Az üreges katódú effektus 18
2.2 Meghatározó elemi folyamatok 20
2.2.1 Az elektródák felületén lejátszódó folyamatok 20
2.2.2 A gáztérfogatban lejátszódó folyamatok 23
2.3 Nagyfeszültségű üreges katódú kisülések 26
2.4 Lézerkisülések modellezése 28

3 Szegmentált üreges katódú arany ion lézer **30**
3.1 **690 nm**-es arany ion lézer 31
3.1.1 Kísérleti elrendezés 31
3.1.2 A kisülés jellemzése és az argon adalék optimalizálása 32
3.1.3 A kisjelű erősítés 33
3.1.4 A nyaláb módusszerkezete 35
3.1.5 A lézerimpulzus alakjának modellje 37
3.2 Szegmentált üreges katódú kisülés önkonzisztens modellje 41
3.2.1 A modell szerkezete 41
3.2.2 Gyors elektronok Monte-Carlo szimulációja 42
3.2.3 A porlott fém termalizációja 44
3.2.4 A negatív fény modellje 45
3.2.5 A katód sötéttér modellje 47
3.2.6 Gázhőmérséklet 50
3.3 **282 nm**-es arany ion lézer vizsgálata 51
3.3.1 A kísérlet 52
3.3.2 Kísérleti és szimulációs eredmények: a kisülés jellemzői 52
3.3.3 Kísérleti és szimulációs eredmények: a lézer jellemzői 57

4 Fűtött cink ion lézer **62**
4.1 Cink kataforézise pozitív oszlopú kisülésben 63
4.1.1 Kísérleti elrendezés 63
4.1.2 Elmélet 64
4.1.3 Eredmények 68
4.2 Nagyfeszültségű fűtött cink ion lézer 74
4.2.1 A lézer felépítése 74
4.2.2 Kísérleti eredmények 76

Összefoglalás **80**

Summary **83**

A dolgozathoz kapcsolódó publikációk jegyzéke **86**

Köszönetnyilvánítás **88**

Irodalomjegyzék **89**

Bevezetés

Az előzmények történelmi áttekintése

Az első **fémion lézerek** megjelenését 1965-re tehetjük. Ekkor sikerült a Utahi Egyetemen pozitív oszlopú hélium és neon kisülésekbe cinket és kadmiumot párologtatva lézerműködést elérni az adott fémek ionjainak két-két átmenetén (az infravörös és látható tartományban) [1]. Ezeket az impulzus üzemmódú első kísérleteket követték a már folytonosan működő [2] és az ultraibolya tartományba eső [3] kadmium lézerek. A témakörhöz kapcsolódó publikációkból kiderül, hogy a gerjesztésért felelős mechanizmusok felismerése néhány lépéssel lemaradt a kísérletek mögött [4–6]. Az első erre vonatkozó összefoglaló jellegű munka 1970-ben született [7], amelyikben Schuebel a Penning ionizáció mellett az aszimmetrikus töltéskicserélő ütközés fontosságát is tárgyalta. Ezekben a folyamatokban a fématomok nemesgáz metastabil atomokkal illetve ionokkal ütközve egy lépésben ionizálódnak és gerjesztődnek.

A hetvenes években a fémion lézerek kutatása nagy lépésekkel haladt előre. A pozitív oszlopban már korábban elért stabil és hosszú élettartamú lézerműködés után [6] megjelentek az első **üreges katódú lézerek** [7–10]. A kisülések behatóbb vizsgálata kimutatta, hogy az üreges katódban (a nagyszámú gyors elektronnak köszönhetően) jelentős nemesgáz ion koncentrációt lehet fenntartani aránylag magas fémgőz koncentráció mellett [11, 12]. Ez nagy előnyt jelentett a töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett lézerátmenetek esetében. További lendületet adott a kutatásoknak, amikor 1974-ben Budapesten, a KFKI-ban sikerült megvalósítani az első porlasztott üreges katódú réz lézert [13]. Itt a szükséges fémgőz tisztán a katód falát bombázó ionok porlasztó hatására jutott az aktív térfogatba. Az ezt követő években további lézerátmeneteket fedeztek fel különböző fémekben és sikerült mélyebb betekintést szerezni a kisülések működésébe is [14].

A nagyobb teljesítmény, hosszabb élettartam és stabilitás elérésén kívül fontos kihívásnak számított az egyre rövidebb hullámhosszakon működő fémion lézerek kifejlesztése. Az erre irányuló igyekezet eredményeként születtek a hagyományostól eltérő, **nagyfeszültségű** üreges katódú elektróda-elrendezések. Az ide tartozó belsőanódos kisüléseken végzett kísérletek újra a KFKI-hoz kapcsolódnak [15, 16], valamivel később jelentek meg a helikális üreges katódú lézerek [17, 18]. Más irányú, érdekes próbálkozásnak számított az a nagyfeszültségű üreges katódú elektronágyúkkal gerjesztett cink ion lézer, amely a kék átmeneteken 1W teljesítményt nyújtott [19]. A hatékonyabb gerjesztés szempontjából

jelentős javulást hozott a kilencvenes évek elején a **szegmentált üreges katódú kisülés** alkalmazása [20], amely segítségével alacsonyabb küszöbáramot és nagyobb erősítést értek el több ultraibolya átmenet esetében is.

A porlasztott üreges katódú fémion lézerek jó tulajdonságai mellett legnagyobb hátrányuknak rövid élettartamuk számít. A több évtizedes kutatások ellenére csak az elmúlt egy-két évben sikerült kereskedelmileg is forgalmazott lézereket készíteni [21]. Ez a siker a legújabb csúcstechnológia alkalmazásának, a minden eddiginél nagyobb tisztaság megkövetelésének köszönhető a gyártási folyamatnál. Az eladott lézereket ma főleg az ultraibolya Raman spektroszkópia céljaira használják. A porlasztott lézerek lehetőségeit tovább korlátozza az a tény, hogy a kisülés áramát nem lehet a fémgőz koncentrációjától függetlenül optimalizálni. Elméletileg ezt a hátrányt egy olyan nagyfeszültségű lézerkonstrukcióval lehet kiküszöbölni (megtartva annak előnyeit), amelybe a fémgőzt párologtatással juttatjuk.

Célkitűzések

Munkám során az SZFKI Lézerfizikai Osztályán hosszú ideje folyó üreges katódú lézerfejlesztésbe kapcsolódtam be. Dolgozatomban porlasztott, szegmentált üreges katódú arany ion lézerrel és egy újszerű, fűtött, belsőanódos cink ion lézerrel foglalkozom.

Az arany ion lézert főleg az ultraibolya tartományba eső, 282 nm-es átmenete teszi érdekessé. A szegmentált üreges katódú kisülés irodalmának ismeretében elmondható, hogy mai napig sok a tisztázatlan kérdés a kisülés működését illetően és a kisülésben gerjesztett lézerek spektrális és nyalábtulajdonságai sem ismertek.

Mivel a belsőanódos, nagyfeszültségű kisülést eddig kizárólag porlasztott lézerek gerjesztésére alkalmazták, a fűtött cink ion lézer továbblépést jelent a lézerfejlesztés terén. Amennyiben sikerülne lézerműködést elérni a cink rendszerben gerjeszthető 210 nm-es potenciális lézerátmeneten, akkor az az eddig ismert legrövidebb hullámhosszú folytonos lézert jelentené.

Célkitűzéseim a következő pontokba foglalhatók össze:

1. *meghatározni a porlasztott, szegmentált üreges katódú arany ion lézer jellemzőit:*
   - parametrikus mérésekkel optimalizálni a lézer működését, megvizsgálni a keletkező lézernyaláb tulajdonságait,
   - számítógépes szimuláció segítségével mélyebb betekintést nyerni a szegmentált üreges katódú kisülést meghatározó folyamatokba,
2. *meghatározni egy olyan újszerű, belsőanódos üreges katódú cink ion lézer jellemzőit, amelybe a fémgőzt fűtés útján juttatjuk.*

A dolgozat tartalmi vázlata

Az első fejezetben áttekintem a fémion lézerek működésének alapjait. Ismertetem a lézerekben alkalmazott kisülések tulajdonságait és a lehetséges gerjesztési mechanizmusokat. A második fejezet bővebben foglalkozik az üreges katódú kisülések fajtáival és a bennük lejátszódó folyamatokkal. A fejezet végén a kisülések modellezésének módszereit mutatom be.

A dolgozat további részeiben munkám kísérleti és elméleti eredményeit foglalom össze. A harmadik fejezet az arany ion lézerrel kapcsolatos eredményeket tartalmazza. A vizsgált szegmentált üreges katódú arany ion lézerben a szükséges fémgőz-koncentrációt a katód porlasztásával állítottam elő. A fejezet első része a 690 nm-es Au-II lézerátmeneten mért eredményeket ismerteti. A 34 cm aktív hosszúságú hélium kisülésben optimalizáltam a porlasztás növeléséhez szükséges argon adalék koncentrációját. Megmértem a lézernyaláb módusszerkezetét. Modelleztem a töltőgáz hőmérsékletének és nyomásának időbeli változásait, és megmagyaráztam az 1 ms hosszúságú lézerimpulzusok jellegzetes alakját. A piros átmeneten elért maximális kisjelű erősítés értéke 12%m^{-1} volt.

A szegmentált üreges katódú kisülés számítógépes modelljének leírása a 3.2 fejezetben található. A modellt öt alprogram (modul) alkotja: a gyors elektronok Monte-Carlo szimulációja, a porlott fém termalizációjának számolása, a negatív fény modellje, az ionok és gyors atomok mozgásának követése a katód sötéttérben, végül a töltőgáz hőmérsékletének meghatározása. Ezeket a modulokat a dolgozat külön részeiben részletesen is tárgyalom. A modellben fontos szerepet játszó elektronhőmérsékletet kísérleti úton is meghatároztam. A számolás eredményei hűen visszaadják a kisülés szerkezeti felépítését és a lézer jellemzőit mind a nyomás, mind az argon koncentrációjának függvényében.

A 282 nm-es Au-II átmeneten kapott mérési eredményeket a 3.3 fejezet tartalmazza. Megmértem a lézer teljesítményének és kisjelű erősítésének változásait a kisülés áramának és a hélium töltőgáz nyomásának függvényében. Ezeket a méréseket az argon adalék különböző koncentrációja mellett is elvégeztem. Megállapítottam, hogy a maximális kisjelű erősítéshez (esetünkben 52 %m^{-1}), valamint maximális lézerteljesítményhez (100 mW) különböző argon-koncentráció tartozik, amelyek értéke 0.75% illetve 0.25%.

A negyedik fejezet egy belsőanódos üreges katódú kisülésben működő fűtött cink ion lézerrel foglalkozik. A fémgőz benntartására a kisülés aktív térfogatában pozitív oszlopú segéd-kisüléseket alkalmaztam. Ezek a kisülések a hélium töltőgáznál könnyebben ionizálható cink atomokat a katódok irányába terelik, így az anód oldalán a fémgőzkoncentráció csökken. Ezt a kataforézisnek nevezett jelenséget a lézer szempontjából fontos cink esetére kísérleti és elméleti úton is megvizsgáltam. Az eredményeket a negyedik fejezet első része tartalmazza.

Ezt követi az újszerű kisülési cső konstrukciójának valamint a lézerparaméterek méréseinek a leírása. A fémgőz koncentrációjának különböző értékei mellett, több nyomáson meghatároztam a lézer kisjelű erősítésének áramfüggését a Zn-II 492.4 nm átmeneten. Megmértem a lézer kimenő teljesítményét, és meghatároztam az optimális kicsatolótükör értékét. A potenciális 210 nm-es lézerátmeneten nem sikerült erősítést kimutatni.

Azokon a helyeken, ahol a dolgozatban a korábbi irodalomban közölt nyomásértékekre hivatkozom, meghagytam a torr egységeket. Saját eredményeim ismertetésénél a szakterület jelenlegi irodalomában elterjedt mbar egységet használom. A fűtött cink ion lézerhez kapcsolódó méréseknél (4. fejezet) a kályha hőmérsékletét kerek, Celsius fokban megadott értékekre állítottam, ezért ezeket a dolgozatban is megtartom.

1. Fejezet

A fémion lézerek működésének alapjai

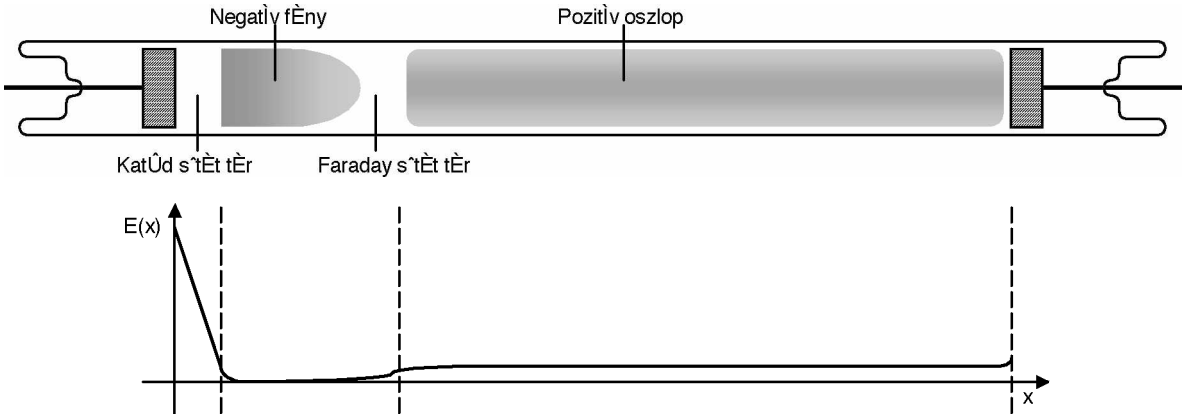
A különböző fémgőzöket tartalmazó gázkisüléseknek nagyon sok gyakorlati és ugyanakkor tisztán alapkutatás-jellegű felhasználása is van. A spektrállámpák, az utcai és belső világításra alkalmazott lámpák, nagyteljesítményű kapcsolók, az analitikus spektroszkópiában használt kisülések vagy a magnetronos porlasztás mellett a legfontosabbak közé tartoznak a fémgőz-lézerek is.

A fémgőz lézereknek két nagy csoportja ismert. Ezek közül az elsőbe a fém atomok átmenetein működő, elektronütközéssel gerjesztett lézerek tartoznak. Ilyenek például az impulzusüzemű atomi réz- vagy arany-lézerek [22], amelyek gerjesztésére nagyáramú pozitív oszlopú kisüléseket alkalmaznak. Teljesítményük akár a megawattos nagyságrendet is elérheti. Dolgozatom tárgyát a fémgőz lézerek másik csoportja, a fém ionok átmenetein működő lézerek alkotják. Amint látni fogjuk - az atomi fémgőz lézerektől eltérően - a fémion lézerek gerjesztési mechanizmusa megengedi a folytonos gerjesztést. A fémion lézerek működésének fizikai hátterét és a gerjesztésükre alkalmazott kisülések tulajdonságait tárgyalom röviden ebben a fejezetben.

1.1 Az aktív közeg - a ködfénykisülés

A ködfénykisülések vizsgálatának kezdetei visszanyúlnak egészen a 19. század elejére. Az első kísérleteket Faraday végezte 1831 és 1835 között, amikor néhány torr nyomású, levegővel töltött kisülési csőre 1000 V körüli feszültséget kapcsolt. Megfigyelte a csőben felváltva elhelyezkedő fényes és sötét térrészeket, amelyek a ködfénykisülés jellegzetes szerkezetét képezik. A kisülés működésének kvalitatív megértése után a 20. század elejétől különböző analitikus modellek születtek az egyes térrészek leírására, míg végül a legújabb számítógépes modellekkel már az egész kisülés szerkezete visszaadható. Ennek ellenére, a vizsgált rendszerek bonyolultsága miatt máig is sok a tisztázatlan kérdés. A ködfénykisülés részletes leírása több helyen megtalálható [23, 24], itt csak a legfontosabb tulajdonságait foglalom össze.

Az 1.1 ábra mutatja a ködfénykisülés felépítését és a hozzá tartozó elektromos tér eloszlását a cső mentén. A kisülés fenntartásához főleg a katód környéki térrészek, a *katód sötéttér* és a *negatív fény* jelenléte fontos. A *pozitív oszlop* szerepe, hogy vezetőképesen összekösse az előzőeket az anóddal. Ezt bizonyítja az a tény, hogy az elektródák közelítésével (adott nyomás mellett) az elektródák melletti térrészek nem változnak, csupán a pozitív oszlop rövidül meg (egészen addig, amíg el nem fogy).



1.1. ábra: A ködfénykisülés jellegzetes térrészei és a hozzájuk tartozó elektromos téreloszlás.

Az önfenntartó kisülés

A kisülés fenntartásának egyik alapvető folyamata az elektronok kiváltása a hideg (termikusan nem emittáló) katódból. Az elektronokat a katód felületére érkező ionok, metastabil részecskék, gyors atomok és ultraibolya fotonok váltják ki. Az egy részecske által átlagosan kiváltott elektronok számát γ-val jelöli az irodalom.

A katódból kilépő elektronok a katód sötéttér erős elektromos térben felgyorsulnak, majd rugalmatlan ütközések során gerjesztik és ionizálják a töltőgáz atomjait. Az ionizáció során keletkező elektronok további ütközésekben vesznek részt, ami elektronlavinák kialakulásához vezet. A keletkező ionok (metastabilok, stb.) egy része a katódra érkezik, ahonnan újabb elektronokat tudnak kiváltani. Az önfenntartó kisülés feltétele, hogy az egy elektron által létrehozott lavinában keletkező részecskék átlagosan éppen egy új elektront váltsanak ki a katódból:

$$N_{ion}\gamma_{ion} + N_{met}\gamma_{met} + N_{atom}\gamma_{atom} + N_{fot}\gamma_{fot} = 1. \tag{1.1}$$

N a lavinából a katódra visszaérkező részecskék száma, γ az elektronkiváltási tényező. Az indexek a részecskék fajtáját jelölik (*met* - metastabil atomok, *atom* - gyors atomok, *fot* - fotonok). Az elektronok kiváltásában legfontosabb szerepe általában az ionoknak van. A

ködfénykisülések különböző modelljei gyakran a többi tényező elhanyagolásával is nagyon jó eredményeket mutatnak.

A kisülés térrészei

A *katód sötéttérben* kialakuló erős elektromos tér eloszlását az ott található pozitív tértöltés határozza meg. A gyorsan mozgó elektronok tértöltése az ionokéhoz képest elhanyagolható. A katódból kilépő kezdeti elektronok a katód sötéttérben (a tartomány rövid hossza miatt) kevés ionizációs ütközésben vesznek részt, a sötéttérhez az elektronlavináknak kevesebb elektront tartalmazó, kezdeti része tartozik. Ennek köszönhetően itt a fénykibocsátás alacsony. Emellett az elektronok energiája általában magasabb az atomok gerjesztéséhez tartozó optimális értéknél ($\sim$ 10-50 eV), ami ugyancsak csökkenti a gerjesztés mértékét.

Első közelítésben a *negatív fény* kvázi-neutrálisnak (adott térfogatban az össztöltés nullával egyenlő) és térmentesnek tekinthető. A negatív fény erős fénykibocsátása abból adódik, hogy az ide érkező gyors elektronok fokozatos lassulás közben gerjesztik és ionizálják a töltőgáz atomjait. Ennek megfelelően a fény intenzitása az anód irányában exponenciálisan csökken. A negatív fényben az elektronok energiaeloszlása eltér az adott térerőhöz tartozó egyensúlyi állapottól. A jelentős mennyiségű nagyenergiájú elektron - ahogy később látni fogjuk - fontos szerepet játszik a fémion lézerek gerjesztésénél. Az eddig leírt katód környéki térrészek együttesen szükségesek ahhoz, hogy a (hideg) katód felületével meghatározott peremfeltételek mellett a gáz az elektródákra kapcsolt feszültség hatására vezetni tudja az áramot.

A negatív fényből kilépő elektronok már nem rendelkeznek számottevő energiával. A *Faraday sötéttérben* csak nagyon gyengén gerjesztik a gáz atomjait, mígnem az anód felé haladva újra meg nem nő a térerősség.

A *pozitív oszlopban* az áramot nagyrészt az ionoknál mozgékonyabb elektronok vezetik, amelyek energiája a Maxwell eloszlást követi (tipikusan kT_e = 0.2-0.5 eV). A töltött részecskék (ionok és elektronok) a diffúzió következtében a falakhoz jutnak, ahol rekombinálódnak. Ezeket a veszteségeket a hosszirányú elektromos térnek köszönhetően az elektronütközéses ionizáció tudja ellensúlyozni. Mivel a cső mentén az egyensúly mindenhol lokálisan áll be, a pozitív oszlop hossza tetszőleges lehet. A szükséges elektromos téren kívül a pozitív oszlop működésének elengedhetetlen feltétele, hogy a katód környéki térrészek biztosítsák a kezdeti elektronáramot.

Ködfénykisülések felosztása az áramsűrűség alapján

A kisülési csövön áthaladó áram függvényében a ködfénykisülésnek több fajtáját lehet megkülönböztetni. Adott elektróda-elrendezésnél a katód környékén kialakuló potenciálesés jó közelítéssel csak a j/p^2 redukált áramsűrűség függvénye [23], ahol j az áramsűrűséget, p a gáz nyomását jelöli. Tipikusan a $j/p^2 = 1\times10^{-6}$ - 5×10^{-4} Acm^{-2}torr^{-2} tartományban *normális ködfénykisülés*-ről beszélünk. Ilyenkor a kisülés a katódnak csak egy részét bo-

rítja be. Az aktív felület az árammal arányosan változik, miközben a feszültség és a katód felületi áramsűrűsége állandó marad.

Csökkentve az áramot a katód környéki térrészek átmérője összemérhetővé válik a katód sötéttér hosszával és a töltéshordozók radiális veszteségei miatt a kisülés égési feszültsége megnő. Ez az ún. *szubnormális ködfénykisülés* átmenetet képez a Townsend kisülés felé, ahol a tértöltés hatása az elektromos térre elhanyagolható és a fénykibocsátás is jelentéktelen.

A lézerek szempontjából fontos *abnormális ködfénykisülés* nagyobb áramoknál keletkezik. A kisülés már a katód egész felületét lefedi, az áram további növelése nagyobb áramsűrűséggel jár. Ezt csak hatékonyabb ionizációval és így magasabb feszültséggel lehet elérni. A j/p^2 tipikus értékei a 10^{-4}-10^{-1} $\mathrm{Acm^{-2}torr^{-2}}$ tartományba esnek. Az abnormális kisülés az előzőeknél sokkal fényesebb.

A ködfénykisülés áramának felső határát az *ívkisülés* kialakulása szabja meg. Ilyenkor a katód lokális felmelegedése miatt egy adott helyen a termikus emisszió kezd dominálni az elektronok kiváltásában, amitől az égési feszültség jelentősen csökken és a kisülés egész jellege megváltozik.

1.2 Gerjesztési mechanizmusok

A fémion lézerek gerjesztésére nemesgáz és az adott fémgőz keverékében keltett gázkisüléseket alkalmaznak. A következőkben áttekintem a különböző gerjesztési mechanizmusokat.

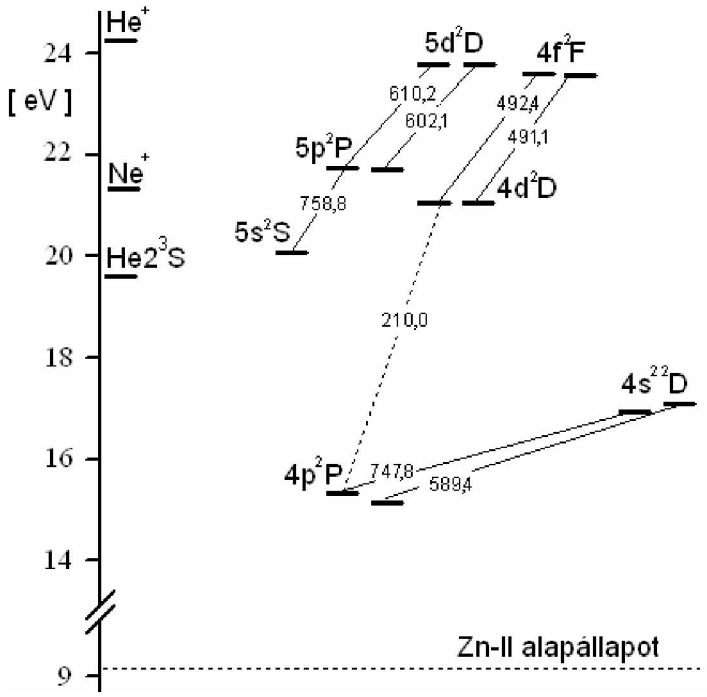
Konkrét példának a cink ion lézerátmeneteit választom. Az egyszeresen ionizált cink termsémája az 1.2 ábrán látható. A cink ion gerjesztett nívói mellett feltüntettem a hélium és neon ionok alapállapotának valamint a metastabil hélium atomoknak az energiaszintjeit is.

A Penning ionizáció

A gerjesztett fém ionok előállításánál az első fontos folyamat a Penning ionizációs ütközés. Ennek során a metastabil hélium atomok egy lépésben ionizálják és gerjesztik az alapállapotban levő cink atomokat:

$$\mathrm{He}^* + \mathrm{Zn} \rightarrow \mathrm{He} + \mathrm{Zn}^{+*} + e^- + \Delta E. \tag{1.2}$$

ΔE a folyamatba belépő metastabil atomok és a keletkező fém ionok energiaszintjeinek különbségét jelöli. Ez az energiatöbblet főleg a kilépő elektron kinetikus energiájaként jelenik meg. Az ütközés elméleti hátterét többek között Riseberg és társai dolgozták ki [25]. A Penning ionizáció hatáskeresztmetszete eléri a $\sim 10^{-15}$ cm^2 nagyságrendet és a cink esetében a $3\mathrm{d}^9 4\mathrm{s}^2\mathrm{D}_{3/2}$ és $\mathrm{D}_{5/2}$ nívókról induló 589.4 és 747.8 nm-es átmenetek pumpálásáért felelős.



1.2. ábra: A cink ion termsémája (az egyes átmenetek hullámhossza nm-ben van jelölve).

A töltéskicserélő ütközés

A lézerátmenetek jelentős csoportjának esetében a felső nívó szelektív gerjesztéséért az alapállapotú nemesgáz ionok és fémgőz atomok közötti ún. aszimetrikus töltéskicserélő ütközés a felelős. A Penning ionizációhoz hasonlóan a fém atomok egy lépésben ionizálódnak és gerjesztődnek is. A hélium-cink keverék esetében felírhatjuk:

$$\mathrm{He}^{+} + \mathrm{Zn} \rightarrow \mathrm{He} + \mathrm{Zn}^{+*} + \Delta E, \tag{1.3}$$

ahol ΔE a folyamatba belépő nemesgáz ionok és a keletkező fém ionok energiaszintjeinek különbségét jelöli. A mérési eredmények kimutatták [26,27], hogy amennyiben ez az energiakülönbség a 0.2 -0.5 eV tartományba esik, a fenti folyamat hatáskeresztmetszete elérheti a $\sim 10^{-15}$ cm^2 nagyságrendet. A Penning ionizációtól eltérően a folyamat során nem keletkezik szabad elektron, amely az energiatöbletet elviszi. Ennek következtében az optimálistól eltérő energiakülönbségeknél (beleértve az alacsony értékeket) a hatáskeresztmetszet nagyon gyorsan csökken. A folyamat rezonáns jellege hozzájárul az adott lézernívó hatékony gerjesztéséhez. A töltéskicserélő ütközésnek több elméleti leírása is született [26, 28–30]. Turner-Smith és társai által kidolgozott [26] szemiklasszikus közelítés eredményei viszonylag jól egyeznek a mérési adatokkal.

Az elmondottakkal összhangban és a mérési eredményekkel alátámasztva elmondható, hogy a hélium ionok főleg a cink ionok $5\mathrm{d}^2\mathrm{D}_{3/2}$ és $5\mathrm{d}^2\mathrm{D}_{5/2}$ energiaszintjeit fogják

gerjeszteni, amelyekről a 610.2 és 602.1 nm-es lézerátmenetek indulnak (1. ábra). Figyelmet érdemel a 210.0 nm-es átmenet is, amelyet neon kisülésben lehet előnyösen gerjeszteni [31], viszont lézerként mindezidáig nem sikerült elindítani. Ez az általunk ismert legrövidebb hullámhosszú folytonosan működő lézerátmenetet jelentené.

Collins és társai megmutatták [27], hogy a 4f energianívók pumpálását a lézerkisülésekben nem lehet közvetlenül a töltéskicserélő ütközésnek tulajdonítani (ΔE=0.63 eV). Ezek az energiaszintek az 5d nívójú atomok és lassú elektronok ütközései során vannak pumpálva.

További közvetett gerjesztési mechanizmusnak számít a kaszkád pumpálás, amikor a felső nívót optikai átmenet köti valamelyik szelektíven gerjesztett magasabban fekvő energiaszinthez. Ilyen például az 5p szintről induló 758.8 nm-es átmenet.

1.3 A fémion lézerek felosztása

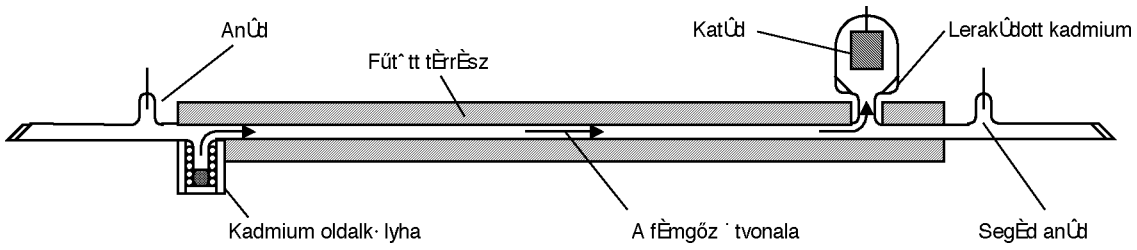
Az előző részben elmondottakból következik, hogy a fémion lézerek hatékony gerjesztéséhez a megfelelő fémgőz koncentráció mellett az aktív térfogatban biztosítani kell a nemesgáz ionok illetve metastabilok jelenlétét is (a gerjesztési mechanizmus függvényében). Erre a ködfénykisülés negatív fényében illetve pozitív oszlopában adódik lehetőség. A lézeralkalmazás céljára az 1.1 ábrán látható kisülési csövet mindkét említett esetben módosítani kell úgy, hogy az optikai út a lézernyaláb számára szabadon maradjon.

Általánosságban elmondható, hogy a töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett nívók pumpálására a negatív fény, a Penning ionizációval gerjesztett nívókéra pedig a pozitív oszlop az alkalmasabb. Ennek magyarázata a két térrészben található részecskesűrűségek különbségéből adódik. A pozitív oszlopban a metastabil atomok sűrűsége általában egy-két nagyságrenddel meghaladja az ionok sűrűségét, míg a negatív fényben ez az arány fordított. Összehasonlító méréseket a lézergerjesztés szempontjából Gill és Webb végeztek [11, 12].

Pozitív oszlopú lézerek

Történelmileg elsőként a fémion lézerek pozitív oszlopú változatai jelentek meg. A kereskedelmileg is forgalmazott hélium-kadmium lézer egyszerűsített vázlata az 1.3 ábrán látható. A kadmium az oldalkályhából van elpárologtatva, a megfelelő fémgőz koncentrációt a kályha hőmérsékletének beállításával lehet elérni ($\sim$ 250°C). A kadmium lézerek tipikusan néhány torr hélium nyomás mellett, $\sim$100 mA árammal működnek. Kimenő teljesítményük eléri a 30 illetve 100 mW-ot a kadmium ion 325 és 440 nm-es, Penning reakcióval gerjesztett átmenetein.

A pozitív oszlop mentén a fém egyenletes eloszlása a *kataforézisnek* köszönhető. Ez a jelenség gázkeverékek egyenáramú kisüléseiben figyelhető meg, ahol a könnyebben ionizálható összetevőt (ez esetben a kadmiumot) a kisülés a katód irányába tereli. A kataforézissel



1.3. ábra: Pozitív oszlopú kadmium ion lézer vázlata.

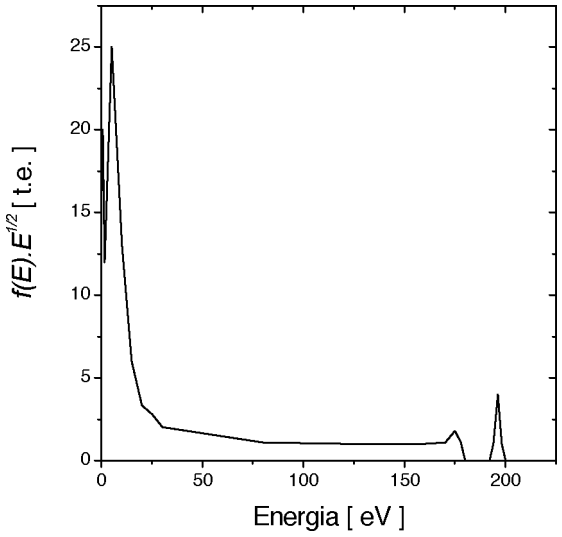
bővebben a 4.1 fejezetben foglalkozom. A katód felőli oldalon a fölösleges kadmium a cső hidegen tartott falára rakódik, az ablaktól a fémet egy kataforézises segédkisülés tartja távol. A kadmiumon kívül pozitív oszlopú lézerek működnek He-Zn, He-Mg, He-Sn, He-Pb keverékekben is.

Az elektron-energiák Maxwell eloszlása következtében a pozitív oszlopban az elektronoknak csak nagyon kis százaléka tud részt venni az ionizációs folyamatban. Ezek az elektronok szinte kizárólag a ionizációs küszöb fölötti néhány elektronvoltnyi sávba tartoznak. Viszonylag kevés fémgőz (0.1-1%) hozzáadásával a nemesgáz kisülésekhez a könnyebben ionizálható fém átveszi a nemesgáz ionok szerepét. Ilyenkor az elektronhőmérséklet csökken, ami a nemesgáz ionok és metastabil atomok sűrűségének csökkenésével jár, ezért létezik egy optimális fémgőz koncentráció, amelyiknél az adott lézer a legjobban működik.

Negatív fényben működő - üreges katódú - lézerek

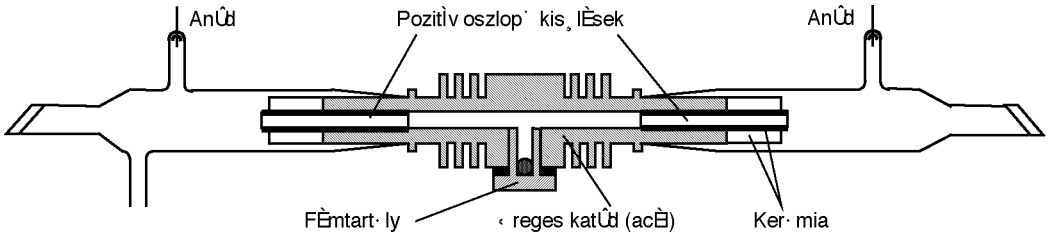
A negatív fény tartományának egyik legfontosabb jellemzője a nagyszámú gyors elektron jelenléte. A negatív fényben található energia-eloszlásában az ionizációs küszöbtől a teljes katódesésnek megfelelő energiáig terjedő tartomány viszonylag egyenletesen van betöltve (1.4 ábra). Ezen felül a maximális energiánál egy csúcs található, amelyet az ún. nyaláb (beam) elektronok képeznek. Ezek rugalmatlan ütközés nélkül tették meg az utat a katódtól az adott helyig.

A katód környéki térrészek előnyeit a lézergerjesztés céljára A. J. Palmer [32] írta le először, nem sokkal a negatív fényben működő lézerek megjelenése előtt. A negatív fényben az ionizációért felelős elektronok átlagos energiája sokszorosan meghaladja az ionizációs küszöböt. Ilyen körülmények mellett az alacsonyabb ionizációs potenciállal rendelkező fém atomok ("káros") hatása az ionizáló elektronok átlagos energiájára, és vele együtt a nemesgáz atomok ionizáltságának fokára, a pozitív oszlophoz viszonyítva sokkal gyengébb. A töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett nívóknál további előnynek számít az ionok magas koncentrációja. Több olyan töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett lézerátmenet létezik, amely pozitív oszlopban csak impulzus üzemmódban működik, míg negatív fényben folytonos működést sikerült rajta elérni.



1.4. ábra: A negatív fényben található jellegzetes elektronenergia-eloszlás. Az ábrán P. Gill és C. E. Webb [11] kísérleti eredményei vannak feltüntetve, 10 mbar nyomású hélium kisülésben, a sík katódtól 1.5 cm távolságban. A katódhoz tartozó áramsűrűség 3.5 $mAcm^{-2}$, az égési feszültség ~200 V.

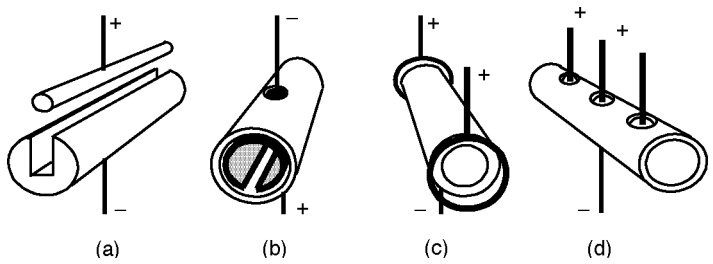
A negatív fény kihasználására kitűnően beváltak az üreges katódú kisülés különböző változatai. Üreges katódú kisülésről beszélhetünk minden olyan esetben, amikor a katódnak egymással szemben álló felületei közrezárják a katód sötéttér és a negatív fény tartományokat. Ilyenkor a katód környéki térrészek működése az önfentartás szempontjából - a sík katódhoz képest - hatékonyabbnak mondható, adott feszültség mellett lényegesen nagyobb áramsűrűség érhető el. Az üreges katódú kisülés tulajdonságait bővebben tárgyalom a következő fejezetben.



1.5. ábra: Üreges katódú fémion lézer (H. Tsuda, J. A. Piper, *J. Phys. E.: Sci. Instrum.* **22**, 462 (1989))

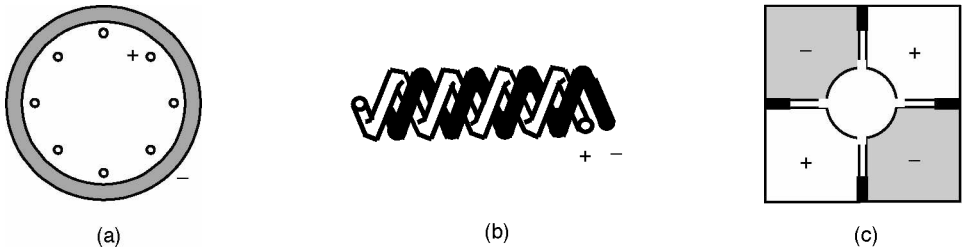
Az 1.5 ábra egy, a kiterjedt irodalomból átvett, cilindrikus üreges katódú lézer vázlatát mutatja. Az előzőkben ismertetett pozitív oszlopú lézerhez hasonlóan (1.3 ábra) az adott fém egy oldalkályhából van elpárologtatva. A kisülés pozitív oszlopú részei benttartják a fémgőzt az aktív térfogatban, megakadályozva lerakódását az ablakokon. A cilindrikus elrendezésen kívül több más, hagyományosnak mondható üreges katódú konstrukció

létezik, a legfontosabbakat a 1.6 ábra mutatja. Látható, hogy az aktív szakaszt (negatív fényt) mindig körbeveszi a katód, a gerjesztés az üregben játszódik le.



1.6. ábra: Hagyományos üreges katódú elrendezések: a) felhasított (slotted) b) Schubel típusú c) cilindrikus d) furulya (flute type).

Az üreges katódú fémion lézerek fejlődésében nagy lépést jelentett a katódporlás felhasználása a szükséges fémkoncentráció előállítására [13]. Kiderült, hogy a katód anyagának megfelelő megválasztásával az adott fém atomjai jelentős mennyiségben vannak jelen a kisülésben. Mindez a katódot bombázó gyors ionoknak köszönhető, amelyek a falból a fém atomokat kiütik. A porlasztás legnagyobb előnye, hogy megfelelő áramsűrűség mellett már szobahőmérsékleten biztosítható a lézerműködéshez szükséges nemesgáz ionok (metastabilok) és fém atomok együttes jelenléte az aktív térfogatban. Ez lényegesen megkönnyíti a lézerek üzemeltetését. Ugyanakkor hátrányt jelent, hogy a kisülés áramát és a fémgőz koncentrációját nem lehet egymástól függetlenül optimalizálni. Porlasztott fémion lézerek működnek He-Cu, Ne-Cu, He-Ag, Ne-Ag, He-Au, Ne-Al, Kr-Sr, He-Zn keverékekben. A legrövidebb elérhető hullámhossz az ezüst ion 224 nm-es lézerátmenete, erre a hullámhosszra kereskedelmi kivitelben is kapható egy felhasított üreges katódú kisülésben gerjesztett lézer.



1.7. ábra: Nagyfeszültségű üreges katódú elrendezések: a) üreges anód-katód b) helikális c) szegmentált.

Mivel a porlasztás hatásfoka erősen függ a katódot bombázó ionok energiájától, a porlasztott lézerek paraméterei jelentősen javíthatók a kisülés égési feszültségének megfelelő növelésével. Ennek felismerése vezetett a nagyfeszültségű elektróda-elrendezések kifejlesztéséhez (1.7 ábra). Az ábrázolt kisülések közös tulajdonsága, hogy az aktív térfogatot határoló katódfelület anódpotenciálon levő elektródákkal van megbontva. Ennek hatását

a kisülések működésére a 2.3 fejezet külön tárgyalja. Nagyfeszültségű üreges katódú lézerekkel alacsonyabb küszöbáramot és jelentősen magasabb erősítést sikerült elérni több, az ultraibolya tartományba eső lézerátmeneten [33, 34].

Az üreges katódú fémion lézerek lehetséges alkalmazási területeit Gerstenberger és társai foglalták össze 1980-ban kiadott cikkükben [14]. Már akkor világosan látni lehetett, hogy a többi lézertípussal összevetve főleg az ultraibolya tartományba eső lézerek lehetnek versenyképesek. Azóta viszont (főleg a rövid élettartam miatt) a folytonosan működő üreges katódú lézerek kifejlesztése nehezebbnek bizonyult, mint amilyennek eredetileg látszott. Csak az elmúlt néhány évben jelentek meg az első kereskedelmileg forgalmazott porlasztott üreges katódú fémion lézerek a piacon. Ezek kvázifolytonos üzemmódban működnek, néhány tíz Hz frekvenciával ~ 50 μs-os impulzusokat adnak. Felhasználásuk főleg az ultraibolya Raman spektroszkópiára korlátozódik. A lézerek további fejlesztésének a nagyobb kimenő teljesítmény és rövidebb hullámhossz elérésén kívül a megbízhatóbb és hosszabb működés elérésére kell irányulnia.

2. Fejezet

Üreges katódú kisülések

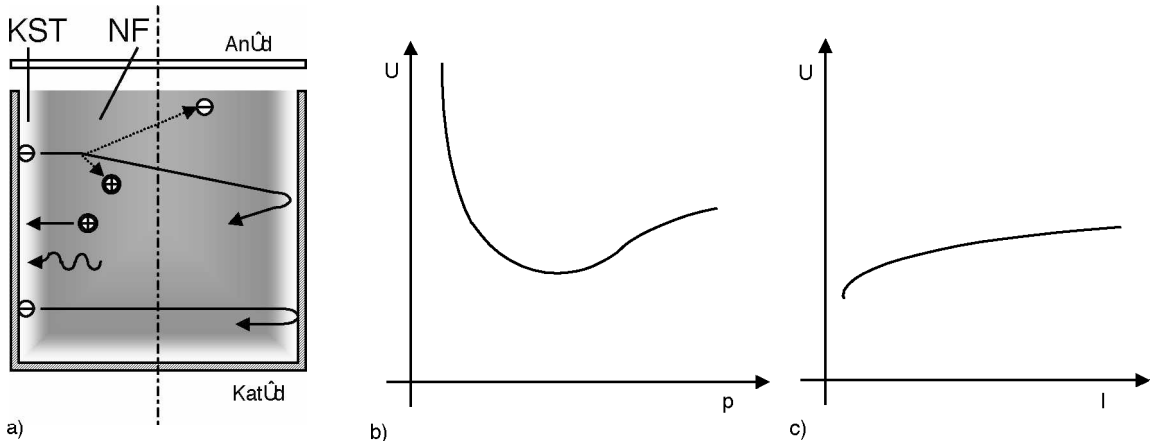
2.1 Az üreges katódú effektus

A 2.1 a) ábrán egy hengeres üreges katódú kisülés keresztmetszetének vázlata látható. A katód környéki térrészek (a katód sötéttér és a negatív fény) hossza fordítottan arányos a p nyomással. A jelenség oka, hogy kisebb nyomáson ritkábbak az ütközések, tehát az elektronoknak nagyobb térrészre van szükségük ahhoz, hogy az önfenntartáshoz szükséges ionizációt létrehozzák. Legyen D a katódüreg átmérője, akkor a pD szorzat megfelelő megválasztásával elérhető, hogy a szembenfekvő katódfelületekhez tartozó negatív fény tartományok átfedjék egymást. Ilyenkor (adott feszültség mellett) a kisülés áramsűrűsége jelentősen megnövekszik a síkkatódú elrendezéssel szemben, üreges katódú effektusról beszélünk. Az üreges katódú effektus kialakulásában több tényező játszik szerepet:

a) A kisülésben oszcilláló elektronok vannak jelen. Az 1.1 fejezetben elmondottak alapján a katódból kilépő, majd a katód sötéttérben felgyorsult elektronok ionizálják és gerjesztik a töltőgáz atomjait. Üreges katódú effektus esetén egyes elektronok elérhetik a szemközti katódhoz tartozó sötéttér tartományt, ahol az elektromos tér hatására visszafordulnak, ahogy az a 2.1 a) ábrán is látható. Ennek köszönhetően a gyors elektronok (eltekintve az elektródákon elnyelődő elektronoktól) teljes energiájukat a katódüreg belsejében adják le. Ezen felül megnő azoknak a másodlagos elektronoknak a száma, amelyek az ionizációs ütközések során a (szemközti) katód sötéttérben keletkeznek. Ezeket a másodlagos elektronokat az elektromos tér felgyorsítja, ami tovább növeli az elektronlavinákban résztvevő elektronok számát. Adott feszültség mellett tehát az egy kezdeti elektron által keltett ionok száma lényegesen magasabb lehet mint a síkkatódú elrendezés esetében. Az oszcilláló elektronok létezését kísérletileg Helm bizonyította [35].

b) A katód felületén az áramot nagyrészt az oda érkező ionok vezetik. Mivel a negatív fényt és a katód sötétteret főleg a katód felülete határolja, az ott keletkező ionok nagy valószínűséggel tudnak eljutni a katódra. Ezáltal minimálisak az ionok veszteségei a falakon.

c) További fontos tényező az új elektronok kiváltása a katód felületéről. Molnar [36] méréseiből kiderül, hogy az ionokon kívül ebben a folyamatban szerepet játszanak a metastabil részecskék és a kisülésből érkező ultraibolya fotonok. A katód alakjának köszönhetően az ionokhoz hasonlóan ez utóbbiak is nagy valószínűséggel érik el a katód felületét.



2.1. ábra: **a)** Hengeres üreges katódú kisülés keresztmetszetének vázlata. Az ábrán az üreges katódú effektus kialakulásáért felelős folyamatok vannak bejelölve. NF a negatív fény tartományát, KST a katód sötétteret jelöli. **b)** Az üreges katódú kisülés feszültségének nyomásfüggése adott áram mellett. **c)** Üreges katódú kisülésekre jellemző áram-feszültség karakterisztika.

Az üreges katódú kisülések feszültségének jellegzetes nyomásfüggése látható a 2.1 b) ábrán [33]. Létezik egy optimális nyomástartomány, ahol az üreges katódú effektusnak köszönhetően, adott áram mellett a kisülés feszültségének minimuma van. Magasabb nyomások esetén a szemközti negatív fény tartományok szétválnak egymástól, a kisülésből hiányoznak az oszcilláló elektronok, ami az áram fenntartásához szükséges feszültség növekedését okozza. Alacsonyabb nyomásoknál meghosszabbodik az elektronok szabad úthossza, egyre több elektron éri el a szemközti katódfelületet anélkül, hogy a gáz atomjaival ütközne. Ezeknek az elektronoknak az energiája a katódra érkezéskor megegyezik az eredeti energiájukkal, amivel kiinduláskor a katódot elhagyták (tipikusan néhany eV). Mivel az elektródáknak ütköző elektronok egy bizonyos valószínűséggel elnyelődnek, a hosszabb szabad úthossz a gyors elektronok veszteségeinek növekedésével jár. Ez tükröződik a feszültség növekedésén alacsony nyomásoknál. A magasabb energiákra gyorsított elektronok (amennyiben nem nyelődnek el a falakon) több iont tudnak létrehozni a lavinákban, így kisebb nyomáson is létre tudják hozni az önfenntartáshoz szükséges ionizációt.

A hagyományos üreges katódú kisülések feszültség-áram karakterisztikájának meredeksége alacsony, már kis feszültségnövekedés hatására is gyorsan nő az áram (2.1 c) ábra). A dinamikus impedancia általában kisebb mint 20 Ω.

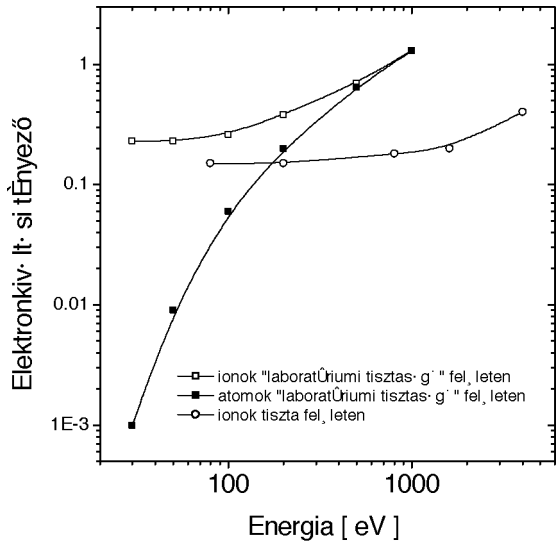
2.2 Meghatározó elemi folyamatok

A ködfénykisülésekben szerepet játszó elemi folyamatok vizsgálatával külön-külön sok elméleti és kísérleti munka foglalkozott. Jobb kvalitatív megértés és pontosabb számszerű adatok birtokában a kisülések tulajdonságait egyre jobban leíró modelleket lehet szerkeszteni. Itt most azokat a legfontosabb elemi folyamatokat tekintem át, amelyek a 3.2 fejezetben ismertetett modellben is megjelennek.

2.2.1 Az elektródák felületén lejátszódó folyamatok

Elektronok kiváltása

Az elektronok kiváltásáért legnagyobb mértékben a katódra érkező ionok a felelősek. Mivel ez a folyamat gyakran jelentős bizonytalanságot visz a modellekbe, ezért érdemes bővebben foglalkozni vele. A γ (az egy ion által kiváltott elektronok száma) erősen függ az ion fajtájától, energiájától, valamint a katód anyagától és felületének tisztaságától. Az elektronok kiváltásánál két különböző mechanizmus: potenciál kilökődés illetve kinetikus kilökődés lép fel.



2.2. ábra: Hélium ionok és atomok elektronkiváltási tényezője "tiszta" [37], illetve "laboratóriumi tisztaságú" (hélium háttér mellett mért) [38] arany felületen az energia függvényében.

Lassú ionoknál *potenciál* kilökődésről beszélünk. A katódra érkező ion egy a fémből kilépő elektronnal rekombinál (és alapállapotba megy át), miközben a felszabaduló energia egy másik elektron számára biztosítja a kilépési potenciálgát leküzdését. Energetikai szempontból a folyamat (leegyszerűsített) feltétele, hogy az ion U_i ionizációs potenciálja

legalább kétszerese legyen a felülethez tartozó W_Φ kilépési munkának. A γ-ra felállított különböző empirikus képletek közül a Baragiola és társai által javasolt összefüggés:

$$\gamma = 0.032(0.78U_i - 2W_\Phi) \tag{2.1}$$

viszonylag jó egyezést mutat a kísérleti adatokkal [39].

Gyors ionok esetében a potenciál kilökődés mellett ún. *kinetikus* kilökődés is megjelenik. Ilyenkor az emisszióhoz szükséges energiát az ion kinetikus energiája adja. A [40]-es hivatkozás áttekintést ad az energia átadásának elméletéről az ütközés során, a gerjesztett elektronok mozgásáról a fémben és áthaladásáról a felületi potenciálgáton keresztül. Kinetikus kilökődés játszódik le akkor is, amikor gyors atomok csapódnak a katód felületébe. Valamennyi esetben létezik egy küszöbenergia, amely alatt az ionok (atomok) nem tudnak elektront kiváltani a fémből. A küszöb értéke egyszerű számítással megbecsülhető [37], arany felületre érkező hélium esetében ez kb. 1000 eV. A kilépő elektronok száma a küszöb fölött erősen függ a beérkező ion energiájától. A kilépő elektronok energiaeloszlása Maxwell-eloszlásra hasonlít, 5-8 eV körüli maximummal.

Az 2.2 ábrán arany felületre érkező hélium ionok és atomok elektronkiváltási tényezője látható a becsapódás energiájának függvényében. A mérési eredmények szembetűnő különbséget mutatnak az atomian tiszta (nagy vákuumban mért) és a "laboratóriumi tisztaságú" (hélium háttérben mért) felületek között. Mivel a különböző kisülések mindig valamilyen puffergáz jelenlétében működnek, sokszor nagyon nehéz megbízhatót mondani a katód aktuális felületéről, amely a kisülés hatására is változik. Megismételhető kisülési paramétereket a katódfelület változása miatt általában csak hosszabb előzetes működés és gázcsere után lehet elérni.

A metastabil részecskék elektronkiváltási tényezőjére nem lehet az irodalmi adatok alapján általánosan érvényes szabályt alkotni [41]. Hagstrum [42, 43] elmélete alapján a metastabilok γ-ja az ionokéval egyező. Az ultraibolya fotonok elektronkiváltására vonatkozó mérési eredmények [41] azt mutatják, hogy a kibocsátott elektronok száma egy adott hullámhossz ($\sim$ 80 nm) mellett maximális.

Reflexió

Az elektródákra érkező részecskék (elektronok, ionok, atomok) bizonyos valószínűséggel, kinetikus energiájuk egy részét megtartva, a felületről visszaverődnek.

A ködfénykisülések elektromos tereloszlásának következtében a negatív fényben található gyors elektronok számottevő energiaveszteség nélkül elérhetik az anód felületét. Ugyanakkor a katódból (néhány eV energiával) kilépő elektronoknál is megvan annak a lehetősége, hogy az első ütközések után újra visszajutnak a katód felületére, esetleg rugalmatlan ütközés nélkül elérik a szemközti katódfelületet. Az ionizációs és gerjesztéses folyamatok pontos kezeléséhez fontos tudni, hogy mindezek az elektronok milyen százalékban és milyen energiával verődnek vissza. Kísérletileg az elektronok visszaverődését

fémekről többek között Sternglass vizsgálta behatóan [44]. Munkájában megtalálhatók a visszaverődési tényezők a felületre érkező elektronok energiájának függvényében (tipikusan 10-30%), valamint a visszaverődött elektronok energiaeloszlása. A közölt eloszlásokból kiderül, hogy a visszaverődött elektronok legnagyobb valószínűséggel az érkezési energiájuk 60-90%-át tartják meg (az adott fém fajtájától függően).

A katódra érkező ionok energiája az elektromos tér következtében jelentős. Amint később látni fogjuk (lásd a 2.3 fejezetet) a kisülésben jelenlévő lassú ionok ambipoláris diffúzióval az anódra is eljuthatnak. Az elektródákra jutó ionok a fémből kilépő elektronokkal rekombinálnak, majd semleges atomokként verődnek vissza [45]. Az ionok visszaverődését két kísérletileg is mérhető együtthatóval szokás jellemezni. Az első a visszaverődés valószínűségét írja le, a második az átlagosan elnyelt energia százalékarányát adja meg. Mindkét tényező függ a beérkező ionok energiájától és a felülethez viszonyított irányától. Az irodalomban fellelhető adatok alapján elmondható, hogy magasabb energiák felé haladva az ionoknak egyre nagyobb hányada nyelődik el a felületen [46], miközben a visszaverődött energia százalékaránya is csökken [47].

A termális (a töltőgázzal azonos hőmérsékletű) fém atomok visszaverődésének valószínűsége a falakon meghatározza a fémgőz sűrűségeloszlásának határfeltételét. Sajnos az irodalomban a visszaverődési tényezőre csak nagyon kevés mérési eredmény található [48]. Az elérhető adatokra támaszkodva Baker és Brink próbáltak empirikus (lineáris) összefüggést találni az atomoknak a felülethez tartozó kötési energiája és az adszorbció valószínűsége között [49]. A különböző fématom - fémfelület párosoknál (néhány kivétellel) a felületre érkező termális atomok 20-80%-a verődik vissza.

Porlasztás

A katód anyagának porlasztásáért a gyors ionok és atomok a felelősek. Egy bizonyos küszöb feletti energiánál (fémeknél ez 5-40 eV) az egy részecske által átlagosan kiváltott fém atomok száma jó közelítéssel lineáris függvénye a becsapódás energiájának. Mindez kb. 1000 eV-ig érvényes, az ennél is magasabb energiáknál a porlasztás hatékonysága fokozatosan telítődik, majd $\sim 10^4$ eV fölött csökkenni kezd. Általánosan elmondható, hogy a nagyobb tömegű részecskékhez erősebb porlás tartozik. A porlasztás együtthatóira vonatkozó mérési eredményeket különböző adattárakban lehet megtalálni (lásd pl. [50]).

A porlás során kiváltott fém atomok energiaeloszlásának tipikusan néhány eV mellett van a maximuma [51]. Az elporlott fém atomok a töltőgázzal ütközve fokozatosan lelassulnak. A termalizáció folyamatát részletesen a 3.2.3 fejezetben tárgyalom.

2.2.2 A gáztérfogatban lejátszódó folyamatok

A 1.2 fejezetben a fémion lézerek gerjesztésénél betöltött fontos szerepük miatt már szó esett a töltéskicserélő és Penning ionizációról. Ez a fejezet a további lényeges folyamatokat foglalja össze.

Rugalmas szórás

Amennyiben az elektronok, atomok és ionok ütközésénél a töltőgáz atomjaival a részecskék belső energiája nem változik meg, rugalmas szórásról beszélünk. A szórási folyamatok pontos leírásához ismerni kell az adott ütközéshez tartozó $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}(\Theta, \epsilon)$ differenciális hatáskeresztmetszetet. Ω a térszöget, Θ a szórás szögét jelöli a tömegközépponti rendszerben míg ϵ a szóródott részecske ütközés előtti energiája. A klasszikus, szilárd gömbök ütközésére vonatkozó hatáskeresztmetszet a tömegközépponti rendszerben izotróp. A kvantummechanikai számítások (a kísérleti eredményekkel összhangban) az izotróp összetevő mellett domináns előreszórást (Θ=0) jósolnak mind az elektronok, mind a nehéz részecskék esetében. Ezen kívül a differenciális hatáskeresztmetszeteken, adott rezonáns feltételek mellett finomabb struktúrák is megfigyelhetők. A pontos differenciális hatáskeresztmetszetek ismeretének hiányában célszerű integrális hatáskeresztmetszeteket használni, amelyek az előbbiek szögeloszláson vett integráljaként vannak definiálva:

$$\sigma_{int}(\epsilon) = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}(\Theta, \epsilon) W(\Theta) \sin\Theta d\Theta. \tag{2.2}$$

Az integrálásnál az egyes szögeket különböző $W(\Theta)$ súlyozással vehetjük figyelembe. Az így kapott integrális hatáskeresztmetszetek közé tartozik a teljes ($W(\Theta)$=1), a diffúziós ($W(\Theta) = 1 - \cos\Theta$) és a viszkozitás hatáskeresztmetszet (viscosity cross-section) ($W(\Theta) = \sin^2\Theta$), lásd pl. [52, 53]. Mindezek jellemezni tudják a részecskék transzportjának különböző tulajdonságait. A szórási folyamatok elméletének összefoglalása megtalálható a [28] hivatkozásban.

Ütközéses gerjesztés és ionizáció

A megfelelő energiával rendelkező elektronok rugalmatlan ütközéseik során gerjeszteni illetve ionizálni tudják a töltőgáz atomjait. Az elektronok kis tömege miatt a küszöbenergia megegyezik az adott gerjesztett nívó energiájával illetve az atom ionizációs potenciáljával. Magasabb energiák felé haladva a hatáskeresztmetszetek eleinte növekednek, majd a maximumon áthaladva, a küszöb néhányszoros értékétől kezdődően fokozatosan csökkennek. A kezdeti növekedés jó közelítéssel lineáris, a nagyenergiás rész hiperbolikus csökkenést mutat. Az ionizációs ütközésből kilépő két elektron iránya 90°-os szöget zár be egymással. Legnagyobb valószínűséggel az elektronok egyikének az ütközés utáni energiája nullához közeli lesz, ennek megfelelően a másik elektron maximális energiával távozik.

Az elektronok mellett a kisülésben a gyors atomok és ionok is tudják gerjeszteni és ionizálni a semleges atomokat. Ilyen esetben a tömegek aránya miatt a küszöbenergia magasabb, egyenlő tömegű részecskék ütközésénél például kétszerese a gerjesztési illetve ionizációs potenciálnak. Általánosan elmondható, hogy a nehéz részecskék ütközéseinek hatáskeresztmetszetei az elektronokhoz viszonyítva lényegesen alacsonyabbak. A katód közvetlen közelében, ahol az ionok és atomok energiája a legmagasabb, sokszor megfigyelhető a *katódfénynek* nevezett tartomány, amelyben a gyors részecskék gerjesztése a domináns [54].

Elektron-ion rekombináció

A kisülésekben található ionok szabad elektronokat befogva a gáztérfogatban is semlegesítődnek (rekombinálódnak). Kvázineutrális körülmények mellett ($n_e \simeq n_i$), a rekombináció sebességét a töltött részecskék koncentrációjának négyzete határozza meg:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\alpha n_i n_e \simeq -\alpha n_i^2, \tag{2.3}$$

ahol n_e és n_i az elektronok és ionok sűrűsége, α a rekombináció sebességi állandója (egysége: $\mathrm{cm}^3\mathrm{s}^{-1}$). A négyzetes összefüggés miatt a folyamat főleg a magasabb elektron(ion)-koncentrációk mellett fog jelentős szerepet játszani. A rekombináció a következő lehetséges csatornákon keresztül zajlik:

sugárzásos rekombináció:	$e + X^+$	$\rightarrow$	$X + h\nu$
disszociatív rekombináció:	$e + XY^+$	$\rightarrow$	$X + Y$
háromtest rekombináció:	$e + X^+ + Y$	$\rightarrow$	$X + Y$
ütközéses sugárzásos rekombináció:	$X^+ + e + e$	$\rightarrow$	$X + e$

Az utolsó két esetben a reakció sebessége három részecske sűrűségétől függ, ezért a sebességi állandó definíciója a (2.3) egyenlethez képest módosul (α egysége ilyenkor $\mathrm{cm}^6\mathrm{s}^{-1}$). Az egyes csatornákhoz tartozó sebességi állandók értékeiből kiderül, hogy a dolgozatban vizsgált hélium kisüléseknél legnagyobb súlya az ütközéses sugárzásos rekombinációnak van. Ilyenkor a többlet energiát egy másik elektron viszi el. A folyamat során első lépésben az ionból gerjesztett atom keletkezik, amely később sugárzással vagy elektronütközéssel (akár több lépésben is, különböző gerjesztett nívókon keresztül) alapállapotba megy át. A köztes, gerjesztett állapotokban nagy a valószínűsége annak, hogy az atom elektronütközéssel újra ionizálódik, ezért ennek a folyamatnak a sebessége nagyon erősen függ az elektronok T_e hőmérsékletétől.

Diffúzió és drift

Inhomogén sűrűségeloszlások esetén a (semleges vagy töltött) részecskéket a diffúzió a magasabbtól az alacsonyabb koncentrációjú helyek felé tereli. A részecskék $\mathbf{\Gamma}_D$ diffúziós fluxusa arányos a koncentráció gradiensével:

$$\mathbf{\Gamma}_D = -D\mathrm{grad}(n), \qquad \text{ahol a kinetikus elmélet alapján} \qquad D = \frac{\bar{v}\lambda}{3}. \tag{2.4}$$

D a diffúziós együttható, $\bar{v}$ a részecskék sebességének középértéke és λ az átlagos szabad úthossz. Az n_1 és n_2 sűrűségekkel jellemzett, T hőmérsékletű keverékben (általában $n_1 \ll n_2$) a diffúziós együtthatót a Chapman-Enskog formula határozza meg pontosabban [28]:

$$D_{12} = \frac{3}{16(n_1 + n_2)} \Big(\frac{2\pi kT}{m_r}\Big)^{1/2} \Big(\frac{1+\varepsilon}{\bar{\sigma}_d}\Big), \tag{2.5}$$

ahol m_r a részecskék redukált tömege, $\bar{\sigma}_d$ a difúziós hatáskeresztmetszetnek a sebességeloszláson vett súlyozott átlaga [28] és az ε korrekciós faktor az esetek nagy részében sokkal kisebb mint 0.05.

Ambipoláris diffúzióról beszélünk, amikor a plazmában található ionok és elektronok közösen diffundálnak. A gyorsabb elektronok ilyenkor „magukkal húzzák" az ionokat és fordítva, a kialakuló ambipoláris elektromos tér következtében az ionok lassítják az elektronok mozgását. Az ambipoláris diffúzió D_a együtthatójára érvényes [28]:

$$D_a = \frac{D_i\mu_e + D_e\mu_i}{\mu_i + \mu_e} \simeq D_i\Big(1 + \frac{T_e}{T_i}\Big). \tag{2.6}$$

Az indexek jelentése: e - elektronok, i - ionok. Elektromos térben az elektronok és ionok kollektíven a tér által meghatározott irányban mozognak. A v_d driftelési sebességet a részecskék μ mozgékonysága határozza meg:

$$v_d = \mu E. \tag{2.7}$$

E az elektromos térerősséget jelöli. Nullához közeli térerősség mellett, amikor a driftelő részecskék termikus egyensúlyban vannak a háttérgázzal, a mozgékonyság értéke állandó. Ilyenkor a töltött részecskék diffúziós együtthatójára és mozgékonyságára érvényes az Einstein egyenlet, amely szerint:

$$\frac{\mu_{i,e}}{D_{i,e}} = \frac{e}{kT_{i,e}}. \tag{2.8}$$

Általános esetben, magasabb térerősségek felé haladva a mozgékonyság függvénye az E/N redukált elektromos térerősségnek. N a háttérgáz sűrűségét jelöli.

2.3 Nagyfeszültségű üreges katódú kisülések

Az 1.3 fejezetben a fémion lézerek áttekintésénél megemlítettem a nagyfeszültségű üreges katódú kisüléseket, amelyek alkalmazásával jobb paraméterekkel rendelkező porlasztott fémion lézereket sikerült építeni. A 1.7 ábrán látható üreges katódú kisülések közös tulajdonsága a hagyományos elrendezésekhez viszonyított magasabb égési feszültségük. Ennek okát az üreges katódú effektusért felelős tényezők hatásának csökkenésében kell keresni. Valamennyi esetben az anód közelebb kerül a negatív fényhez, és így elnyeli mind a gyors elektronok, mind az elektronok kiváltásáért felelős ionok, metastabil részecskék és ultraibolya fotonok egy részét. Ezeket a veszteségeket ellensúlyozza a kisülés magasabb égési feszültsége.

Példaként a szegmentált üreges katódú elrendezést vizsgálom, amelyet 3. fejezetben leírt, porlasztott arany ion lézer gerjesztésére alkalmaztam. Az anódfelületek hatását az oszcilláló elektronokra, és rajtuk keresztül az égési feszültségre, Peard és társainak mérései bizonyítják [55]. Hosszirányú mágneses teret kapcsolva a szegmentált kisülési csőre, a katódtól induló elektronlavinák elektronjainak mozgását mindinkább az anódok felé terelték. Ezáltal az eredetileg (a szemközti katód sötéttéren visszaverődő) oszcilláló elektronok mind nagyobb százalékban az anód felületén nyelődtek el, ami az égési feszültség fokozatos növelésével járt. Az eredményeket a gyors elektronok mozgásának Monte-Carlo szimulációjával is alátámasztották [56]. A számítógépes modell eredményeiből kiderült, hogy a gyors elektronok egy része a mágneses tér nélkül is az anódnak ütközik.

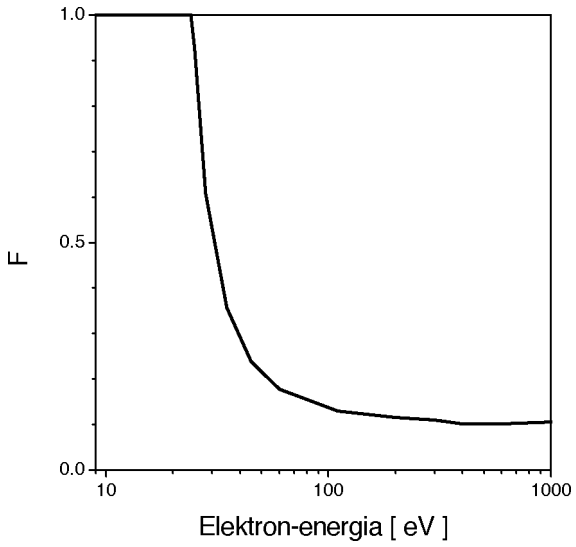
A negatív fényben keletkező ionok mozgását a diffúzió és az elektromos térben keletkező driftjük határozza meg. Máig is vitatott kérdés, hogy milyen az elektromos tér eloszlása a katód és anód-potenciálon levő elektródákkal határolt negatív fényben. Főleg a szimulációs modellekre alapozva az derül ki, hogy ilyen esetekben a negatív fényben térvisszafordulás keletkezik, az elektromos tér az ionokat egy bizonyos környezetből az anód felé tereli [57]. Mivel ehhez a térhez csak néhány voltnyi potenciálkülönbség tartozik, kísérletileg nagyon nehéz kimutatni. Ennek a térnek az iránya megegyezik az ambipoláris diffúzió során fellépő térrel, amikor kvázineutrális plazmában a gyorsabban mozgó elektronok a diffúzió során magukkal húzzák, mintegy gyorsítják az ionokat. Az elmondottakból következik, hogy a szegmentált kisülésben az ionok el tudják érni a közelben található anódokat, ami veszteséget jelent az önfenntartás szempontjából.

A metastabil részecskék és az ultraibolya fotonok megnövelt vesztesége az anódokon egyszerű geometriai okok alapján belátható.

A szegmentált kisülés nyomását a cső átmérőjéhez kell igazítani. A kisülés áramának egy része az elektródák közötti keskeny résekben is folyhat. Ezekhez a résekhez (adott feszültség mellett) növekvő nyomással egyre nagyobb áramsűrűség tartozik. Normál működés mellett, tehát megfelelően alacsony nyomásoknál ez az áramsűrűség csak elenyésző részét képezi a kisülésben folyó áramnak. Előnyösnek tűnhet az elektródák közötti rések minimalizálása. Ennek viszont a pontosabb gyártási folyamat megkövetelésén kívül további hátránya, hogy az intenzív porlás miatt az anódon lerakódó fémréteg rövidzárlatot

okozhat. Így csökkenhet a lézer élettartama. Az SZFKI-ban folyamatban vannak azok a mérések, amelyek (az anód éleinek lekerekítésével) a szegmentált kisülések élettartamának meghosszabbítására irányulnak.

A nagyfeszültségű üreges katódú kisülések feszültség-áram karakterisztikája a hagyományos elektróda-elrendezésekhez képest meredek. A szegmentált kisülések dinamikus impedanciája tipikusan a néhányszáz Ohm tartományba esik, ami a kisülés működtetésénél előnyös stabilitást és a katód mentén egyenletes áramsűrűséget eredményez. A megnövelt feszültség (500-1000 V) hatására a katódot bombázó ionok és gyors atomok energiája megnő, ami a porlasztott lézerekben magasabb fémgőzkoncentrációt eredményez.



2.3. ábra: A 4.2 fejezetben vizsgált cink-ion lézerre jellemző $F = n_{Zn}\sigma_{Zn}(\epsilon)/(n_{Zn}\sigma_{Zn}(\epsilon) + n_{He}\sigma_{He}(\epsilon))$ függvény, ahol n és σ az indexekben jelölt atomok sűrűségét és a hozzájuk tartozó elektronütközéses ionizáció hatáskeresztmetszetét jelöli.

A dolgozat 4.2 fejezete egy újszerű nagyfeszültségű fűtött cink lézer vizsgálatát tartalmazza. A fűtésnek köszönhetően nincs szükség erős porlasztásra, a magasabb feszültség a nemesgáz atomok elektronütközéses ionizációjánál betöltött szerepe miatt tűnik előnyösnek. A töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett lézereknél fontos, hogy a kisülésben található nemesgáz ionok elektron-ütközéssel, míg a fém ionok lehetőleg az előbbiekkel történő ütközések során keletkezzenek. Arslanbekov és társai a kisülések számítógépes szimulációjával hasonlították össze a hagyományos cilindrikus és a szegmentált üreges katódú kisüléseket [58]. Eredményeik azt mutatják, hogy a magasabb feszültségű, szegmentált kisülésben a nemesgáz (hélium) ionok koncentrációja adott áramsűrűség mellett akár 1.5-ször is meghaladja a cilindrikus kisüléshez tartozó koncentrációt. A nemesgáz atomok hatékonyabb ionizációja mellett kívánatos a fém atomok elektronütközéses ionizációjának minimalizálása. A 2.3 ábrán látható görbe az $F = n_{Zn}\sigma_{Zn}(\epsilon)/(n_{Zn}\sigma_{Zn}(\epsilon)+n_{He}\sigma_{He}(\epsilon))$ arányt mutatja az (ϵ) elektron-energia függvényében. n és σ az indexekben jelölt atomok sűrűségét és a hozzájuk tartozó elektron-ütközéses ionizáció hatáskeresztmetszetét jelöli. Az így kapott

F függvény annak a valószínűségét fejezi ki, hogy adott elektronenergia mellett történő ionizáció során cink ion fog keletkezni. Az ábra megrajzolásánál a 4.2 fejezetben vizsgált lézerben található jellegzetes atomsűrűségeket vettem figyelembe. A görbe alakjából ítélve előnyösnek tűnik megnövelni a nagyenergiájú elektronok számát hiszen ezek ütközései nagyobb arányban vezetnek hélium ionok keletkezéséhez.

2.4 Lézerkisülések modellezése

Az irodalomban fellelhető, a ködfénykisülések számítógépes modellezésére irányuló munkák döntő többsége a **kisáramú kisülések** leírására korlátozódik. A mai hybrid modellek hűen visszaadják a kisülések szerkezetét és elektromos tulajdonságait. A hybrid elnevezés két külön egység ötvözésére utal. Míg a gyors részecskék (elektronok, ionok, atomok) mozgását Monte-Carlo szimulációval követik, addig a lassú elektronokat és ionokat a modellek folyadékként kezelik.

Röviden a két rész következőképpen jellemezhető:

A *Monte-Carlo szimuláció* külön részecskék útvonalának és egyes ütközéseinek leírásán alapszik. A modellben az ütközések közötti távolságokat és az ütközések fajtáját véletlen számok segítségével számoljuk ki a megfelelő hatáskeresztmetszetek figyelembevételével. A részecskék makroszkopikus jellemzőit a nagyszámú sokaságokon kapott eredmények átlagolásával kapjuk meg. A modell finomításánál a különböző ütközési folyamatok (pl. ionizáció, gerjesztés, rugalmas ütközés) a programba nagyon könnyen beültethetők, feltéve, hogy megfelelő pontossággal ismerjük a hozzájuk tartozó hatáskeresztmetszeteket. A Monte-Carlo szimulációk egyik legfontosabb eredménye az ionok és a metastabil részecskék forrásfüggvényének kiszámolása, amelyek a folyadék-modell bemeneteként szerepelnek.

A töltött részecskék *folyadék-modellje* a folytonossági egyenletek és a Poisson egyenlet együttes megoldását tartalmazza. Eredményképpen megkapjuk a térfogtöltésnek és az elektromos térnek az eloszlását a kisülésben, valamint a részecskék fluxusát a vizsgált térfogat határain. A hybrid modellek részletes leírása fellelhető a ide tartozó gazdag irodalomban [59–63].

A **nagyáramú lézerkisülések** eddigi szimulációi eltérnek a hybrid megközelítéstől. Az ide tartozó irodalomban két alapvető munkát találtam. Az első önkonzisztens leírást Fetzer és Rocca készítették hengeres, üreges katódú fűtött higany lézerre [64]. Valamivel később Arslanbekov és Tobin kidolgozták a porlasztott szegmentált réz lézer aprólékos modelljét [58, 65]. Mindkét modell a kisülés térfogatát kéttéosztja egy térmentesnek tekintett negatív fény és a potenciálesést tartalmazó katód sötéttér tartományokra. A negatív fény részben az ionok és semleges atomok sűrűségeit leíró csatolt mérlegegyenleteket oldják meg. Az ionizációért felelős gyors elektronok és a katód sötéttérben található gyors ionok és atomok leírásában a két modell eltér egymástól. Fetzer és Rocca a sötétteret diszkrét ekvipotenciális sávokra osztja. Egy-egy ilyen sáv szélességét és a hozzá tartozó elektromos

térerőséget a Poisson egyenlet határozza meg. Az elektronok fluxusának energiaeloszlását a katódtól kiindulva lépésenként számolják az egyes sávokon végighaladva. Ugyanezt a módszert alkalmazzák a fordított irányban a katód felé haladó ionokra. A térmentesnek és ráadásul homogénnek tekintett negatív fényben az elektronok energiaeloszlását a Boltzmann egyenlet numerikus megoldásával kapják meg. Ezzel szemben Arslanbekov és Tobin modelljében a Poisson egyenlet integro-differenciális alakja szerepel, amely (az ionok fluxusát és a sötéttér vastagságát paraméterként használva) megadja az elektromos tér eloszlását a katód sötéttérben. Az elektronok energiaeloszlását analitikusan számolják. Az alkalmazott közelítésben feltételezik, hogy az elektronok egyenesvonalú pályákon folytonosan lassulnak. Ugyancsak analitikusan számolják a gyors ionok és atomok energiaeloszlását a sötéttérben, miközben a rugalmas ütközések szerepét a szerzők elhanyagolják.

A 3.2 fejezetben ismertetem a szegmentált arany ion lézer modelljét, amely az előző két modelltől eltérően a gyors elektronok, ionok és atomok mozgását Monte-Carlo szimulációval követi. Ennek eredményeként élethűbben írja le az ionizációs elektron-ütközések térbeli eloszlását. A így kapott ion-forrásfüggvényeket használva pontosabb képet kapunk az ionok sűrűségének eloszlásáról a csőben. Ezen kívül a katód sötéttérben gyorsuló ionok és az általuk keltett gyors atomok Monte-Carlo modellje pontosabban megadja a katódot bombázó részecskék energiaeloszlását. Később látni fogjuk, hogy ennek nagy hatása van a kisülés paramétereire. A Monte-Carlo számítások legnagyobb hátrányának a számolási idő jelentős meghosszabbodása számít az előző modellekkel szemben.

3. Fejezet

Szegmentált üreges katódú arany ion lézer

Az elmúlt évek során sok kísérleti munka foglalkozott szegmentált üreges katódú kisülésekben gerjesztett lézerekkel [34, 55, 66–70]. A lézerparaméterek mellett a vizsgálatok a kisülés jellemzőire is kiterjedtek. Szalai és társai a kisülésben található fémgőz (réz) térbeli eloszlását határozták meg [71], Leigh az elektronok hőmérsékletét [72], Peard és társai az átlagos fémkoncentrációt [66] mérték meg. A kísérletekkel párhuzamosan több számítógépes szimulációs munka is foglalkozott szegmentált üreges katódú kisüléssel. Donkó és társai a gyors elektronok mozgását Monte-Carlo módszerrel követték [56], Arslanbekov és társai elkészítették a kisülés önkonzisztens modelljét [58].

Arany ionok 690 és 282 nm-es átmenetein először Reid-nek és társainak sikerült lézerműködést elérni 1976-ban [73]. Ennek ellenére a 690 nm-es átmenetet csak húsz évvel később sikerült azonosítani [74]. Mindkét átmenetet hélium ionok és arany atomok töltéskicserélő ütközései gerjesztik. Szegmentált üreges katódú arany lézeren előzőleg Peard és társai végeztek méréseket [75].

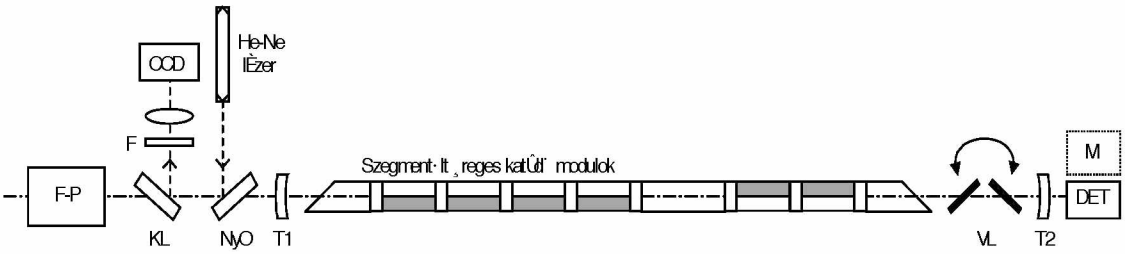
Ebben a fejezetben kísérleti eredményeimet és a szegmentált kisülés leírására kifejlesztett saját modellt ismertetem. A 3.1 részben a 690 nm-es átmeneten végzett mérések eredményei vannak leírva. A vizsgálatok célja az volt, hogy információt szerezzünk a lézerműködésnek néhány, az irodalomban eddig nem megtalálható jellemzőjéről. Ide tartozik a lézer módusszerkezete és a lézerteljesítmény jellegzetes változása az ∼1ms hosszúságú impulzusok alatt. A katód porlasztásának hatékonyságát, és ezáltal a lézer teljesítményét a hélium töltőgázhoz kevert kis mennyiségű argonnal lehet növelni. Az ultraibolya tartományba eső, 282 nm-es lézerátmenet vizsgálatánál az argon hatásának a tisztázása és az optimális kisülési paraméterek meghatározása volt a célom. A 3.2 részben tárgyalt számítógépes modellel a kisülésben lejátszódó folyamatok szerepének mélyebb megértésére törekedtem. A modell és a kísérletek összehasonlításához a 282 nm-es lézerátmeneten végzett aprólékos parametrikus méréseket vettem alapul.

3.1 690 nm-es arany ion lézer

Az arany ion lézer 690 nm-es átmenetének vizsgálata alkalmat nyújtott a lézer módusszerkezetének megállapítására. Az üreges katódú lézerek tipikusan az 5-25 mbar nyomástartományban működnek, ami az egyes lézerátmeneteken jelentős nyomáskiszélesedést eredményezhet. Ennek következtében, ahogy azt McNeil és társai előre megjósolták [76], ezek a lézerek gyakran egyetlen longitudinális módusban működnek [77, 78]. Ez a tulajdonságuk előnyös lehet más lézerrendszerekkel szemben, ahol az egymódusú működéshez szükséges eljárások a teljesítmény csökkenését eredményezik.

3.1.1 Kísérleti elrendezés

A méréseknél használt kísérleti elrendezés a 3.1 ábrán látható. A lézer gerjesztésére használt kisülési cső hat darab, egyenként 5.6 cm hosszú és 3.1 mm belső átmérőjű szegmentált üreges katódú modulból állt. Ezeket egymástól 1 cm hosszú, anódpotenciálon levő hengeres elektródák választották el. A tapasztalat azt mutatta, hogy rövidebb modulok alkalmazásával csökkenthető az ívkisülés kialakulásának valószínűsége és magasabb az elérhető áramsűrűség. A kisülési cső keresztmetszete a 1.7 c) ábrán látható. A rézből készült katódok aktív (belső) felületét ~30 μm vastag aranyréteg borította. A cső két végét Brewster szögbe helyezett suprasil kvarc ablakok zárták le. A 140 cm hosszú rezonátorban 2 m és 3 m görbületi sugarú tükrökből álló tükörpárokat használtam, amelyek reflexiója ~99 illetve ~100 % volt.



3.1. ábra: A méréseknél használt kísérleti elrendezés. F-P: Fabry-Perot interferométer, F: filter, KL: kvarc lemez, NyO: nyalábosztó, T1, T2: tükrök, VL: veszteség lemezek, DET - PIN dióda, M - monokromátor. A rezonátor hossza 140 cm.

A kimenő teljesítményt kalibrált Hamamatsu PIN diódával mértem, a lézer transzverzális módusait CCD kamerával lehetett azonosítani. A longitudinális módusszerkezet megállapítására Tec-Optics SA2 pásztázó Fabry-Perot interferométert használtam, amelyet a gyártó az 550-680 nm hullámhossz tartományra tervezett. Az interferométer szabad spektrális tartománya 2.2 GHz, a gyártó által megadott finesse 175 volt. Annak ellenére, hogy a lézer hullámhossza a gyárilag garantált tartományon kívülre esett, az interferométer jósága elegendő volt a lézer $\nu_F = c/2L = 107$ MHz távolságra található módusainak felbontására. Az interferométer diszperzióját ismert hullámhosszú He-Ne lézer segítségével

kalibráltam. A kisülés spektrumát fotonsokszorozóval felszerelt, 2 m fókusztávolságú Zeiss PGS-2 monokromátorral vizsgáltam.

A modulok közül kettő külön, a többitől 30 cm távolságra volt elhelyezve. Ez a távolság elegendőnek mutatkozott ahhoz, hogy a két modul működését függetlennek tekinthessem a maradék kisülésektől (az itt keletkezett töltött részecskék gyakorlatilag nem jutnak át a másik kisülésbe). Mindennek az erősítés mérésénél volt szerepe. A kisjelű erősítést a rezonátorban elhelyezett forgatható kvarc veszteséglemezek segítségével határoztam meg. Ehhez a lézert egy oszcillátor és egy erősítő részre osztottam. Először (a veszteséglemezeket Brewster szögbe forgatva) az oszcillátor rész áramának állításával a lézert a működés küszöbére hoztam. Ezzel kompenzálódtak a rezonátor különböző veszteségei. Ezután az erősítőn beállítottam a mérni kívánt áramsűrűséget, amitől megnőtt a kimenő teljesítmény. Végül a veszteséglemezek elforgatásával a lézerműködést visszahoztam a küszöbre. Ilyenkor elmondható, hogy az erősítő részben található kisjelű erősítés megegyezik a fénynek a kvarclemezeken elszenvedett veszteségeivel. Ezeket a veszteségeket a megfelelő Fresnel képletek határozzák meg.

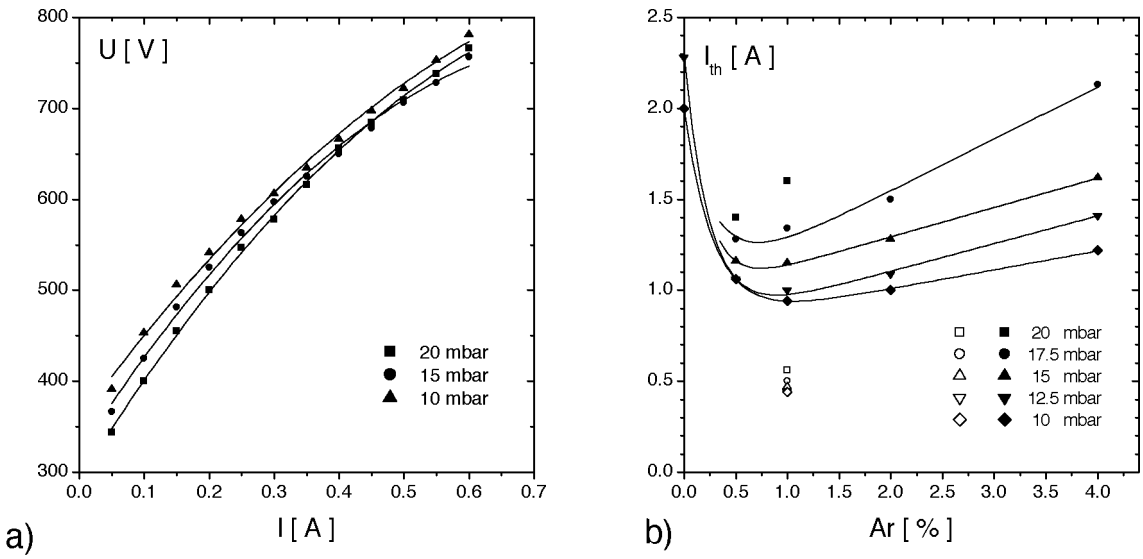
A hélium töltőgázhoz kis mennyiségben argont kevertem, ami megnövelte a porlasztás hatásfokát. Az argonadalék hatásával röviden a 3.1.2 majd bővebben az 3.3 fejezetekben foglalkozom. Az elektródák túlhevülésének elkerülésére a lézert ~1 ms hosszú impulzusokkal gerjesztettem, amelyek 1 Hz frekvenciával követték egymást. Az impulzusokat a Fabry-Perot interferométer vezérlő frekvenciájához szinkronizáltam.

3.1.2 A kisülés jellemzése és az argon adalék optimalizálása

A vizsgált szegmentált üreges katódú kisülés jellegzetes áram-feszültség karakterisztikáit tartalmazza a 3.2a) ábra. Jól megfigyelhető a nagyfeszültségű kisülésekre jellemző magas dinamikus impedancia, amely stabil működést eredményez.

A héliumban gerjesztett porlasztott fémion lézereknél a lézerparaméterek jelentős javulását lehet elérni kis mennyiségű nagyobb tömegű nemesgáz hozzáadásával a töltőgázhoz. Esetünkben erre a célra argont használtunk. A kisülésben keletkező argon ionok a katódra érkezve (500 eV mellett) a héliumnál közel százszor nagyobb hatásfokkal porlasztják az arany bevonatot [50], ami megnöveli az aktív térfogatban található arany atomok számát. Ezen felül, mindaddig amíg az argon atomok koncentrációja alacsony marad, a gyors argon ionok csak kevés szimetrikus töltéskicserélő ütközést fognak elszenvedni a katód sötét tér tartományban. Ennek következménye, hogy a katódra érkező argon ionok átlagos energiája sokkal magasabb lesz mint a hélium ionoké, ami ugyancsak erősebb porláshoz vezet. Mindezt jól látni a 3.2 fejezetben leírt számítógépes modell eredményeiből (lásd a 3.16 ábrát).

Adott elektronenergia mellett az argon elektronütközéses ionizációjának hatáskeresztmetszete magasabb a héliuménál, ezért várható, hogy az argon adalék hatására a hélium ionok száma a kisülésben csökkenni fog. Mivel ez negatívan hat a lézer gerjesztésére, magas argonsűrűség mellett a lézer paraméterei (az erősebb porlás ellenére is) romlani



3.2. ábra: **a)** A lézerkisülés jellemző áram-feszültség karakterisztikái három különböző nyomás mellett. A vízszintes tengelyen az egyetlen (5.6 cm hosszú) modulon folyó áram látható. A mérést He + 1% Ar töltőgázban végeztem. **b)** A 690 nm-es lézer küszöbárama az argonadalék koncentrációjának függvényében. *Fekete pontok*: 2 m görbületi sugarú tükrök, 6 db. szegmentált modul. *Nyitott pontok*: 3 m görbületi sugarú tükrök, 5 db. szegmentált modul.

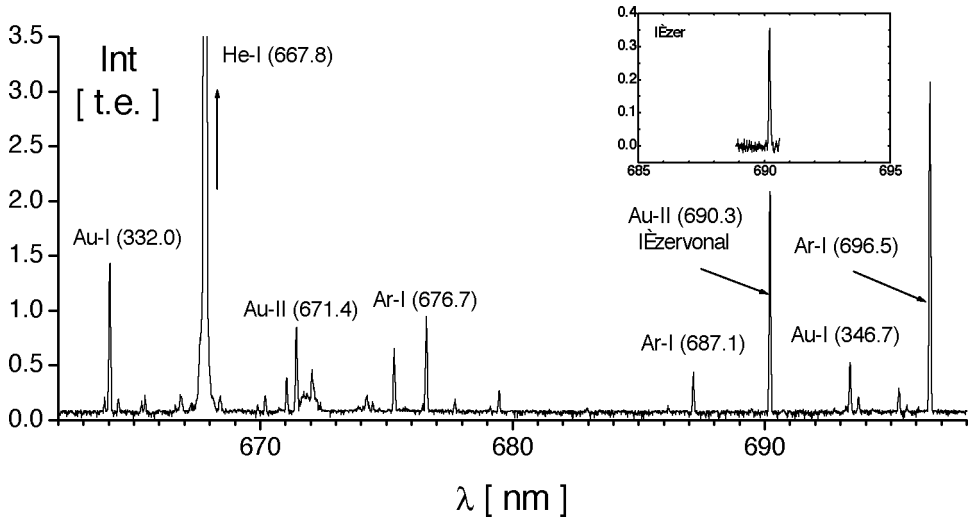
fognak. Az elmondottakból következik, hogy létezik optimális argon-koncentráció. Az argon hatását a porlasztott lézerek működésére előttünk Eichler és Wittwer vizsgálták [79]. Üreges katódú réz ion lézerben végzett méréseikkel (amelynek gerjesztési mechanizmusa az arany ion lézerével azonos) kimutatták az optimális argon-koncentráció létezését.

Az arany ion lézer 690 nm-es átmenetéhez tartozó optimális argon-koncentrációt a lézer küszöbáramának vizsgálatából határoztam meg. Különböző töltőgáz nyomások mellett megmértem a küszöbáramot az argon-koncentrációjának függvényében. A rezonátort 2m görbületi sugarú tükrök alkották. Az eredmények a 3.2b) ábrán láthatók. A legalacsonyabb küszöbáram 1% argonhoz tartozott, ezért a további mérésekben ezt a hélium-argon keveréket használtam. A 3.2b) ábrán feltüntettem a magasabb reflexiójú, 3m görbületi sugarú tükrökkel kapott eredményeket is. Az egyik modulon keletkezett zárlat miatt ezeket a méréseket már csak öt modul használatával tudtam elvégezni.

A lézerátmenetet PGS-2 monokromátor segítségével azonosítottam. Megmértem a kisülés spontán fényének spektrumát, amelyben sikerült felismerni az adott tartományban található legfontosabb vonalakat. Az eredmények a lézerfény spektrumával együtt a 3.3 ábrán láthatók.

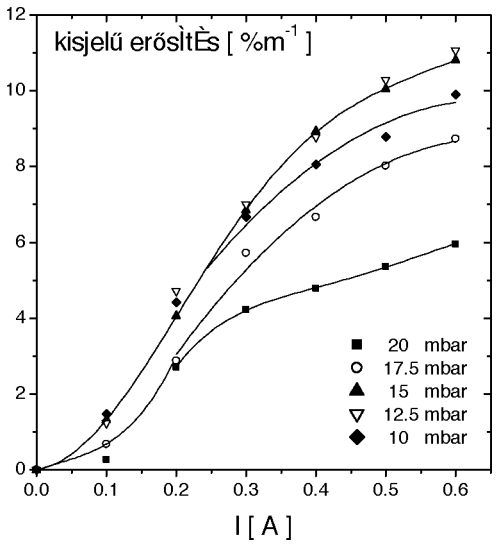
3.1.3 A kisjelű erősítés

A 690 nm-es lézer kisjelű erősítését a 3.1.1 fejezetben leírt módszerrel határoztam meg. Az eredményeket a 3.4 ábra tartalmazza. Látható, hogy az erősítés optimális nyomás-



3.3. ábra: A kisülés spontán fényének és a lézerfénynek a spektruma a legfontosabb vonalak megjelölésével. A két spektrum intenzitás-egységei nem azonosak.

tartománya 12-15 mbar. Tudomásom szerint erre az erősítésre az irodalomban más adat nem található. A maximális 11 $\%m^{-1}$ erősítés alapján ez a piros vonal a gyengébb fémion lézerátmenetek közé sorolható.



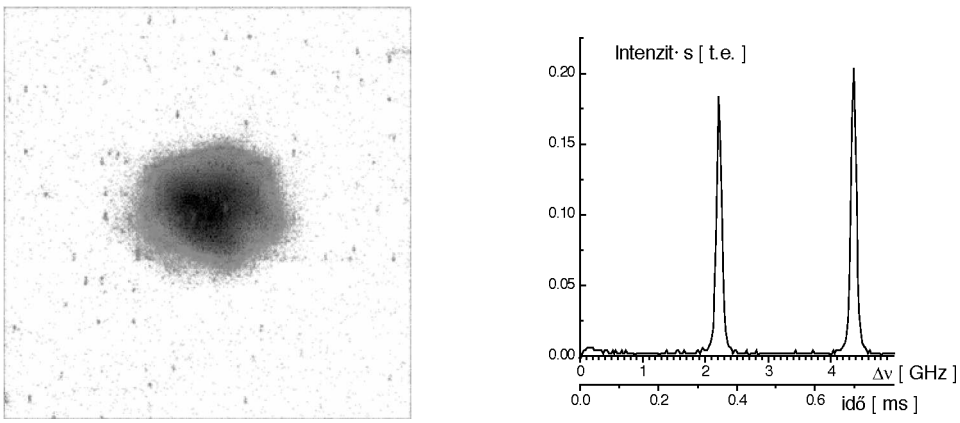
3.4. ábra: A 690 nm-es lézer kisjelű erősítése az egy modulon mért áramerősség függvényében. Az egyes görbék különböző nyomásoknak felelnek meg.

3.1.4 A nyaláb módusszerkezete

A 3.1 ábrán látható kísérleti elrendezésben a CCD kamera segítségével meghatároztam a lézernyaláb keresztmetszeti intenzitáseloszlását. Kiderült, hogy a 3 m görbületi sugarú tükrök használata mellett (a szűk átmérőnek köszönhetően) a lézer kiárólag a transzverzális TEM_{00} módusban működött (lásd a 3.5a) ábrát).

A longitudinális módusok vizsgálatát a pásztázó Fabry-Perot interferométer tette lehetővé. Egy tipikusnak mondható ($p = 17.5$ mbar nyomásnál, 5 modullal $I = 3$ A áram mellett felvett) spektrumot tartalmaz a 3.5 ábra. A látható frekvenciatartomány a spektrométer két szabad spektrális tartományát fedi le. Az esetek döntő többségében a lézer egyetlen longitudinális módusban működött. Csak bizonyos tükörállások mellett, akkor is csak elvétve jelent meg a spektrumban egy másik, a főmódustól $2\nu_F = 2c/2L = 2*107$ MHz távolságra található nagyon gyenge longitudinális módus. ν_F a rezonátor sajátmódusainak távolságát jelöli. A gyengébb módus intenzitása soha nem lépte túl az erősebb módus intenzitásának 10%-át.

$I = 3$ A mellett (5 modullal) a lézerkisülésben a töltőgáz hőmérséklete a 3.2 fejezetben ismertetett modell eredményei alapján 600 K-re becsülhető, amiből a Dopplerkiszélesedés félérték-szélességére $\delta\nu_D = 540$ MHz adódik. Ebből következik, hogy az ilyen erős (a küszöbáram hatszorosának megfelelő) áram mellett a lézernek körülbelül hat különböző longitudinális módusban kellene működnie. Az, hogy ez nem következik be, a lézerátmenet jelentős homogén kiszélesedésére utal.



a) b)

3.5. ábra: **a)** A lézernyaláb keresztmetszeti intenzitáseloszlása. A szürkeskála gyenge minőségét az eredeti színes ábra grafikus átdolgozása okozta. **b)** A Fabry-Perot interferométerrel kapott frekvenciaspektrum. ($p = 17.5$ mbar, $I = 3$ A) Az ábrán látható frekvenciatartomány az interferométer két szabad spektrális tartományát fedi le.

A homogén kiszélesedésnek a gázkisülésekben több összetevője lehet. Ezek közül a természetes vonalszélességnek megfelelő értéket számítással becsültem meg. Ehhez a Rosberg és Wyart [74] által megadott, a lézerátmenet felső és alsó nívójáról induló valamennyi

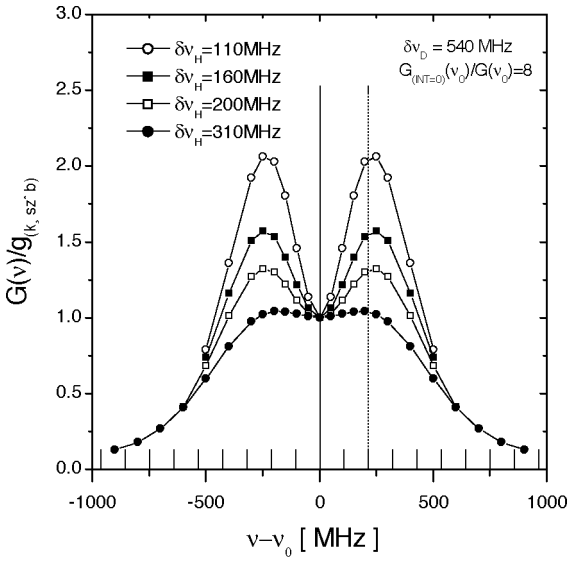
optikai átmenetnek az oszcillátor-erősségét vettem figyelembe. A lézervonal természetes kiszélesedésének félértékszélességét $\delta\nu_N = 110$ MHz-re határoztam meg.

A homogén kiszélesedés további összetevői közé a nyomás ($\delta\nu_p$) és a Stark ($\delta\nu_S$) kiszélesedések tartoznak. A fémgőz lézerátmenetek nyomáskiszélesedése tipikusan a $\delta\nu_p =$ 1-50 MHz/torr tartományba esik. A Stark kiszélesedés arányos az elektronok n_e sűrűségével és fordítottan arányos az elektronok T_e hőmérsékletének négyzetgyökével. A pontosság igénye nélkül elmondható, hogy a kisülésben található körülmények mellett ($n_e \sim 1 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}, T_e \sim 0.1\text{eV}$) a Stark kiszélesedés értéke összemérhető lehet a nyomáskiszélesedés értékével. Az irodalomban a vizsgált 690 nm-es átmenet nyomás és Stark kiszélesedésére vonatkozó közelebbi adatot nem sikerült találnom, ezért a két kiszélesedés hatását közösen tárgyalom a továbbiakban.

A mérési eredményeim megértése céljából kiszámítottam a lézer $G(\nu)$ erősítési görbéjének alakját (a hullámhossz függvényében) az egymódusú működés esetére. Ehhez feltételeztem, hogy a lézer az átmenet középértékéhez tartozó ν_0 hullámhosszon működik. A rezonátor sajátmódusainak szélessége lényegesen keskenyebb az erősítési görbe szélességénél. A számításoknál az $I = 3$ A áramerősségnek (5 db modulon) és $p = 20$ mbar nyomásnak megfelelő körülményekből indultam ki. Ilyenkor, ahogy az a 3.4 ábrából leolvasható, a kísérletileg meghatározott $g_{(I=3A)}$ kisjelű erősítés körülbelül 8-szor nagyobb a lézerküszöbhöz tartozó $g_{(küszöb)}$ erősítésnél. Az erősítési görbébe égetett lyuk alakját a Bennett [80] által megadott képletből kaptam meg, miközben a $\delta\nu_L$ homogén kiszélesedésnek különböző értékeit vettem figyelembe. A lyuk mélysége és szélessége függ a lézer INT intenzitásától. A kisjelű erősítés mérésénél INT=0, ezért első közelítésben a nulla intenzitáshoz tartozó erősítési görbe csúcsának $G_{(INT=0)}(\nu_0)$ értékét a mért $g_{(I=3A)}$ kisjelű erősítéshez lehet hozzárendelni. A használt képletben a lézerműködéshez tartozó (nullától különböző) intenzitást úgy állítottam be, hogy a vonal közepén (a görbébe égetett lyukban) található minimumban a $G_{(INT\neq0)}(\nu_0)$ erősítés elérje a lézerküszöbnek megfelelő értéket, tehát $G_{(INT=0)}(\nu_0)/G_{(INT\neq0)}(\nu_0) = g_{(I=3A)}/g_{(küszöb)} = 8$. A normalizált erősítési görbéket a 3.6 ábra tartalmazza.

Az erősítési görbéken, a lyuk két oldalán szimetrikusan elhelyezett maximumok találhatók. Mivel ezekben a maximumokban az erősítés értéke küszöb fölötti, ezért feltételeztem, hogy a mérésekben tapasztalt második gyenge módus ezeknek a helyén indul el. Látható, hogy a maximumok távolsága a vonal közepétől 200 illetve 250 MHz, feltéve hogy a $\delta\nu_p$+$\delta\nu_S$ nyomás és Stark kiszélesedések összegét 0 illetve 200 MHz-nek választjuk. Ez az eredmény megfelel a mért spektrumnak, ahol az erős és a gyenge módus távolsága $2\nu_F = 214$ MHz volt. Egy adott frekvencián működő lézermódus a vonalnak a közepéhez viszonyított szemközti oldalán is lyukat éget az erősítési görbébe. Ebből adódik, hogy a két működő módus a teljes erősítési görbét ki tudta üríteni, megakadályozva a további módusok elindulását.

Az eddig elmondottakból következik, hogy a lézermódusok távolságából nem lehet pontosan következtetni a homogén (nyomás és Stark) kiszélesedések értékére. A számolt eredmények megmutatták, hogy $\delta\nu_p$+$\delta\nu_S = 0$ MHz mellett az erősítési görbén található



3.6. ábra: A számolt erősítési görbék normalizált alakja egymódúsú működés esetében. Az egyes görbék a homogén ($\delta\nu_H = \delta\nu_N + \delta\nu_p + \delta\nu_S$) kiszélesedés különböző értékeinek felelnek meg. Az ábrában függőleges vonalakkal feltüntettem a rezonátor sajátmódusainak távolságát is. A két kiemelt frekvencia távolsága megegyezik a kísérletben tapasztalt módustávolsággal (2×107 MHz).

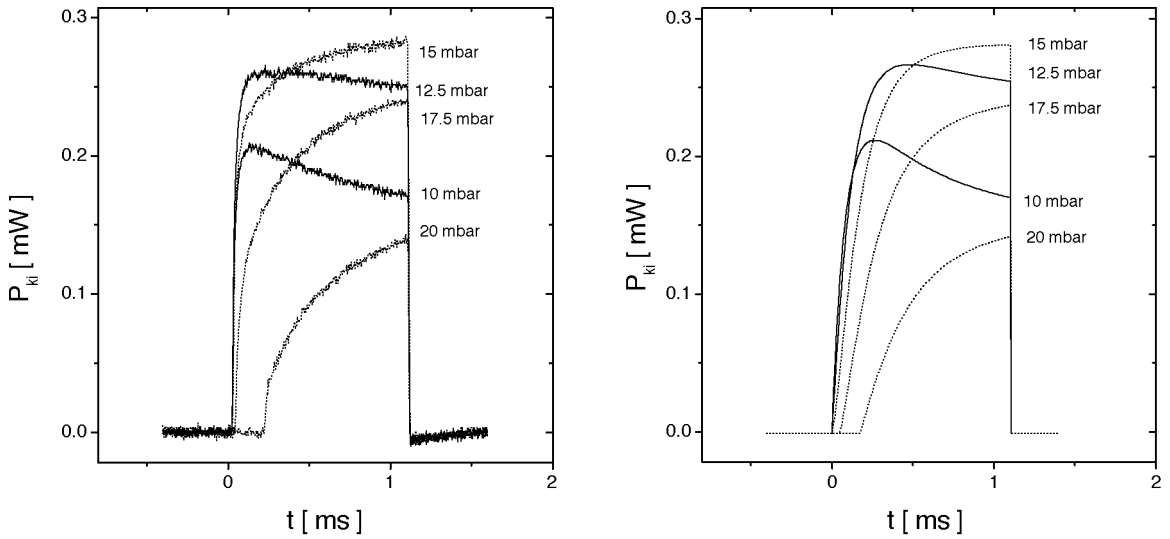
maximumoknál az erősítés kétszerese a küszöbértéknek. Ezzel szemben $\delta\nu_p + \delta\nu_S = 200$ MHz-nél az erősítés a maximumokban már csak 5%-kal haladja meg a küszöböt. Az a tény, hogy a második módus működése nagyon bizonytalan és gyenge volt, arra enged következtetni, hogy a természetes vonalkiszélesedés mellett a nyomás illetve Stark kiszélesedésnek is fontos szerepe van a módusszerkezet kialakulásában.

3.1.5 A lézerimpulzus alakjának modellje

A mérések során megfigyeltem, hogy a lézer intenzitásának az 1 ms hosszú áramimpulzusok alatt jellegzetes időfüggése van (lásd a 3.7 ábrát), amely a töltőgáz nyomásával változik. A mérésekből kiderült, hogy $p \leq 15$ mbar nyomások mellett a lézer $\sim$30 μs késéssel indul (az ábrán a kis felbontás miatt ez nehezen kivehető). Ez a késés a fématomok diffúziójának következménye. A nagyrészt az argonadalék hatására elporlott fém atomok átlagosan E=12 eV energiával hagyják el a katódot [81], majd a töltőgázzal ütköződve lelassulnak. Az arany termalizációja Gras-Marti és Valles-Abarca [51] elméletére alapozva R(12eV)=0.3 mm távolság alatt történik meg. Ebből következik, hogy a fém atomok a 3.2 mm átmérőjű kisülés közepére diffúzióval jutnak el, amelynek jellegzetes időtartama $\tau = (r/2.4)^2/D = \sim 100\mu$s.

A 3.7 ábrán megfigyelhető, hogy a lézerimpulzusok késése az áramhoz képest a nagyobb nyomásoknál jelentősen megnő. A lézerintenzitás az optimális $p = 15$ mbar nyomásnál a legnagyobb. Az ennél alacsonyabb nyomásoknál a kimenő teljesítmény az impulzus végén csökken, a nagyobb nyomások mellett pedig folytonosan nő. Ennek magyarázatát

a töltőgáz hőmérsékletének és nyomásának változásában kell keresnünk. Az irodalomból tudjuk [82], hogy a folytonosan működő porlasztott lézereknél minden áramerősséghez tartozik egy optimális nyomás, amely mellett a lézer teljesítménye maximális. Feltételezve, hogy ilyenkor a töltőgáz hőmérséklete állandó, elmondható, hogy a maximális lézerműködésnek optimális töltőgáz-sűrűség felel meg. A vizsgált aranygőz lézerben az impulzusok alatt a gáz hőmérséklete az aktív térfogatban megnő. A lézercső további részeinek térfogata lényegesen nagyobb a kisülések térfogatánál, ezért az egyensúlyi állapot eléréséig (amikor azonos nyomás van az egész csőben) a töltőgáz sűrűsége a kisülésekben folytonosan csökken. Nagyobb nyomásoknál a kezdeti sűrűség magasabb az optimális értéknél és az impulzus során az optimális felé tart. Ebből adódik a lézerteljesítmény folytonos növekedése. 15 mbar mellett a töltőgáz-sűrűség az impulzus végére az optimális érték közelében állapodik meg, míg végül a kis nyomásoknál az optimálistól az alacsonyabb értékek felé távolodik. Ennek következménye, hogy ilyenkor az intenzitás az impulzus vége felé csökken.

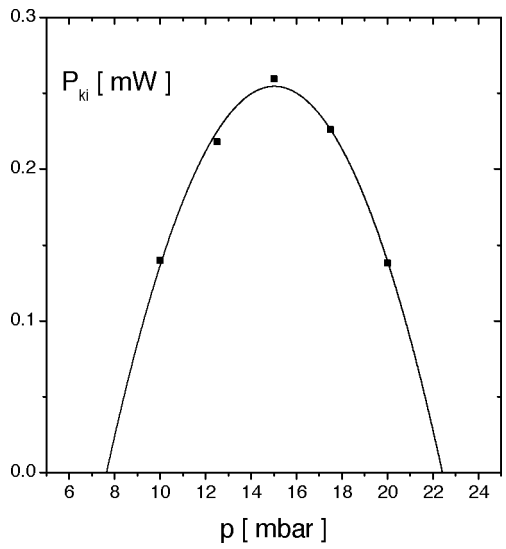


3.7. ábra: A lézerteljesítmény időfüggése különböző nyomásoknál I =2A mellett. **a)** Mérési eredmények. **b)** Számolt adatok.

Az előzőekben vázolt elképzelést egy egyszerű számítással is alátámasztottam. A lézerintenzitás változásának jellegzetes időtartama a 0.4 - 1.3 ms tartományba esik. A mért adatokat a hosszabb idők felé extrapolálva megkaptam egy (I=2A mellett) folytonosan működő lézer teljesítmény - nyomás karakterisztikájának közelítését. Az eredményeket a 3.8 ábra tartalmazza, az illesztett görbét a további számítások során használtam.

A T_g gázhőmérséklet változásait a hővezetés egyenlete írja le (lásd pl. [83]).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\frac{3}{2}N_g k T_g) = \nabla \cdot \lambda_g \nabla T_g + H, \tag{3.1}$$



3.8. ábra: A lézer kimenő teljesítménye a nyomás függvényében. Az adatokat a 3.7 **a)** ábrán látható eredmények extrapolálásával kaptam.

ahol a g index a töltőgázra utal, N_g a hélium atomok sűrűsége, λ_g a hővezetés hőmérsékletfüggő együtthatója míg H a bevitt fűtőteljesítménynek megfelelő forrásfüggvény (ezzel bővebben a 3.2.6 fejezetben foglalkozom). Egy átlagos hővezetési együtthatóval számolva a hőmérsékletváltozás jellemző időtartamára a 3.1 egyenletből τ=0.01-0.02 ms adódik, ami sokkal rövidebb a lézerteljesítmény vátozásánál tapasztalt időknél.

A gyors hőmérsékletváltozással szemben a gáznyomás kiegyenlítődése a hosszú keskeny csőben jelentősen tovább tart. A kisülés bekapcsolása után a hőmérséklet gyorsan megnő, ami lokálisan a nyomás növekedésével jár. A további számolásoknál feltételeztem, hogy a cső maradék része a nagyobb térfogatnak köszönhetően pufferként működik, amelyben a nyomás nem változik. A nyomásváltozás időfüggésének számolásánál a d átmérőjű és L hosszúságú cső G vezetőképességéből indultam ki [84], amely definíciója:

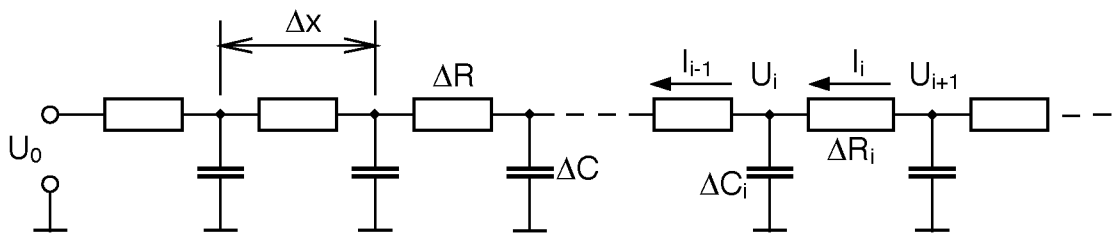
$$G = \frac{\Phi}{p_2 - p_1} = \frac{\frac{dQ_g}{dt}}{p_2 - p_1}. \tag{3.2}$$

A fenti egyenletben $p_2 - p_1$ a cső végei közötti nyomáskülönbséget, Φ a csövön átfolyó gázáramot (egysége Pa m^3 s^{-1}), Q_g a csövön átfolyó gáz mennyiségét (egysége Pa m^3), végül t az időt jelöli. A G vezetőképesség egységére m^3 s^{-1} adódik. Viszkózus üzemmódban a vezetőképességet a gáz θ_g viszkozitása határozza meg:

$$G = p_0 \frac{\pi d^4}{128 \theta_g L}, \tag{3.3}$$

ahol p_0 a csőben található átlagos nyomás: $p_0 = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$.

A numerikus számítás során a csövet Δx hosszúságú elemi részekre osztottam. A változások egyszerű szemléltetésére a problémát célszerű átvezetni az elektromos áramköröknél található analóg helyzetre, ahol a nyomás az elektromos feszültséggel ($p \to U$), a gázáram az elektromos árammal ($\Phi \to I$), a gáz mennyisége az elektromos töltéssel ($Q_g \to Q_e$), míg végül a csőrendszer egyes részei a nekik megfelelő ellenállásokkal és kondenzátorokkal helyettesíthetők. A vázolt analógia szerint az R elektromos ellenállás a G vezetőképesség reciprokának, a kondenzátorok C kapacitása a csőelemek térfogatának felelnek meg. Az elemi részekre bontott lézercső analóg bekötése a 3.9 ábrán látható.



3.9. ábra: A gáznyomás változásait leíró elektromos analógia. $\Delta R = \frac{1}{G_{(L=\Delta x)}}$ [$m^{-3}s^1$], $\Delta C = \frac{\Delta x \pi d^2}{4}$ [m^3], $U = p$ [Pa].

Az i-edik csomópontban a feszültségre érvényes:

$$\Delta C_i \frac{dU_i}{dt} = I_i - I_{i-1}, \tag{3.4}$$

ahol az I_i áramerősséget az i-edik ellenálláson eső feszültség adja meg:

$$I_i = \frac{U_{i+1} - U_i}{\Delta R_i}. \tag{3.5}$$

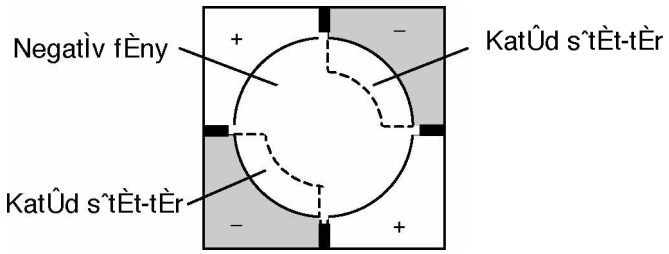
A (3.5) egyenlet behelyettesítésével (3.4)-be megkapjuk a feszültség (nyomás) változásait leíró egyenletet. Az áramkör megoldása után az egyes időpontokban kiszámoltam a csőben található gáznyomás átlagértékét, amiből a 3.8 ábrán található görbe segítségével megkaptam a lézerteljesítmény közelítő időfüggését. A porlott arany atomok diffúziójának hatását egy az időben exponenciálisan növekvő szorzótényező segítségével vettem figyelembe. Az eredményeket a 3.7 b) ábra mutatja. Látható, hogy a modell kielégítően leírja a lézerimpulzusok alakját. A mért görbék meredekebb felfutása valószínűleg az áramimpulzusok kezdeti (0.1 ms hosszú, 1.3-szoros) túllövésének tudható be.

3.2 Szegmentált üreges katódú kisülés önkonzisztens modellje

Az üreges katódú lézerkisülések korábbi modelljeivel a 2.4 fejezetben foglalkoztam. A szegmentált üreges katódú arany ion lézerben használt kisülés most ismertetett számítógépes szimulációja az előző munkák továbbfejlesztett változatát képviseli. A modell megírásának elsődleges célja a kisülést meghatározó folyamatok szerepének mélyebb megértése volt. Ezen kívül reméltem, hogy sikerül reprodukálni a 282 nm-es lézer vizsgálatánál szerzett kísérleti eredményeket, amelyeket a következő fejezetben ismertetek. A szimuláció támaszkodik a kisüléshez tartozó kísérleti áram-feszültség karakterisztikákra, amelyek a számítógépes program bemenő adatai között szerepelnek. A modell erdményeit a mérési eredményekkel párhuzamosan a 3.3.2 és 3.3.3 fejezetekben fogom bemutatni.

3.2.1 A modell szerkezete

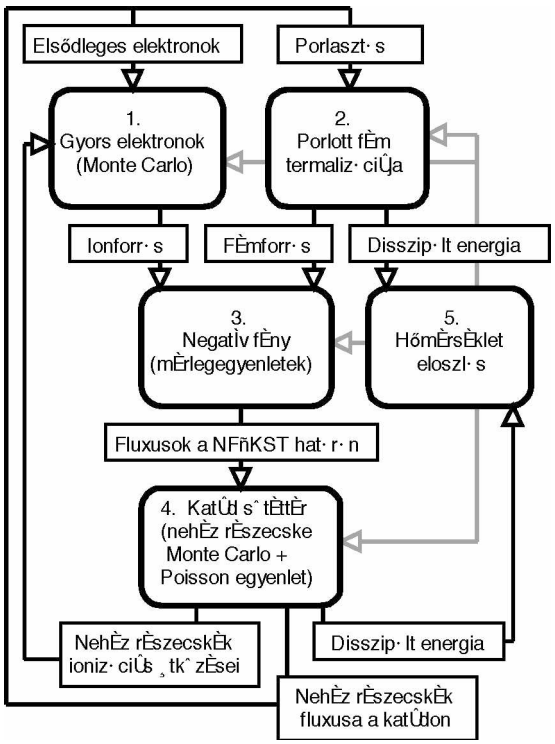
A számolás során a kisülési térfogatot a 3.10 ábrán látható módon a negatív fényre és két katód sötéttér részre osztottam. A modellben feltételeztem, hogy a kisülés jellemzői az ábra síkjára merőleges (optikai) tengely mentén nem változnak. A negatív fényt a 1.1 fejezetben elmondottak alapján térmentesnek tekintettem, ezért a teljes potenciálesés a katód sötéttér részekben található.



3.10. ábra: A szegmentált kisülés térfogatának felosztása a modellben.

A szimulációs program öt egységből tevődik össze, amelyeket vázlatosan a 3.11 ábra szemléltet. Az első két egység a gyors elektronok Monte-Carlo szimulációját és a porlott fém termalizációjának számolását tartalmazza. Az itt kapott ionok, metastabil részecskék és fém atomok forrásfüggvényei bemenő adatként szerepelnek a negatív fényt modellező harmadik egységben, ahol a kisülésben szerepet játszó részecskék mérlegegyenletei vannak megoldva. A katód sötéttérben található ionok és gyors atomok Monte-Carlo szimulációjának segítségével a negyedik egység megadja a katód közelében található töltéssűrűséget, amiből a Poisson egyenlet segítségével már ki lehet számolni a elektromos tér eloszlását. Az utolsó, ötödik egység a töltőgáz hőmérsékletének térbeli eloszlását számolja ki. A modell egyes részei iteratív módon vannak számolva mindaddig, amíg a kisülés jellemzői

el nem érték a beállított paraméterekhez tartozó állandósult állapotot. Az elektronok és nehéz részecskék Monte Carlo szimulációja során a részecskék pályáját három dimenzióban követtem, a negatív fényt leíró mérlegegyenleteket két dimenzióban (r - sugár, φ - tangenciális szög) oldottam meg. Az egyszerűség kedvéért feltételeztem, hogy az elektromos térnek a katód sötéttérben csak radiális összetevője van. A következőkben részletesen tárgyalom az egyes részegységek működését és a közöttük történő adatátadás módját.



3.11. ábra: A számítógépes modell egységeinek vázlata.

3.2.2 Gyors elektronok Monte-Carlo szimulációja

A katódot bombázó ionok, metastabil részecskék és gyors atomok hatására a fémből elektronok lépnek ki, amelyeket az elektromos tér a cső közepe felé gyorsít. Ezek a kezdeti elektronok az ionizációs ütközések során további elektronokat keltenek, amelyek ugyancsak felgyorsulnak (és ionizálnak), míg végül teljes elektronlavinák jönnek létre. A modell céljaira a Kutasi Kinga és társai [63] valamint Hartmann Péter és társai [85] Monte-Carlo programjait módosítottam a szegmentált kisülésnek megfelelően.

Feltételeztem, hogy az elektronok a katód falából egyenletesen, a falra merőleges irányban lépnek ki. Kezdeti energiájukat véletlenszerűen választottam meg a 0 - 5 eV tartományban. Az elektronok útját mindaddig követtem, amíg: az ütközések következtében a teljes energiájuk az töltőgáz ionizációs potenciálja alá csökkent, vagy elnyelődtek az anód

falán. A lehetséges ütközések közül a rugalmas szórást hélium, argon és arany atomokon, valamint ezeknek az atomoknak az ionizációját és gerjesztését vettem figyelembe. A modell számol az elektródáknak ütköző elektronok lehetséges visszaverődésével is.

Két ütközés között az elektron pályáját a mozgásegyenlet határozza meg. A következő ütközés helyzetét a pálya mentén számított következő integrál segítségével határoztam meg:

$$\int_{s_0}^{s_1} \sum_k n_k \sigma_k[\varepsilon(s)]\mathrm{d}s = -\ln(1 - R_{01}). \tag{3.6}$$

ε az energia, n_k a különböző atomok sűrűsége (k az atom fajtáját jelöli), $\sigma_k(\varepsilon)$ az elektron és a k-adik típusú részecske közötti valamennyi lehetséges ütközéshez tartozó (energiafüggő) hatáskeresztmetszetek összege, R_{01} a [0,1) intervallumban egyenletes eloszlású véletlen szám, s az elektron pályája mellett számolt koordináta, amelyen s_0 és s_1 az előző és következő ütközés helyét jelöli [86]. Az ütközés helyének meghatározása után az ütközés fajtáját véletlenszerűen választom ki az elektron pillanatnyi energiájához tartozó hatáskeresztmetszetek szerinti súlyozással.

A rugalmas szórást izotrópnak tekintettem, a differenciális hatáskeresztmetszet megfelelő alakja Birdsall-nál található meg [87]. Ezen ütközések során az elektron energiája a modellben nem változik. Elektronütközéses gerjesztésnél (a szimulációban használt közelítésben) az elektron véletlenszerűen veszít energiájából az atom első gerjesztett állapota és az ionizációs potenciál között. Az ionizációnál a kilépő elektronok szög- és energia-eloszlása függ a reakcióba belépő elektron energiájától [86, 88, 89]. Héliummal történő ütközéseknél a Hartmann Péter és társai által javasolt hatáskeresztmetszeteket vettem alapul [85], argon esetében A. V. Phelps adatait használtam [90]. A He^1S és He^3S metastabil atomok keletkezését a SIGLO adatbázisban [91] található hatáskeresztmetszetekkel jellemeztem. Arslanbekovhoz [58] hasonlóan a két metastabil nívót a modell további részeiben nem különböztettem meg egymástól. Az arany atomokon történő rugalmas szórásra, azok ionizációjára és gerjesztésére a [92–94] hivatkozásokban megadott hatáskeresztmetszeteket vettem alapul.

Mivel a modellben csak radiális elektromos tér szerepel, ezért az elektromos potenciálnak lépcsőszerű ugrása van a katód sötéttér anód felőli határán. Azoknak az elektronoknak az energiáját, amelyek áthaladnak ezen a határon, a program az adott pozícióhoz tartozó értékkel megnöveli.

Megfelelő mennyiségű kezdeti elektron elindítása után (tipikusan 5000 db minden iterációs lépésben) a modell kiszámolja az ionok és metastabil részecskék $S_k(r, \varphi)$ forrásfüggvényeinek térbeli eloszlását, ahol k a részecskék fajtáját jelöli, r a sugár φ pedig a tangenciális koordináta. A forrásfüggvények, amelyeket a katódon található aktuális elektronáram alapján lehet normalizálni (lásd a 3.2.5 fejezetet), a továbbiakban a negatív fényt számoló egység bemenő adataiként szerepelnek.

3.2.3 A porlott fém termalizációja

A porlasztás során a katód felületét bombázó ionok és gyors atomok az elektróda felületéből fém atomokat ütnek ki, amelyek bekerülnek a lézerkisülés aktív térfogatába. A vizsgált körülmények mellett a porlasztott fém atomok a katód felületét átlagosan néhány elektronvoltnyi energiával hagyják el, majd a töltőgáz atomjaival ütközve fokozatosan lelassulnak. A termális fém atomok mozgását ezután már a diffúzió irányítja. A lassulás leírásánál a Gras-Marti és Valles-Abarca [51] által kidolgozott elméletből indultam ki. A porlott atomok energia- és szög-eloszlását a következő egyenlettel lehet közelíteni:

$$\Psi(E,\vartheta) = \frac{2UE}{(E+U)^3}\frac{\cos\vartheta}{\pi}, \tag{3.7}$$

ahol Ψ az E energiájú részecskék normalizált fluxusa a ϑ irányban. Az U paraméter értékét a porlás körülményei határozzák meg. Ennek az eloszlásnak az $E = U/2$ energiánál van a maximuma. Stuart és társainak kísérleti eredményeiből kitűnik [81,95], hogy a fenti egyenlet csak bizonyos fokig felel meg a valóságnak. Az említett szerzők megmutatták, hogy a porlott fém atomok E_v legvalószínűbb energiája (amely az $U/2$-nek felel meg) függ a porlást előidéző részecskék fajtájától, de azok energiájával nem változik. Ezzel ellentétben a porlott atomok $\bar{E}$ átlagos energiája a bombázó részecskék energiájával nő, tehát a (3.7) egyenlet nem lehet általános érvényű. Hogy az említett jelenséget figyelembe tudjam venni, a fenti analitikus egyenletben az $U(\epsilon)$ paramétert a bombázó részecskék ϵ energiájától tettem függővé. A megfelelő összefüggés levezetéséhez az arany felületet bombázó kripton ionoknál mért E_v értékekből és a réz felület porlasztásához tartozó $\bar{E}(\epsilon)$ görbe alakjából indultam ki [81,95]. Az egyszerűség kedvéért a modellben már csak a különböző bombázó részecskékhez tartozó $\Phi_k(\epsilon)$ (k=He^+,Ar^+,Au^+,He,Ar,Au) energiaeloszlásokon vett átlagos $< U_k(\epsilon)/2 >_\epsilon$ értékeket használtam. A $\Phi_k(\epsilon)$ eloszlások a katód sötéttér modelljéből ismertek (lásd a 3.2.5 fejezetet). A bombázó kripton ionok porlasztásához képest a porlott arany atomok energiáját 20 és 60%-al kisebbre vettem az argon és hélium ionok esetében, illetve 60% nagyobbra az arany ionok esetében. Ezeket az arányokat a réz felülethez tartozó mérési adatok alapján becsültem meg [95], miközben az arany ionok hatását a higany ionokéval közelítettem.

A fém termalizációjának számolásánál a végső célt a lelassult atomokhoz tartozó S_{Au} forrásfüggvény meghatározása jelenti. Ehhez a katód felületét elemi részekre osztottam. Valamennyi elemi cellához kiszámoltam az onnan (különböző energiával és szögben) induló fém atomok útját, miközben feltételeztem, hogy azok egyenesvonalú pályákon mozognak és a sebességükkel arányos mértékben fékeződnek. Adott pontban az atomok energiaveszteséget a következő egyenlet adja meg:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = -\frac{2}{A}\sqrt{E}. \tag{3.8}$$

Az A paraméter fordítottan arányos a töltőgáz nyomásával [51]:

$$A[\mathrm{cmeV}^{-0.5}] \cong \frac{0.012}{M_g^{1/2}} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right)^{1/2} (1 + \mu^{2/3})^{3/4} \frac{T[^o\mathrm{K}]}{p[\mathrm{Pa}]}, \tag{3.9}$$

ahol $\mu = M_g/M_s$; M_g és M_s a töltőgáz, illetve a porlott fém atomszáma. A lelassult atomok helyének meghatározása után (E=0), az adott pontban a fém atomok forrásfüggvényét a (3.7) egyenletből adódó fluxussal arányosan növeltem. A számítás végén normalizáltam a porlást előidéző különböző (k) részecskék járulékát a forrásfüggvényhez a nekik megfelelő Φ_k fluxusok alapján a katódon. A fém atomok Φ_p^{tot} teljes fluxusára érvényes:

$$\Phi_p^{tot} = \sum_k \int_\epsilon \zeta_k(\epsilon)\Phi_k(\epsilon)d\epsilon. \tag{3.10}$$

A porlás mértékét meghatározó ζ_k együtthatókra vonatkozó adatokat Matsunami és társai gyűjtötték össze [50]. Mivel a porlasztás mechanizmusa a beérkező részecskék momentumának átadásán alapszik, a programban feltételeztem, hogy egy adott elem ionjai és semleges atomjai azonos energia mellett a katódot egyenlő módon porlasztják.

3.2.4 A negatív fény modellje

A térmentesnek tekintett negatív fény tartományban a hélium, argon és arany ionok, hélium metastabilok és semleges arany atomok sűrűségét a következő csatolt mérlegegyenletek határozzák meg:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial[\mathrm{He}^+]}{\partial t} &= \nabla\cdot(D^a_{He^+}\nabla[\mathrm{He}^+]) + S_{He^+} - \alpha_{He}[\mathrm{He}^+]n_e^2 - k_1^{ct}[\mathrm{He}^+][\mathrm{Au}] \\
&\quad -k_2^{ct}[\mathrm{He}^+][\mathrm{Ar}] + 2k_3^{pi}[\mathrm{He}^*]^2, \\
\frac{\partial[\mathrm{Ar}^+]}{\partial t} &= \nabla\cdot(D^a_{Ar^+}\nabla[\mathrm{Ar}^+]) + S_{Ar^+} - \alpha_{Ar}[\mathrm{Ar}^+]n_e^2 + k_1^{pi}[\mathrm{He}^*][\mathrm{Ar}] \\
&\quad +k_2^{ct}[\mathrm{He}^+][\mathrm{Ar}] - k_3^{ct}[\mathrm{Ar}^+][\mathrm{Au}], \\
\frac{\partial[\mathrm{Au}^+]}{\partial t} &= \nabla\cdot(D^a_{Au^+}\nabla[\mathrm{Au}^+]) - \alpha_{Au}[\mathrm{Au}^+]n_e^2 + k_1^{ct}[\mathrm{He}^+][\mathrm{Au}] \\
&\quad +k_2^{pi}[\mathrm{He}^*][\mathrm{Au}] + k_3^{ct}[\mathrm{Ar}^+][\mathrm{Au}], \\
\frac{\partial[\mathrm{He}^*]}{\partial t} &= \nabla\cdot(D_{He^*}\nabla[\mathrm{He}^*]) + S_{He^*} - k_1^{pi}[\mathrm{He}^*][\mathrm{Ar}] - k_2^{pi}[\mathrm{He}^*][\mathrm{Au}] \\
&\quad -2k_3^{pi}[\mathrm{He}^*]^2 - k_{eq}[\mathrm{He}^*]n_e, \\
\frac{\partial[\mathrm{Au}]}{\partial t} &= \nabla\cdot(D_{Au}\nabla[\mathrm{Au}]) + S_{Au} - k_1^{ct}[\mathrm{He}^+][\mathrm{Au}] - k_2^{pi}[\mathrm{He}^*][\mathrm{Au}] \\
&\quad +\alpha_{Au}[\mathrm{Au}^+]n_e^2 - k_3^{ct}[\mathrm{Ar}^+][\mathrm{Au}].
\end{aligned} \tag{3.11}$$

A szögletes zárójelek az adott részecskék sűrűségét jelölik, n_e az elektronok sűrűsége. D^a és D az ambipoláris és közönséges diffúzió együtthatói, S a részecskék forrásfüggvénye, α az ionok rekombinációjának sebességi állandója, miközben az alsó index a részecskék fajtájára utal. k^{ct} és k^{pi} a töltéskicserélő és Penning ionizációs ütközések sebességi állandói, k_{eq} a metastabil hélium atomok elektronütközéses legerjesztésének sebességi állandója.

Az egyenletek felállításánál csak a legfontosabb reakciókat és folyamatokat vettem figyelembe. Az előzőekben ismertetett "gyors elektron Monte-Carlo" és a "porlott fém termalizáció"-ját számoló egységek eredményei szerepelnek az S_{He^+},S_{Ar^+},S_{He^*} és S_{Au} forrásfüggvények helyén. Az arany atomok elektronütközéses ionizációja az arany atomok töltéskicserélő és Pennin ionizációs ütközései mellett elhanyagolható [96]. Az egyenletekbe a sebességi állandók és diffúziós együtthatók értékeit az irodalomban közölt adatok alapján helyettesítettem be. A felhasznált források a következők.

a) Töltéskicserélő ütközés, Penning ionizáció, elektronütközéses legerjesztés:

A hélium ionok és arany atomok között lejátszódó töltéskicserélő ütközés k_1^{ct}(He$^+$+Au) együtthatóját Jánossy Mihállyal és társaival becsültük meg [97], k_2^{ct}(He$^+$+Ar) Ikezoe és társainak gyűjteményében található meg [98]. Legjobb tudásom szerint az irodalomban nem található adat az argon ionok és arany atomok közötti töltéskicserélő ütközés hatáskeresztmetszetére, ezért a reakció k_3^{ct} sebességi állandóját a réz atomoknak megfelelő értékkel helyettesítettem [58]. Hasonló okokból a hélium metastabilokkal történő Penning ionizáció k_2^{pi} sebességére a hélium-higany rendszerben mért adatokat vettem alapul [99]. A hélium metastabilok és argon atomok (k_1^{pi}), valamint két hélium metastabil (k_3^{pi}) közötti Penning ionizáció sebességi állandójára Arslanbekov közölt adatokat [58]. Ugyanott található meg a metastabilok elektronütközéses legerjesztésének megfelelő k_{eq} állandó.

b) Elektron - ion rekombináció (elektronhőmérséklet):

Az ionokhoz tartozó ütközéses sugárzásos (collisional-radiative) rekombináció α_i sebességi állandóit a [100] hivatkozás alapján határoztam meg. Fontos megfigyelni, hogy ezek az állandók nagyon erősen függnek a lassú elektronok T_e hőmérsékletétől. Hélium esetében például: α_{He}=4.0 $10^{-19}T_e^{-5}$m^{6}s^{-1}. Az üreges katódú lézerkisülésekben, az ott található magas ionsűrűségek miatt a rekombináció fontos szerepet játszik, ezért a negatív fény leírásához szükséges az elektronok hőmérsékletének ismerete. Az elektronok eloszlásfüggvényének számolásával a [101, 102] publikációkban foglalkoztak aprólékosan. A jelen modellben a komplex számítások helyett az elektronok hőmérsékletét illesztési paraméterként használtam. A T_e értékét úgy állítottam be, hogy a program visszaadja a kisülés mért áram-feszültség karakterisztikáit. Az eredmények helyességét tiszta héliumban az elektronhőmérséklet megmérésével ellenőriztem. A következő fejezetben a elektronkiváltási tényezőkkel kapcsolatban újra bővebben foglalkozom majd az illesztési folyamattal.

c) Diffúzió:

Az ionok ambipoláris diffúziójának D^a együtthatóit az Einstein összefüggés segítségével számoltam ki ((2.8) egyenlet). Az ehhez szükséges mozgékonyságokat héliumra

és argonra McDaniel és Mason közölte [103], az arany ionok mozgékonyságát héliumban Chanin és Biondi eredményeire támaszkodva interpolálással kaptam meg [104]. A diffúziós együttható hőmérsékletfüggését a [103] hivatkozás "4-6" fejezetében megadott módon számoltam. A szegmentált hélium-arany kisülés vizsgálatánál a Rusinov és társai [105] által kidolgozott abszorbciós módszerrel meghatároztam az arany atomok diffúziójának állandóját héliumban. A diffúziós együttható mellett ($D_0 = Dp_0 = 340$ cm^{2}s^{-1}torr, p_0 a gáz redukált nyomása 273 K-nél: $p_0 = p\frac{273}{T}$), a kísérlet a falaknak ütköző atomok ρ reflexiós együtthatójára is szolgált adattal (ρ=0.8).

A (3.11) egyenlet határfeltételeit a következő módon választottam meg. Az ionok és metastabilok sűrűsége a falakon nullával egyenlő. Ezen felül az ionok számára a negatív fény és a katód sötéttér határa tökéletes nyelőként működik. Ennek a közelítésnek a jogosságát a katód sötéttérben található alacsony ionkoncentráció biztosítja (az ionok sűrűsége tipikusan két nagyságrenddel alacsonyabb a cső közepéhez viszonyítva), amely az elektromos tér gyorsító hatásának következménye. A fém atomok reflexióját a falakon a Rusinov által használt határfeltételnek megfelelően kezeltem [105].

A sűrűségeket leíró parciális differenciálegyenleteket kétdimenziós (r, φ) rácson Crank-Nicolson módszerrel oldottam meg. Eredményül megkaptam a hélium ionok és arany atomok sűrűségének térbeli eloszlását, amelyek szorzata első közelítésben meghatározza a töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett aranyion lézer kisjelű erősítését. Mivel az anódok irányában a modell semmilyen potenciálesést nem feltételez, a kisülésben található ionok az anód felületét diffúzióval elérhetik. Ez lényegileg megegyezik más szerzők feltételezésével és számolási eredményeivel [58, 63], amelyek szerint az anódfelülettel határolt negatív fény tartományában ún. "térvisszafordulás" van jelen. Ezek alapján az anód falánál az ionokat az elektródához gyorsító néhány voltnyi potenciálesés található. Csoportunkban megkezdtük az előkészületeket a jelenség megbízható kísérleti kimutatására. A katód sötéttérbe lépő ionok fluxusát az ionok sűrűségének a negatív fény és a katód sötéttér határán számolt differenciálhányadosa határozza meg. Ez a fluxus tovább szerepel a modell következő egységében.

3.2.5 A katód sötéttér modellje

A katód sötéttérben az elektromos tér az ionokat a katód irányában gyorsítja, ugyanakkor az elektromos teret a töltött részecskék eloszlása határozza meg. A negatív fény tartományból érkező ionfluxuson kívül a katód sötéttérben az elektronütközéses ionizációval helyileg keletkezett ionok is jelen vannak. Az elektronok a lényegesen nagyobb sebességük miatt a tértöltés kialakulásában nem játszanak döntő szerepet. A modellben az elektromos térnek kizárólag sugármenti összetevője szerepel, amely a tangenciális irány mentén nem változik. Az egyszerűség kedvéért a negatív fényből érkező ionok fluxusa a katód sötéttér határán (ahol a sugár r=r_0=const) egyenletesen van elosztva.

A katód sötétteret leíró egység programozása Horváth Péter kollégám munkája volt, a számolások fizikai hátterét közösen dolgoztuk ki. Az ionok és gyors atomok Monte-Carlo

szimulációjának elméleti alapjai a 3.2.2 fejezetben elmondottakkal azonosak. Az ionok pályáját mindaddig követi a program, amíg azok el nem érik az elektródák falát. A fémfelületnek ütközve az ionok elveszítik töltésüket és arról semleges atomokként pattannak vissza. Az elektronokkal ellentétben azok az ionok, amelyek a katód sötéttér anód felőli határához érkeznek, az ott található potenciálgátról visszaverődnek. A felgyorsult ionok és a semleges atomok közötti töltéskicserélő és rugalmas ütközések során a kisülésben gyors atomok keletkeznek, amelyeknek fontos szerepe van a katódon lejátszódó folyamatokban. A modellben a töltéskicserélő ütközésekbe belépő ionok a semlegesítődés után (most már atomokként) megtartják eredeti irányukat és energiájukat. A gyors atomokat mindaddig követjük, amíg energiájuk $9(3/2)kT_g$ alá nem süllyed (T_g a gáz hőmérséklete). Ez a határ (lásd a 3.2.6 fejezetet) választja el egymástól a termális és gyors atomokat. Az elektródáknak ütköző gyors atomok a falakról visszaverődnek és továbbra is megmaradnak a modellben. A falon történt ütközésnél az elveszített energia függ a becsapódó atom sebességétől és a Winters és társai [47] által közölt empirikus képletből számolható ki. A visszaverődő részecskéket koszinuszos szögeloszlással jellemeztük.

A 3.1 táblázat a sötéttér modelljében szereplő ütközéses folyamatokat tartalmazza. A rugalmas szórással jelölt ütközéseket a tömegközépponti rendszerben izotrópnak tekintettük. Mivel az argon és arany atomok sűrűsége a kisülésben alacsony, a gyors atomok velük történő ütközéseit nem vettük figyelembe. Ugyancsak elhanyagoltuk a saját atomjaiknak ütköző argon és arany ionoknál a differenciális hatáskeresztmetszetek izotróp részét, miközben meghagytuk a szimmetrikus töltéskicserélő ütközés lehetőségét. Az argon- illetve arany-ionok és arany atomok közötti töltéskicserélő ütközés hatáskeresztmetszeteit az adatok hiánya miatt az argon ion és réz atom, illetve a higany ion és higany atom közötti reakciókhoz tartozó adatokkal helyettesítettük. Az ionizációs ütközések a tömegközépponti rendszerben izotrópok. A táblázatból látható, hogy a modellben az arany ionok kizárólag szimmetrikus töltéskicserélő ütközéssel veszíthetnek energiájukból. Az arany és hélium atomok magas tömegaránya miatt, az arany ionok szóródását a töltőgáz atomjain nem vettük figyelembe.

Az ionok pályájának követése során a program kiszámolja a töltés eloszlását a katód sötéttérben. Ehhez a sötétteret 300 egyenlő részre osztjuk (ezek szélessége dr=konst). Az egyes ionok részére kiszámoljuk a teljes t_j^{ion} időt, amelyet az ion a katód sötéttér j-edik részében tölt. A számozás a kisebb sugaraktól halad a nagyobbak irányában. A j-edik részben található elektromos töltésre érvényes: $Q_j = e\sum_{ionok} t_j^{ion}/dt$, ahol dt az egy iterációs lépéshez tartozó idő (dt értéke általában néhányszor 10^{-15} s). Az elektromos tér eloszlását a Poisson egyenlet adja meg: $E_j = \sum_{i=1}^{j} 2Q_i/(\varepsilon_0 \pi r_j)$ ahol r_j a térrészekhez tartozó sugár. Az egyenletnek ez a formája a modellben használt közelítésekből adódik: a katódsötéttérben az elektromos térnek csak radiális összetevője van, a negatív fényben az elektromos térerősség nulla. A következő lépésben megkapjuk az elektromos potenciál eloszlását: $U_j = U_{j-1} + dr(E_j + E_{j-1})/2$, amelyből a teljes potenciálesés értéke $U = U_{j=300}$. Az iterációs lépés végén módosítjuk a sötéttér l hosszát: $l' = l * (U/V)^{\alpha}$ és a térerősség eloszlását: $E'_j = E_j * (U/V)^{1-\alpha}$ úgy, hogy a modellben szereplő potenciálesés megegyezzen a csőre kapcsolt V feszültséggel. Az α (=1/7) paraméter értékét empirikusan határoztuk

$He^+ + He \rightarrow He^+ + He^{gy}$	izotróp szórás	[106]
$He^+ + He \rightarrow He^{gy} + He^+$	töltéskicserélő ütközés	[85]
$He^+ + He \rightarrow He^+ + He^+ + e$	ionizáció	[85]
$He^{gy} + He \rightarrow He^{gy} + He^{gy}$	rugalmas szórás	[106]
$He^{gy} + He \rightarrow He^{gy} + He^+ + e$	ionizáció	[85]
$He^+ + Ar \rightarrow He^{gy} + Ar^+$	töltéskicserélő ütközés	[107]
$He^+ + Au \rightarrow He^{gy} + Au^+$	töltéskicserélő ütközés	[31]
$Ar^+ + He \rightarrow Ar^+ + He^{gy}$	rugalmas szórás	[106]
$Ar^{gy} + He \rightarrow Ar^{gy} + He^{gy}$	rugalmas szórás	[106]
$Ar^+ + Ar \rightarrow Ar^{gy} + Ar^+$	töltéskicserélő ütközés	[53]
$Ar^+ + Au \rightarrow Ar^{gy} + Au^+$	töltéskicserélő ütközés	[58]
$Au^+ + Au \rightarrow Au^{gy} + Au^+$	töltéskicserélő ütközés	[29]

3.1. táblázat: Az ionok és gyors atomok (gy-vel jelölve) Monte-Carlo szimulációjánál figyelembe vett ütközéses folyamatok. A megfelelő hatáskeresztmetszeteket a feltüntetett hivatkozások alapján határoztam meg.

meg. Célunk az volt, hogy a többi kisülési paraméter állandó értéke mellett a program gyorsan közelítsen az állandósult állapothoz.

A program eredményei között szerepel a gyors részecskék fluxusainak a katód felületéhez tartozó $\Phi_k(\epsilon)$ energiaeloszlása, amely a metastabil hélium atomok Φ_m^{tot} fluxusával közösen meghatározza a katódból kiváltott elektronok számát:

$$\Phi_e^{tot} = \sum_k \int_\epsilon \gamma_k(\epsilon)\Phi_k(\epsilon)d\epsilon + \gamma_m \Phi_m^{tot} \tag{3.12}$$

γ_k az ionok és gyors atomok, γ_m a metastabil részecskék elektronkiváltási tényezőjét jelöli. Ismert tény, hogy a ködfénykisülések működését a γ elektronkiváltási tényezők erősen befolyásolják [108]. Ugyanakkor a γ (tehát az egy részecske által átlagosan kiváltott elektronok száma) erősen függ az elektróda felületének aktuális állapotától és a becsapódó részecske energiájától. Sok korábbi szimulációs munka szerzői nem vették figyelembe a kiváltási tényező energiafüggését. A 2.2 ábrán látható, hogy a hélium ionok és atomok laboratóriumi tisztaságú arany felületen mért kiváltási tényezője viszonylag meredeken nő az energiával (az ionok nullához tartó energiájánál a határérték ~ 0.23). Ezzel szemben a tiszta elektródára érkező ionok nagy energiatartományban az energiájuktól függetlenül (átlagosan) $\sim$ 0.15 elektront váltanak ki. 500 eV mellett a két különböző felülethez tartozó gammában már egy hármas szorzónyi különbség mutatkozik. Elképzelésem szerint a vizsgált lézerkisülésben a katód felületének tisztasága, az erős porlásnak köszönhetően, valahol az eddig tárgyalt két extrém eset között van. Teljesen tiszta felületet csak nagyon jó vákuum mellett lehetne elérni, a porlás viszont jelentős mértékben tisztítja a katódot. Az elektronkiváltási

tényezőkben található bizonytalanság megkerülhető, amennyiben a γ-t a programban illesztési paraméterként kezeljük. Ilyenkor a keresett értéket úgy kell megválasztani, hogy a szimuláció visszaadja a kisüléshez tartozó kísérleti áram-feszültség karakterisztikákat [63]. A jelenlegi modell ettől eltérő módon működik, mivel (ahogy azt már a 3.2.4 fejezetben említettem) illesztési paraméterként a lassú elektronok T_e hőmérsékletét használja. Ez a módszer teljesen újnak mondható, az irodalomban másutt még nem találkoztam vele. A program futtatásánál minden egyes kisülési feltétel mellett finoman változtattuk a T_e értékét úgy, hogy az egyensúlyi állapotban kapott kisülési áram megfeleljen az adott feszültség (nyomás és argon-koncentráció) mellett mért értéknek. Ezen felül további információval szolgáltak számunkra az elektronhőmérséklet kísérleti értékei, amelyeket tiszta héliumban mértünk meg (lásd a 3.3.1 fejezetet). Ezeket az adatokat felhasználva csökkenteni tudtuk az elektronkiváltási tényezőben található bizonytalanságot is, ugyanis a modellből adódó, illesztett elektronhőmérséklet adatok akkor feleltek meg a kísérleti értékeknek (3.13 ábra), amikor a hélium ionokhoz tartozó γ helyében a laboratóriumi tisztaságú arany felületen mért adatok 0.67-szeres értékét használtuk. Az így módosított γ értékek, a várakozásnak megfelelően a tiszta és laboratóriumi tisztaságú felületekhez tartozó adatok közé estek. Az alkalmazott módszer korlátait az eredmények bemutatásánál tárgyalom. A metastabil részecskék elektronkiváltási tényezőjét az ionoknak megfelelő γ nulla enegiánál vett határértékével helyettesítettük [41]. Az argon ionok a modellben konstans γ=0.06 elektronkiváltási tényezővel szerepeltek, a gyors argon atomok hatását elhanyagoltuk [41]. Ugyancsak feltételeztük, hogy sem az arany ionok sem az arany atomok nem tudnak a felületből elektronokat kiváltani [109].

A katód sötétteret leíró egység futtatása végén a program az elektronok és ionok áramának ismeretében (a katódon) meghatározza a kisülésben folyó teljes áramot.

3.2.6 Gázhőmérséklet

Adott nyomás mellett az ionok és atomok mozgása a kisülésben sokban függ a töltőgáz T_g hőmérsékletétől. A szegmentált kisülésben a hőmérséklet eloszlása nem egyenletes, ezért a részecskék ütközéseinek (Monte-Carlo egységek) és diffúziójának (negatív fény) számolásához is ismerni a különböző pontokhoz tartozó hőmérsékletet. A keresett eloszlást a hővezetés egyenlete határozza meg, ami az egyensúlyi állapotban a következő alakban írható:

$$\nabla \cdot [\lambda_g(T_g)\nabla T_g] = H_{NR} + H_{PF} \tag{3.13}$$

$\lambda(T_g)$ a hővezetés együtthatója, amely függ a hőmérséklettől. Az egyenlet jobb oldalán a forrásfüggvények találhatók. H_{NR} a nehéz részecskék Monte-Carlo szimulációjában bekövetkező ütközéseknél, H_{PF} pedig a porlott fém lassulásánál disszipált hő hatását foglalja magába. A gáz fűtésének további lehetséges okait (ide tartoznak az elektron-atom ütközések is [58]) elhanyagoltam. H_{NR} számolásánál a Bogaerts és társai [110] által használt módszert követtem, amelyben a gyors és termális részecskék közötti határt $E_h = 9(3/2)kT_g$

energiánál választottam meg. A számolás alapja a következő két pontból áll: 1) A gyors részecskéknek a háttérgáz atomjaival való ütközésénél a forrásfüggvény az adott rácspontban $3/2kT_g$-nek megfelelő energiával csökken. 2) Amennyiben az ütközésből kilépő valamelyik atom (ion) energiája kisebb mint $E_h = 9(3/2)kT_g$, akkor az energiája hozzáadódik a forrásfüggvényhez. A termális és gyors részecskék közötti határ értékét Serikov és Nanbu javasolták először [111], modelljük $E_h = 9(3/2)kT_g$ mellett adott jó eredményeket. A határ változtatásának hatását a számolt hőmérsékletre Bogaerts és társai [110] vizsgálták. A porlott fém lassulásánál felszabaduló hőt a (3.8) egyenletnek megfelelően számítottam be.

A határfeltételek meghatározásánál a falak hőmérsékletét 350 K-nek tekintettem. A falaknál található hőmérséklet-ugrást Arslanbekov [65] módszerével vettem figyelembe, amely szerint:

$$T_g = T_{fal} + g \left.\frac{\mathrm{d}T_g}{\mathrm{d}r}\right|_{fal} . \tag{3.14}$$

$g = \frac{2(2-a)}{a}\lambda$, a a termális akomodációs együttható a falon ($a \cong 0.5$), λ a hélium atomok szabadúthosszát jelöli. A (3.13) egyenlet megoldásával kapott hőmérsékleteloszlás teljes alakja a gyors elektronok Monte-Carlo szimulációjánál, a porlott fém termalizációjának számolásánál és a negatív fényt leíró egységben szerepel. A katód sötéttér egységben egy adott sugárhoz tartozó átlagos hőmérsékletet használtam.

3.3 282 nm-es arany ion lézer vizsgálata

Az arany ionok 282.3 nm-es átmenetén ($5d^97s$ - $5d^96p$) először Reid-nek sikerült lézerműködést elérni [73] felhasított üreges katódú elrendezésben. A szegmentált elrendezést Peard és (az SZFKI-ban dolgozó) munkatársai próbálták ki sikeresen az ultraibolya arany ion lézer gerjesztésére [75]. Említést érdemel, hogy a 282.3 nm-es átmeneten rádiofrekvenciás [112] és impulzus üzemmódú, fűtött pozitív oszlopú [113] kisülésekben is működnek már lézerek. A lézerátmenet szelektív gerjesztését (a 690 nm-es piros vonalhoz hasonlóan) a hélium ionok és alapállapotú arany atomok közötti töltéskicserélő ütközés biztosítja.

A jelenlegi mérések a szegmentált üreges katódú lézer aprólékos parametrikus vizsgálatára irányultak. A kisülés paramétereinek függvényében (nyomás, áram, argonkoncentráció) megmértem a lézer kisjelű erősítését és kimenő teljesítményét. A cél a lézerműködést meghatározó tényezők, főleg pedig az argon adalék hatásának alaposabb megismerése volt. Az előzőekben tárgyalt piros lézerátmenethez hasonlóan az argon koncentrációját optimalizálni kellett a maximális lézerteljesítmény, vagy kisjelű erősítés elérésére (lásd a 3.1.2 fejezetet).

3.3.1 A kísérlet

Ezekhez a kísérletekhez is a 3.1 ábrán látható lézert használtam. Az áramimpulzusok ez esetben 0.5 ms hosszúak voltak. Az 1.5 m hosszú optikai rezonátort két 3 m görbületi sugarú tükör alkotta. A kisjelű erősítés mérésénél mindkét tükör transzmissziója ~0% volt, míg a lézer kimenő teljesítményét egy ~2% transzmissziójú nyitótükörrel mértem meg.

A kísérletek során különböző nyomás és áramértékek mellett megmértem a kisülés égési feszültségét, a lézer kisjelű erősítését és kimenő teljesítményét a héliumhoz adott argon adalék koncentrációjának függvényében.

Az elektronhőmérséklet kísérleti meghatározása

A számítógépes szimuláció eredményeinek alátámasztására tiszta hélium kisülésben megmértem a lassú elektronok hőmérsékletét is. Hurt és Robertson megmutatták [114], hogy a negatív fény tartományában a hélium atomok nd^3D (n $\geq$ 8) szintjeinek populációja az elektronok hőmérsékletének megfelelő termikus eloszlást követi. Az egyensúly kialakulásának feltétele, hogy az elektronok kellő sűrűségben legyenek jelen a kisülésben, ami az esetünkben ($n_e \sim 10^{13}$ cm^{-3}) teljesül [115]. A keresett T_e érték megkapható az nd^3D (n $\geq$ 8) szintek és a $2p^3$P szint közötti átmenetek intenzitásából. A használt számolási műveletek megfelelnek a Warner [96] vagy Leigh [72] által közölt módszernek. A kisülés spektrumát egy fotoelektronsokszorozóval ellátott PGS-2 monokromátorral rögzítettem. 30 μm-es rés mellett $\delta\lambda$=0.25 Å felbontást lehetett elérni. A méréseket különböző nyomások mellett j=0.07 Acm^{-1} lineáris áramsűrűségnél (áram/a katód hossza) végeztem. Sajnos a vizsgált vonalak alacsony intenzitása és néhány közeli Au-I és Au-II átmenet jelenléte miatt az eredmények bizonytalansága viszonylag nagy maradt (ahogy azt a 3.13 ábrában bejelölt hibahatárok is jelölik). Az említett átmeneteken kívül a spektrum további nem azonosított vonalakat is tartalmazott, amelyek feltételezésem szerint az epoxy ragasztóból származó szennyeződésekhez tartoztak.

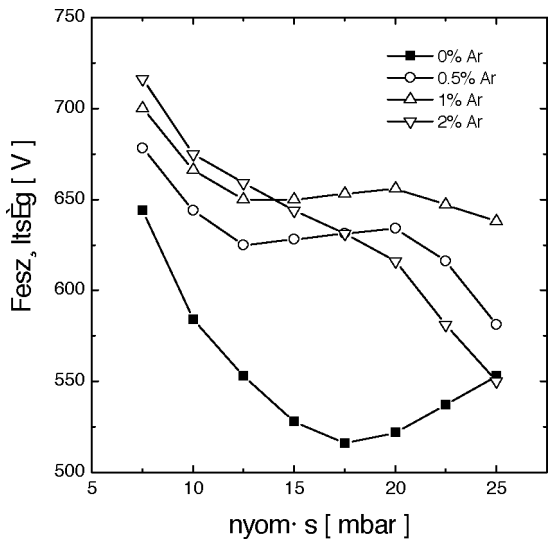
A következő két fejezet a kísérleti és szimulációs eredmények összehasonlító elemzését tartalmazza.

3.3.2 Kísérleti és szimulációs eredmények: a kisülés jellemzői

Az égési feszültség és a lassú elektronok hőmérséklete

Az égési feszültség változását a nyomás függvényében, j=0.07 Acm^{-1} lineáris áramsűrűség és különböző argon adalék koncentrációk mellett a 3.12 ábra szemlélteti.

Látható, hogy a tiszta héliumban mért görbének minimuma van, ami megegyezik a hagyományos üreges katódú kisülések viselkedésével [33]. Ugyanakkor általánosan el-



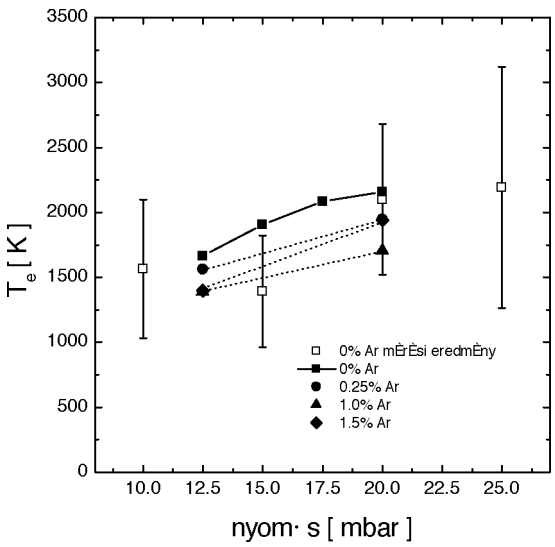
3.12. ábra: A szegmentált üreges katódú kisülés égési feszültsége a nyomás függvényében különböző argon adalék koncentrációk mellett. Az adatok j=0.07 Acm^{-1} lineáris áramsűrűségnek felelnek meg.

mondható, hogy a töltött részecskék veszteségei miatt az anódokon, a kapott feszültségek a hagyományos elrendezésekhez viszonyítva lényegesen magasabbak.

A kisülés feszültsége kis mennyiségű argon hatására (1%) tovább nő. Egyedül nagyobb nyomásoknál, 1% fölötti argon-koncentrációk mellett csökken a feszültség. Ez a viselkedés eltér Leigh-nek réz elektródákkal tapasztalt eredményeitől [72], ahol a szegmentált kisülés feszültsége az argon hatására monoton csökkent.

A szimulációs modell eredményei alapján elmondható, hogy He + 1% Ar keverékben (20 mbar nyomásnál és 0.07 Acm^{-1} áramsűrűségnél) a katódon mérhető ionáram 13- illetve 18%-át az argon- illetve arany-ionok vezetik. Az alacsony elektronkiváltási tényező miatt, az argon ionok az elsődleges elektronoknak mindössze 4%-át váltják ki a katódból. Az arany ionok a feltételezések szerint nem járulnak hozzá az elektronok kiváltásához. Ebből következik, hogy az elektron- és ion-áram aránya a katódon az argon hatására lecsökken, ami a kisülés önfentartása szempontjából veszteséget jelent. A modell eredményeiből az is kitűnik, hogy ezek a veszteségek önmagukban még nem elegendőek a magasabb égési feszültség megmagyarázására, a további okot az elektronok hőmérsékletének változásában kell keresni.

Ahogy már említettem, az elektronok hőmérsékletét a program illesztési paraméterként kezeli. T_e értékei úgy vannak beállítva, hogy az eredmények összhangban legyenek a mért áram-feszültség karakterisztikákkal. Az így kapott adatokat a tiszta héliumban mért kísérleti eredményekkel együtt a 3.13 ábra tartalmazza. A számolt és kísérleti eredmények kielégítően megegyeznek. Ezt az egyezést az elektronkiváltási tényezők beállításával sikerült elérni, ahogy azt a 3.2.5 fejezetben tárgyaltam. Ahhoz, hogy az argon hatását az elektronok hőmérsékletére pontosan megértsük, a lassú elektronok energiáját leíró önkön-



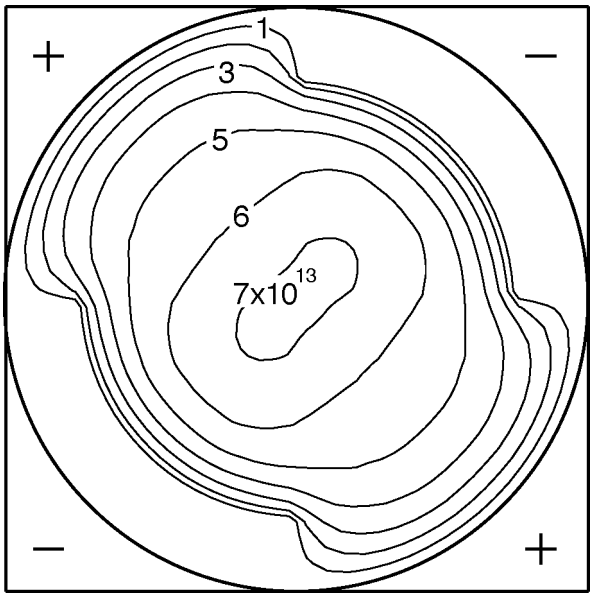
3.13. ábra: A negatív fényben található lassú elektronok hőmérséklete a nyomás függvényében. A tiszta héliumhoz tartozó mérési adatokat a nyitott szimbólumok jelölik. Ezen kívül az ábra a különböző argon-koncentrációkhoz tartozó szimulációs eredményeket tartalmazza. Valamennyi érték $j = 0.07$ Acm^{-1} lineáris áramsűrűségre vonatkozik.

zisztens modellre lenne szükség [101]. A mostani számolások azt mutatják, hogy T_e az argon adalék növelésével csökken, ami a következő módon magyarázható. A lassú elektronok csoportjának energiáját legnagyobb mértékben a lassú elektronok és az ún. "szupertermális" (< 20 eV) elektronok közötti Coulomb-ütközések biztosítják [102]. Ezeknek a szupertermális elektronoknak a sűrűsége argon jelenlétében valószínűleg csökkenni fog, mivel (a héliumtól eltérően) az argon és arany atomokkal rugalmatlanul ütközhetnek. Ebből következik, hogy a modell eredményeivel összhangban az elektronok hőmérsékletének magasabb argon-koncentráció mellett csökkennie kell. Ugyanakkor az alacsonyabb elektronhőmérséklet az elektron-ion rekombináció sebességét jelentősen meggyorsítja, ami már a feszültség növekedésében tükröződik. A modellből kitűnik, hogy T_e változtatása nagy hatással van az áram-feszültség karakterisztikára. Az elektronhőmérséklet 10%-os (önkényes) megnövelése adott feszültség mellett az áram 17%-os növekedését eredményezi (mindez He + 1 % Ar-ban, $p = 20$ mbar és $j = 0.07$ Acm^{-1} mellett érvényes).

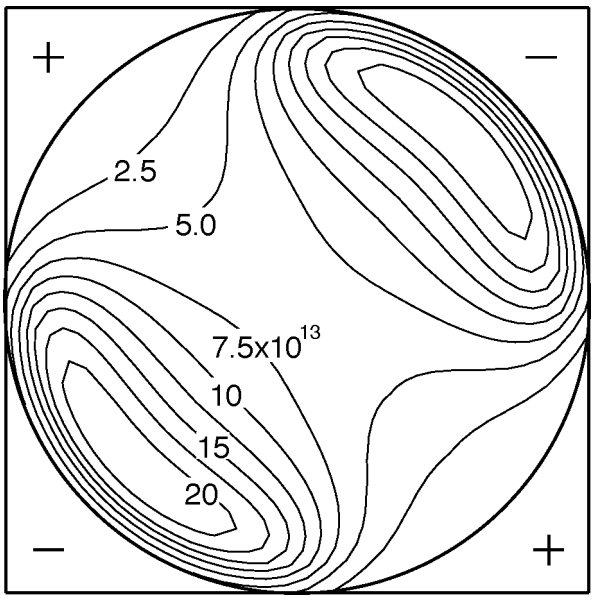
Sajnos a kisülés ívstabilitása miatt a további méréseket a 12.5 és 20 mbar közötti nyomástartományra kellett korlátozni.

Negatív fény

A modell negatív fény egységéből megkaptam a (3.11) mérlegegyenletekbe foglalt részecskék sűrűségének térbeli eloszlását. A 3.14 ábra hélium ionokra és arany atomokra jellemző eredményeket mutat. A hélium ionok legmagasabb sűrűsége a kisülés közepén található. Ezeknek az ionoknak a veszteségei a különböző lehetséges csatornák között a követke-



(a)



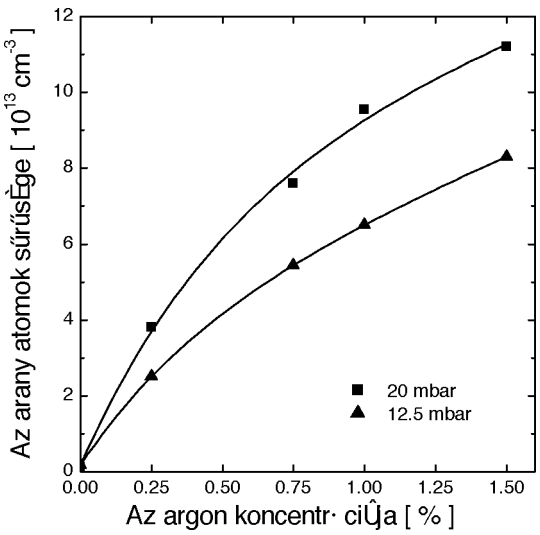
(b)

3.14. ábra: A hélium ionok **a)** és arany atomok **b)** sűrűségének térbeli eloszlása 20 mbar (He + 1% Ar) nyomásnál, $j = 0.07$ Acm^{-1} lineáris áramsűrűség mellett. Az ábrán jelölt értékek cm^{-3} egységben vannak megadva.

zőképpen oszlanak meg. Az ütközéses-radiatív rekombináció 51 %-ot, az argon és arany atomokkal való töltéskicserélő ütközések 20 %-ot, a falakhoz történő diffúzió 29 %-ot jelent. Az adatok nagyon jól mutatják a rekombináció (és rajta keresztül az elektronok hőmérsékletének) súlyát.

A legtöbb arany atom a katódfelületek előtt található, ami mutatja, hogy a porlott fém már az első néhány tized miliméter alatt termalizálódik. A cső közepére a fém atomok diffúzióval jutnak el. Ez a viselkedés lehet a magyarázata annak, hogy a szegmentált üreges katódú lézerek paraméterei a kisülés átmérőjének csökkentésével javulnak [67]. A 3.15 ábra az átlagos fémsűrűség változását mutatja az argon koncentrációjának függvényében. Az eredmények viselkedése megegyezik a szegmentált rézkisülésben mért adatokkal [66, 71].

A kisülési paraméterek jellemző értékei mellett (20 mbar, 1% Ar, 0.07 $\mathrm{Acm^{-1}}$) a katód sötéttér Monte-Carlo modelljébe belépő ionok 68 %-a a negatív fény tartományból érkezik. A "kezdeti" ionok maradék része elektronütközéssel keletkezik a katód sötéttérben. Ez az arány jelentősen eltér a kisáramú síkpárhuzamos kisülések viselkedésétől, ahol a sötéttérbe tipikusan az ionoknak kisebb hányada érkezik a negatív fény irányából [116]. Könnyen belátható, hogy a vizsgált nagyáramú lézerkisülés tulajdonságaira a negatív fényben lejátszódó folyamatoknak (az alacsony áramsűrűségekhez viszonyítva) nagyobb lesz a hatása, ami előnyössé teszi az elektron-hőmérséklet használatát illesztési paraméterként.



3.15. ábra: Az átlagos aranysűrűség függése az argon koncentrációjától. ($j = 0.07$ $\mathrm{Acm^{-1}}$).

Katód sötéttér

A katód sötéttérben található elektromos tér számított sugárirányú eloszlását a 3.16a) ábra mutatja. A görbék (meredeken csökkenő) alakjára a negatív fény határának közelében valószínűleg hatással van a modellben használt feltételezés, amely szerint a katód sötétteret éles határ választja el a térmentesnek tekintett negatív fény tartománytól. A kisáramú kisülések hybrid modelljeiben, ahol ez az éles határ nem szerepel, általában az elektromos térerősség a katód sötéttérben közel lineárisan nő a távolsággal [61, 63]. Érdemes azonban megjegyezni, hogy a 3.16a) ábrához hasonló alakú tereloszlást kaptak kísérleti úton a katód környékén Lee és társai is [117]. Az argon koncentrációjának növelésével a katód sötéttér hossza megnő (magasabb az égési feszültség), de a tereloszlás alakja jelentősen nem változik. Nagyobb áram és nyomás esetében magasabb a töltéssűrűség és rövidebb a katód sötéttér hossza.

A katódra érkező gyors nehéz részecskék fluxusának energiaeloszlása látható a 3.16b) ábrán. Jelentős eltérés figyelhető meg a különböző típusú ionokhoz tartozó eloszlások között. A katód felé haladó hélium ionok energiája a számos szimetrikus töltéskicserélő ütközés következtében végig alacsony marad, és ugyanakkor számottevő fluxusa alakul ki a gyors hélium atomoknak. Ezzel szemben lényegesen magasabb az argon ionok átlagos energiája, ami a hozzájárul a katód hatékony porlasztásához. A modellben az arany ionok döntő többsége a potenciáleséshez tartozó teljes energiával éri el a katódot.

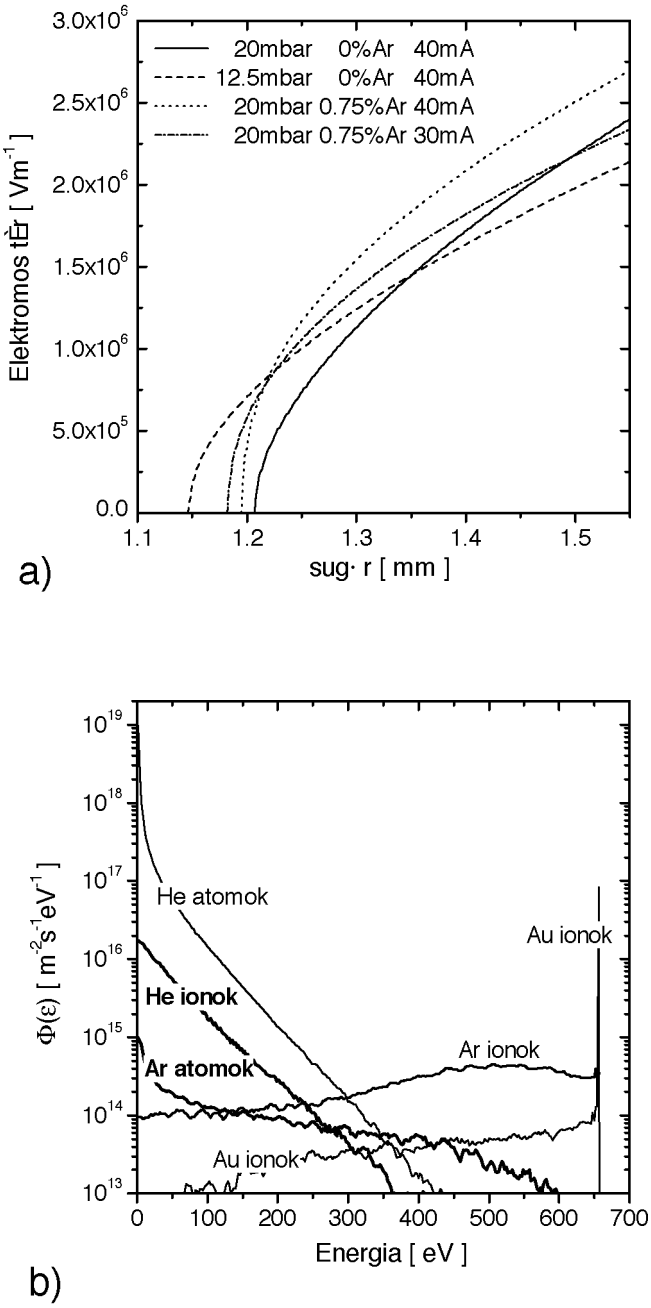
Gázhőmérséklet

A szimuláció során vizsgált körülmények mellett a töltőgáz átlagos hőmérséklete 420 és 550 K között mozog. A 3.14 ábrának megfelelő paramétereknél a porlott fém termalizációja mindössze 8 %-al járul hozzá a gáz fűtéséhez, döntő szerepe az ionok keltette lavináknak van. Érdekes eredmény, hogy a gyors nehéz részecskék ilyen lavináiban a fűtés 76 %-át a katódról visszaverődött neutrális atomok okozzák. A legmagasabb hőmérséklet a katódfelületek közelében alakul ki.

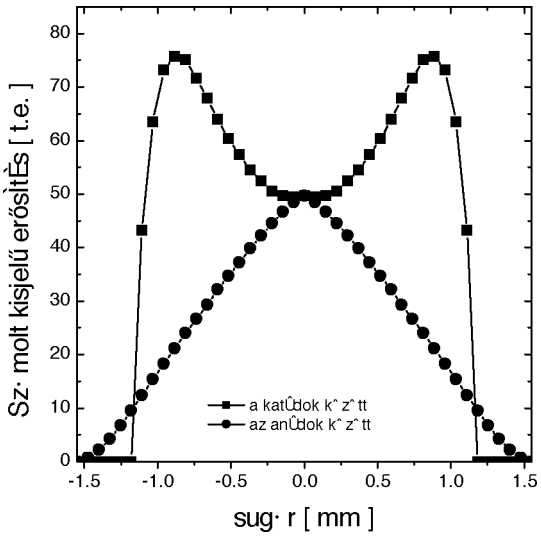
3.3.3 Kísérleti és szimulációs eredmények: a lézer jellemzői

Kisjelű erősítés

A töltéskicserélő ütközéssel gerjesztett 282 nm-es lézerátmenet kisjelű erősítése arányos a hélium ionok és arany atomok sűrűségével. Az erősítést befolyásoló további tényezőket (a vonalkiszélesedés nyomás- és hőmérséklet-függését vagy az alsó lézernívó populációjának változását) a továbbiakban az egyszerűség kedvéért elhanyagolom. Ezzel a közelítéssel a 3.14 ábrán látható eloszlások szorzata megadja a kisjelű erősítés térbeli eloszlását. A szemközti katódok (illetve anódok) közepét összekötő egyenesek mentén számolt $[He^+][Au]$ szorzatot mutatja a 3.17 ábra. A görbék alakja megegyezik a 780.8 nm-es szegmentált rézlézerhez tartozó kísérleti görbék alakjával [69].



3.16. ábra: **a)** Az elektromos tér eloszlása a katód sötéttérben különböző kisülési paraméterek mellett. A katód felülete 1.55 mm-nél, a sötéttér határa 1.2 mm körül található. **b)** A katódra érkező gyors nehéz részecskék fluxusának energia-eloszlása a 3.14 ábrának megfelelő körülményeknél. A jobb áttekinthetőség érdekében a görbék fluktuációit a szomszédos pontok átlagolásával csökkentettem.

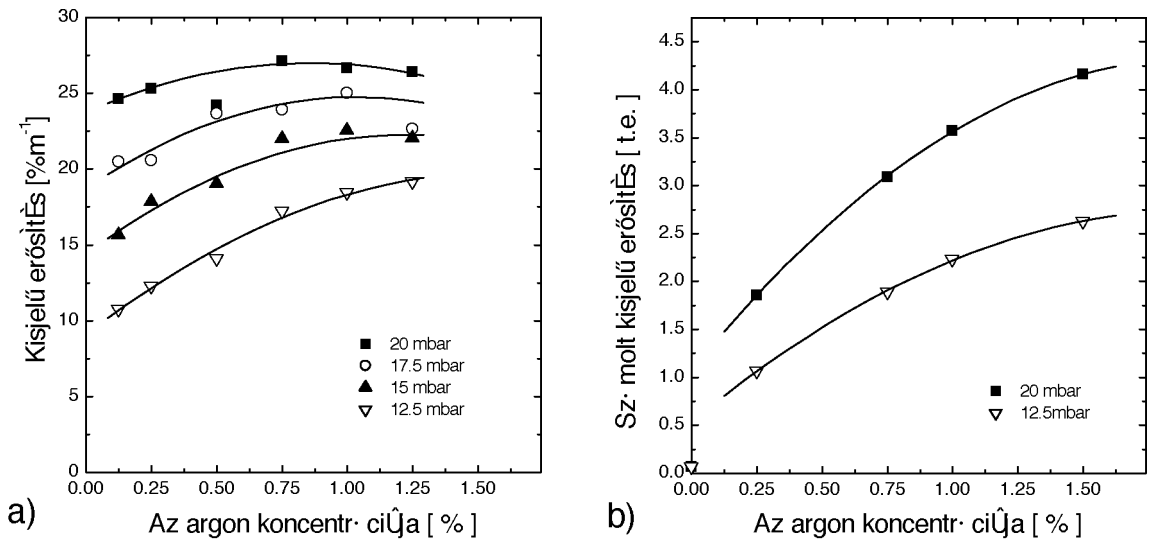


3.17. ábra: A modellben számolt kisjelű erősítés térbeli eloszlása a szemközti elektródák középpontjait összekötő tengelyek mentén. A kisülés paraméterei a 3.14 ábrával azonosak.

Ahhoz, hogy a számolt kisjelű erősítést össze tudjam hasonlítani a kísérleti adatokkal, meghatároztam a kapott térbeli eloszlás átlagát, miközben a TEM_{00} módus Gauss-görbéjének megfelelő súlyozást használtam. A rezonátorban a TEM_{00} módus szélessége lényegesen kisebb a cső átmérőjénél. Mivel a méréseket maximális erősítésre beállított rezonátorral végeztük, az átlag számolásánál a TEM_{00} módus tengelyét az erősítési görbe maximumába helyeztem. A szimuláció és a kísérlet eredményeit a 3.18 ábra tartalmazza.

20 mbar nyomásnál az erősítésnek 0.75 % argon-koncentráció környékén széles maximuma van. Az optimális argon-koncentráció a nyomás csökkenésével fokozatosan a nagyobb értékek felé tolódik el. A modellel csak részben sikerült reprodukálni a kísérleti eredményeket. A különbségek a modellben használt közelítéseken kívül a bemenő adatok bizonytalanságának tudhatók be. Magasabb nyomásoknál a kísérlet és szimuláció egyezése rosszabb, ilyenkor a modellből hiányzó molekuláris ionok szerepe is kezdhet fontossá válni [116]. Végül nem szabad elfelejteni, hogy a méréseket 0.5 ms hosszú áramimpulzusokkal végeztük. A 690 nm-es lézer vizsgálatából kitűnik, hogy ez az idő nem elegendő az állandósult lézerműködés beállására (lásd a 3.1.5 fejezetet), ami további eltéréseket okozhatott a modell és a kísérlet között.

Az erősítés áramfüggését optimális körülmények mellett (0.75 % Ar, 20 mbar) $j = 0.18$ Acm^{-1} lineáris áramsűrűségig sikerült megmérni. A 3.19 ábrán a számolt és mért adatokat hasonlítottam össze. Látható, hogy a maximális elért erősítés értéke 52 $\%m^{-1}$, ami az ultraibolya tartományban magasnak mondható. A modell eredményei meredekebb áramfüggést mutatnak, viszont a görbe jellegzetes alakját megfelelően tükrözik. A lassú elektronoknak a szimulációból meghatározott hőmérséklete növekvő árammal csökken. Hasonló eredményt kapott Leigh szegmentált rézkisülésben végzett mérései során (14 mbar He + 4% Ar) [72], ezzel szemben Arslanbekov modelljében T_e

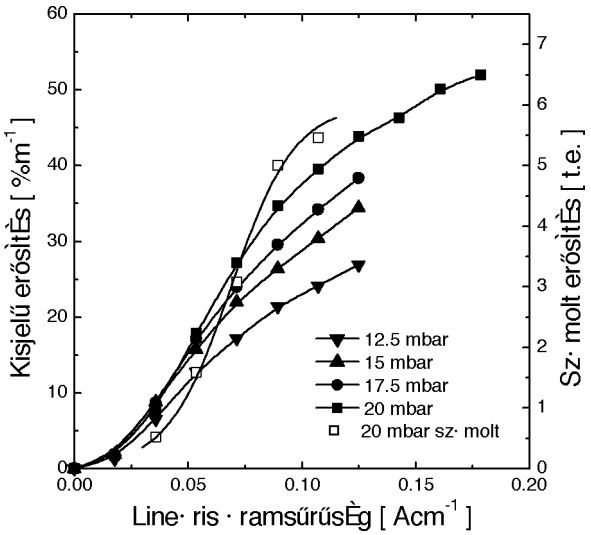


3.18. ábra: A 282 nm-es lézer kisjelű erősítésének **a)** kísérleti és **b)** számolt eredményei. ($j = 0.07$ Acm^{-1})

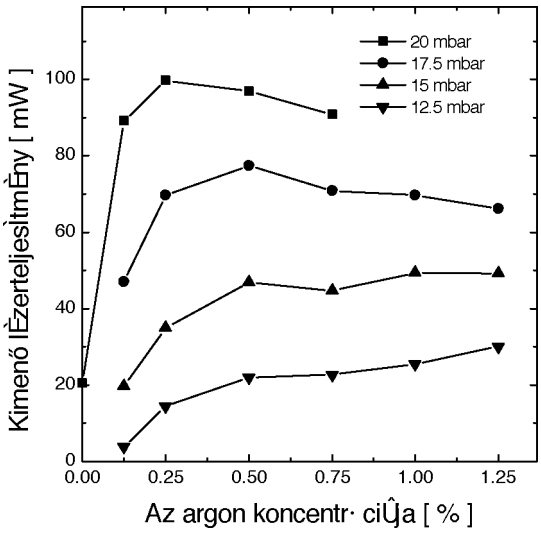
áramfüggése fordított [58]. A jelenlegi modell csak 0.11 Acm^{-1} áramsűrűség alatt képes a kisülés viselkedését kielégítően leírni, amihez 780 V égési feszültség tartozik. Ennek a határnak a túllépése után a kisülés áramát csak nagyon kis elektron-hőmérsékletek mellett tudja a program korlátozni. Feltételezésem szerint mindez a hélium ionokhoz tartozó elektronkiváltási tényezők hibájából ered. Valószínűleg a magasabb energiákhoz tartozó kiváltási tényezőket nagyon magasan választottam meg. Ebből következik, hogy a gyors elektronok túlbecsült fluxusa fölöslegesen sok iont kelt, amit ezután a program a radiatív-ütközéses rekombináció megnövelésével (tehát alacsony T_e érték beállításával) próbál ellensúlyozni.

Kimenő teljesítmény

A lézer teljesítményét a kicsatoló tükör optimalizálása nélkül mértem meg. A kísérletben használt kicsatolótükör transzmissziója ~2 % volt. A 0.12 Acm^{-1} áramsűrűséghez tartozó eredményeket a 3.20 ábra mutatja. Látható, hogy 20 mbar-nál az optimális argon-koncentráció alacsonyabb a kisjelű erősítésnél tapasztalt értéktől. Legjobb tudásom szerint a maximális 100 mW teljesítmény az eddig elért legerősebb kvázi-folytonos lézerműködést jelenti az adott vonalon. Magasabb teljesítményt csak impulzus üzemmódú pozitív oszlopú lézerekkel sikerült előállítani [113].



3.19. ábra: A számolt és mért kisjelű erősítés áramfüggése különböző nyomásoknál, 0.75 % argon-koncentráció mellett.



3.20. ábra: A 282 nm-es lézer kimenő teljesítménye az argon koncentrációjának függvényében. Az adatok 0.12 Acm^{-1} áramsűrűséghez tartoznak.

4. Fejezet

Fűtött cink ion lézer

Az üreges katódú fémion lézerek fejlődésénél a fűtött konstrukciók után jelentek meg az első porlasztott majd a nagyfeszültségű porlasztott lézerek (mindkettő kifejlesztése a KFKI-hoz fűződik). A porlasztott lézerek hátrányának számít, hogy a kisülés áramát nem lehet a fémgőz koncentrációjától függetlenül optimalizálni. A 2.3 fejezet végén elmondottak alapján érdemesnek tűnik a (mindeddig csak porlasztott lézerek gerjesztésére használt) nagyfeszültségű kisüléseket a fémgőz fűtésével kombinálni. Ettől egy optimális áram és fémgőz koncentráció mellett működő lézert várunk, amely megtartja a nagyfeszültségű kisülések előnyeit a nemesgáz ionok keltése terén.

A lehetséges fém-nemesgáz kombinációk közül több okból is a cink-hélium keverék tűnik előnyösnek az első kísérletek elvégzésére. A megfelelő cinkgőz koncentráció elérésére aránylag alacsony, ~400 ^{o}C-os hőmérséklet elegendő, ami megkönnyíti a lézerhez tartozó kályha építését. Ugyanakkor a héliumban működő lézerkisülések stabilitása az íveléssel szemben nagyon kedvező. Az irodalomban megtalálható [31, 118] (neon ionokkal gerjesztett) ZnII 210 nm-es potenciális lézerátmenet beindításának lehetősége a cink rendszert méginkább vonzóvá teszi.

Jelen munkám célja egy olyan nagyfeszültségű, belsőanódos cink-ion lézer megépítése és kipróbálása volt, amelybe a cinkgőzt termikus párologtatás útján juttatjuk. Vizsgálataim a hélium kisülésben gerjesztett 492.4 és 491.1 nm-es lézerátmenetekre, valamint a neon kisülésben gerjeszthető 210 nm-es potenciális lézerátmenetre irányultak. Mivel újszerű konstrukcióról van szó, a lézer üzembehelyezése és a lézerparaméterek megmérése mellett célomnak tartottam a lézer további fejlesztéséhez szükséges tapasztalatok megszerzését. A fém atomok bentartására az aktív térfogatban kataforetikus segédkisüléseket alkalmaztam, ezek működését kísérleti és elméleti úton is vizsgáltam. A kapott eredményeket a fejezet első részében ismertetem (4.1). Az új lézer paramétereinek mérési eredményeit tartalmazza a fejezet második része (4.2).

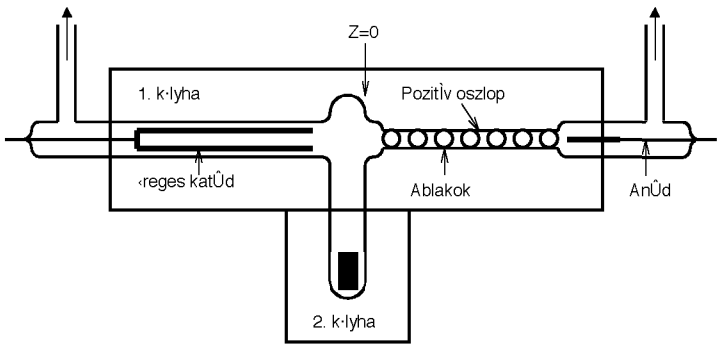
4.1 Cink kataforézise pozitív oszlopú kisülésben

A fűtött fémion lézerek működése szempontjából fontos, hogy a fém atomok ne tudjanak lerakódni a lézer hidegen tartott részeire (ide tartoznak például a lézerablakok is). A fémgőz bentartásának egyik leggyakrabban használt módszere a kataforézis jelenségének kihasználásán alapszik, amikor a fűtött térrészeket az optikai tengely mentén pozitív oszlopú kisülések zárják le. A cink lézer esetében a hélium (neon) töltőgázhoz képest könnyebben ionizálható cink atomokat ezek a kisülések a katódok irányába terelik. Az atomok diffúziós mozgását (az anód felé) a fém ionok fordított irányú driftje kompenzálja. Így az ablakokhoz közelebb eső anódok oldalán a fémgőz koncentrációja lecsökken.

Kadmium kataforézisét héliumban Sosnowski [119] és újabban Mizeraczyk és társai [120] is behatóan vizsgálták, cinkre vonatkozó mérési eredményeket az irodalomban nem találtam. Mivel az új lézer tervezésénél (a pozitív oszlopú kisülés méretezéséhez) ismerni kellett a kataforézist jellemző paraméterek értékeit, először ennek a jelenségnek a vizsgálatával foglalkoztam. A kapott kísérleti eredményeket elméleti számításokkal is sikerült alátámasztani.

4.1.1 Kísérleti elrendezés

A kvarcból készült kisülési cső a 4.1 ábrán látható. A cinket tartalmazó oldalkályhának és a cső maradék részének a hőmérsékletét két PID (arányos-integráló-differenciáló) szabályzó segítségével lehetett beállítani. A pozitív oszlop mentén (amelynek belső átmérője 3 mm) hét darab rézcsövet helyeztünk a kályha falába, az ezeken keresztüljövő fényt egy VM 502 monokromátorba vezettük. Ehhez az egész csövet a monokromátorral szemközt vízszintes irányban mozgatható állványon helyeztük el, amit mindig az adott nyílásnak megfelelő pozícióba állítottunk. A kisülés katódja vasból készült.



4.1. ábra: A kataforézis mérésére használt kisülési cső.

A mérések során a felső kályha hőmérsékletét állandó 450 ± 1 ^{o}C-on tartottam. Mivel az oldalkályha hőmérséklete 340-400 ^{o}C között változott, a fém nem rakódott le

a kisülési cső falára. A hélium, majd később a neon töltőgáz nyomását a 10-25 mbar tartományban változtattam, a vizsgált áramok 20 és 60 mA közé estek. A kisülés különböző paraméterei mellett megmértük a Zn-I 518.2 nm-es vonal intezitásának eloszlását a pozitív oszlop mentén. Mivel az egyes ablakok (geometriai okokból) kis mértékben különböztek egymástól, a hagyományos módon kalibráltam őket egymáshoz. Tiszta hélium (és neon) kisülésben megmértem a HeI 388.8 nm-es (és NeI 540.0 nm-es) vonal intenzitás-eloszlását, amelyről feltételeztem, hogy a pozitív oszlop mentén nem változik. A cink átmeneten kapott adatokat utána elosztottam az így kapott értékekkel.

4.1.2 Elmélet

Mizeraczyk [120] kísérleti eredményeiből kiderült, hogy kadmium kataforézise esetén héliumban a pozitív oszlop két különböző tartományra osztható. A katódhoz közelebb eső részben, ahol a fém atomok koncentrációja magas, a pozitív töltéshordozók döntő többségét a fém ionok képviselik. Ilyenkor a fém atomok (N) sűrűsége lineárisan csökken a távolsággal az anód irányában. A katódtól egy bizonyos távolságban, ahol a fém sűrűsége egy N_{krit} kritikus érték alá esik, a lineáris összefüggést exponenciális csökkenés váltja fel. Ezt a viselkedést Druyvesteyn már 1935-ben kiszámolta [121], majd bizonyos fokig kísérletileg is több gázkeverékben igazolták [122–124]. A kadmium és cink hasonló tulajdonságaiból adódóan [27] várható, hogy a két fém kataforézisének jellemzői is hasonlítani fognak egymásra.

A lineáris csökkenés

Állandósult állapotban a cink atomok diffúziójának és a cink ionok driftjének egyensúlyát a kisülés tengelye mentén a következő egyenlet írja le:

$$D\frac{\partial[Zn](z)}{\partial z} + \mu_+ E \left\langle [Zn^+] \right\rangle = 0, \tag{4.1}$$

ahol z a fémforrástól számított távolság, a szögletes zárójelek a részecskék sűrűségét jelölik, μ_+ az ionok mozgékonysága, E az axiális elektromos térerősség, míg a $<>$ átlagolás a cső keresztmetszetére vonatkozik. Az egyszerűség kedvéért a (4.1) egyenlet (hasonlóan más szerzők számításaihoz [119, 123]) feltételezi, hogy a semleges atomok keresztmetszeti eloszlása egyenletes. Ennek a közelítésnek köszönhetően a jelenséget egy dimenzióban lehet tárgyalni. A valóságban a pozitív oszlopú kisülésekbe párologtatott fémgőz sűrűségének a falak mentén maximuma van [121, 125], az ebből következő sugárirányú diffúzió ellensúlyozza az ionok driftjét a falakhoz. Elméletileg a fejezet valamennyi egyenletében a cink atomok sűrűségét a keresztmetszeten számolt átlagértékkel lehetne helyettesíteni, ami az eredményeken nem változtatna.

A lineáris csökkenés kialakulásának feltétele, hogy a fém ionok sűrűsége egyenlő legyen az elektronok n_e sűrűségével. Ez megegyezik azzal a feltételzéssel, amely szerint a

katód közelében a nemesgáz ionok sűrűsége (a magasabb ionizációs potenciál miatt) elhanyagolható. Mivel a pozitív oszlopban az áramot főleg az ionoktól jelentősen mozgékonyabb elektronok vezetik, sűrűségüket az I áram és a driftjük v_d sebessége határozza meg [123]:

$$\langle n_e \rangle = \frac{I}{\pi r_0^2 e v_d}. \tag{4.2}$$

r_0 a cső sugarát, e az elemi töltést jelöli. Amennyiben az elektronok diffúziós hatáskeresztmetszete fordítottan arányos a sebességükkel (tehát $\sigma = A/v$), az elektronok driftjének sebessége független a energiaeloszlástól és érvényes rá [126]:

$$v_d = \frac{e}{mN_0A}\left(\frac{E}{p}\right). \tag{4.3}$$

Itt m az elektronok tömege, p a gáznyomás és N_0 a gáz sűrűsége egységnyi nyomás mellett. Az N_0A szorzat az ütközések frekvenciája egységnyi nyomásnál. Phelps és társai [106] megmutatták, hogy alacsony áramerősségeknél (max. 7.5 mA cm^{-2}) és az E/p hányados 2 - 12 Vcm^{-1}torr^{-1} tartományában a (4.3) egyenlet hélium esetében érvényes. A magasabb áramerősségekre (egészen 4 A cm^{-2}-ig) az egyenlett érvényességét Dunn igazolta méréseivel [126]. Ezen felül Dunn eredményei megmutatták, hogy viszonylag magas fémgőzkoncentráció mellett (egészen 0.033% Cd a hélium kisülésben) a (4.3) egyenlet ugyancsak érvényes marad. A (4.3) és (4.2) egyenletek behelyettesítésével a (4.1) egyenletbe (miközben $n_e = [Zn^+]$) a következő eredményt kapjuk:

$$[Zn](z) = [Zn]_0 - cpIz \tag{4.4}$$

ahol:

$$c = \frac{\mu_+ mN_0A}{D\pi r_0^2 e^2}. \tag{4.5}$$

A z=0 távolsághoz tartozó $[Zn]_0$ sűrűséget esetünkben a cink forrás T_f hőmérséklete határozza meg. A (4.4) egyenlet megadja azt a z_{krit} távolságot, ahonnan a cink atomok sűrűsége a kritikus N_{krit} érték alá esik és a csökkenés lineárisból exponenciálisba vált:

$$pIz_{krit} = \frac{1}{c}([Zn]_0 - [Zn]_{krit}). \tag{4.6}$$

Mizeraczyk [120] eredményeire alapozva elmondható, hogy $[Zn]_{krit}$ értéke független a p nyomástól és I áramtól, amiből következik, hogy a pIz_{krit} szorzat lineárisan változik a $[Zn]_0$ sűrűséggel. A z_{krit} értékek megmérésével különböző kisülési paraméterek mellett, a fenti egyenlet illesztésével megkaphatjuk a $[Zn]_{crit}$ és c állandókat. Természetesen gyakorlatilag a $[Zn]_{krit}$ és z_{krit} értékeket a lineáris és exponenciális részek között található, viszonylag keskeny átmeneti szakasz átlagértékeiként lehet csak kezelni.

Az exponenciális csökkenés

Az anód oldalán tapasztalható exponenciális lecsengés leírásához az eredetileg Gaur és Chanin [123] által He-Ne keverékekre kidolgozott elméletet vettem alapul. Valamennyi egyenletet a héliumba párologtatott cink esetére írom fel és csak megjegyzem, hogy ezek a neonnál sem változnak.

Feltételezem, hogy a Zn^+ ionok nagyrészt a metastabil hélium részecskékkel ütközve - Penning ionizációval, a hélium ionokkal ütközve - töltéskicserélő ütközéssel valamint elektronütközéses ionizációval keletkeznek:

$$He^* + Zn \rightarrow He + Zn^+ + e^- \tag{4.7}$$
$$He^+ + Zn \rightarrow He + Zn^+ \tag{4.8}$$
$$e + Zn \rightarrow Zn^+ + 2e. \tag{4.9}$$

Mivel a (4.7) és (4.8) reakciók sebessége nagyjából összemérhető, de ugyanakor a pozitív oszlopban a metastabil részecskék sűrűsége jelentősen meghaladja az ionok sűrűségét, a töltéskicserélő ütközések szerepe az esetek nagy részében másodlagos. Az elektronütközéses ionizáció σ_e hatáskeresztmetszete [127] elég nagy ahhoz, hogy a (4.9) folyamat számottevő szerephez jusson a kisülésben. A cink atomok és molekuláris nemesgáz ionok közötti töltéskicserélő ütközések további lehetséges módját képviselik a cink ionok keletkezésének [128]. Mivel a He_2^+ és Ne_2^+ ionok sűrűsége a kísérleti feltételek mellett még az atomi ionok sűrűségét sem éri el [129], Derzhievhez hasonlóan [130] feltételezem, hogy ez a folyamat elhanyagolható.

Az elmondottak alapján a cink ionokra a következő folytonossági egyenlet írható fel:

$$-\nabla \cdot \vec{\Gamma}(Zn^+) + [Zn]\Big(K_1[He^*] + K_2[He^+] + \langle \sigma_e v_e \rangle n_e\Big) = 0. \tag{4.10}$$

$\vec{\Gamma}$ a cink ionok fluxusát jelöli, K_1 és K_2 a (4.7) és (4.8) reakciók sebességi állandói. Az elektronok energiaeloszlás-függvényén átlagolt $\langle \sigma_e v_e \rangle$ szorzat a (4.9) folyamat sebességi állandóját adja meg. Amennyiben a cink ionok tengely menti diffúziója a driftjük mellett elhanyagolható, a Zn^+ fluxusára érvényes:

$$\vec{\Gamma}(Zn^+) = -\vec{r}\left\{D_a \frac{\partial}{\partial r}[Zn^+]\right\} - \vec{z}\Big\{\mu E[Zn^+]\Big\}. \tag{4.11}$$

D_a az ambipoláris diffúzió együtthatója, μ az ionok mozgékonysága, E a tengelyirányú elektromos térerősség, végül $\vec{r}$ és $\vec{z}$ egységnyi vektorok a sugár és a tengely irányában. Tételezzük fel a [Zn], [Zn^+], n_e, [He^+] és [He^*] sűrűségek sugár- és tengelymenti eloszlását a következő alakban:

$$\begin{aligned}
[Zn(r,z)] &= [Zn(0,z_0)]\, f(z-z_0), \\
[Zn^+(r,z)] &= [Zn^+(0,z_0)]\, R(r)\, f(z-z_0), \\
n_e(r,z) &= n_e(0,z_0) R(r) \\
[He^+(r,z)] &= [He^+(0,z_0)]\, R(r), \\
[He^*(r,z)] &= [He^*(0,z_0)]\, R(r),
\end{aligned} \tag{4.12}$$

ahol $R(0) = f(0) = 1$. $R(r)$ nulladrendű Bessel függvénnyel közelíthető, amelynek első nullpontja a falaknál található. Ebből következik, hogy a fenti közelítésben a töltött és metastabil részecskék sűrűsége a falaknál nulla, tehát azok a kisülési cső falának ütközve rekombinálnak illetve alapállapotba mennek át. A semleges atomok radiális eloszlását egyenletesnek tételezem fel. Az f függvény a $[Zn]$ és $[Zn^+]$ sűrűségek tengelyirányú változását adja meg, így exponenciális lecsengés esetében az f' derivált és f függvények hányadosának a z távolságtól függetlennek kell lennie: $f'/f = konst.$ A lecsengés karakterisztikus távolságára $\Delta = f/f'$ adódik.

Ezen a ponton érdemes megjegyezni, hogy az exponenciális tartományban a cink atomok sűrűsége alacsony. Első közelítésben feltételezem, hogy jelenlétük a kisülés paramétereit a tengely mentén nem befolyásolja, aminek érvényességét a későbbiekben még tárgyalni fogom. Amennyiben az elektromos térerősség a z távolságtól független, a (4.10) egyenlet (4.11) és (4.12) segítségével következőképpen módosítható:

$$-\left(\frac{2.4}{r_0}\right)^2 D_a + \mu_+ E \left(\frac{f'}{f}\right) + \frac{(K_1[He^*(0,z_0)] + K_2[He^+(0,z_0)] + \langle\sigma_e v_e\rangle n_e)}{\Theta(0,z_0)} = 0, \tag{4.13}$$

ahol $\Theta(0,z_0)$ a cink ionizáltságának foka, amelynek definíciója:

$$\Theta(0,z_0) = \frac{[Zn^+(0,z_0)]}{[Zn(0,z_0)]}. \tag{4.14}$$

Ezen kívül az f'/f hányados számára egy további, az előzőtől független egyenletet kapunk, amennyiben összeadjuk a Zn atomok és Zn^+ ionok folytonossági egyenleteit. Az összegzés után egy Δz hosszúságú szakaszon a térfogat szerint integrálva mind a forrásfüggvények, mind a radiális diffúziós tagok kiejtik egymást, úgyhogy az eredményt az atomok és ionok tengelymenti fluxusaihoz tartozó tagok adják:

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial z}\left\{\Gamma_z(Zn) + \Gamma_z(Zn^+)\right\}\right\rangle = 0. \tag{4.15}$$

A $<>$ átlagolás a cső keresztmetszetére vonatkozik. Az atomok ($\Gamma_z(Zn) = -D\frac{\partial}{\partial z}[Zn]$)

diffúziós fluxusának behelyettesítésével (4.15)-be, a korábbi feltételezések és a (4.12) eloszlások figyelembevétele mellett felírható:

$$\frac{\partial}{\partial z}\Big\{D\left[Zn(0,z_0)\right]f' + \mu_+ E\left[Zn^+(0,z_0)\right]\langle R\rangle f\Big\} = 0. \tag{4.16}$$

D a cink atomok diffúziós állandója héliumban, $\langle R\rangle$ pedig az $R(r)$ függvény átlaga a cső keresztmetszetén belül. Az egyensúlyi állapotban, amikor a cink atomok és ionok fluxusa a határfelületeken nullával egyenlő a (4.16) egyenlet tovább egyszerűsödik:

$$\frac{f'}{f} = -\left\{\frac{\mu_+ E}{D}\right\}\Theta(0,z_0)\langle R\rangle. \tag{4.17}$$

A (4.13) és (4.17) egyenletekből a $\Theta(0,z_0)$ vátozót kiejtve, másodfokú egyenletet kapunk f'/f számára:

$$\left(\frac{f'}{f}\right)^2 D - \left(\frac{f'}{f}\right)\left(\frac{2.4}{r_0}\right)^2\left(\frac{D_a D}{\mu_+ E}\right) - \Big(K_1[He^*(0,z_0)] + K_2[He^+(0,z_0)] + \langle\sigma_e v_e\rangle n_e(0,z_0)\Big)\langle R\rangle = 0. \tag{4.18}$$

Az egyenlet két lehetséges megoldása közül csak az $f'/f < 0$ eredménynek van fizikai értelme.

4.1.3 Eredmények

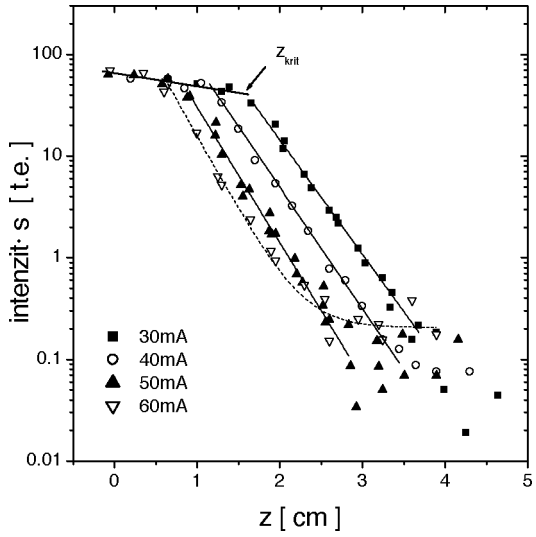
A cinket tartalmazó oldalkályha fűtése után az oldal-ablakokon keresztül szabad szemmel is megfigyelhető volt a pozitív oszlopú kisülés két külön része. A katód felőli oldalon látható kék színből a kisülés a héliumra illetve neonra jellemző rózsaszín illetve pirosas színre váltott az anód oldalán.

Mivel a mérésekből csak a Zn-I 518.2 nm-es vonal intenzitását határoztam meg, az adatok kiértékeléséhez ismerni kellett az intenzitás és a cink sűrűsége közötti összefüggést. Ismert tény, hogy magas fémkoncentrációk mellett a különböző vonalak intenzitása a kisülés paramétereinek jelentős megváltozása miatt telítődik. Ennek következtében a cink forrás közelében mért intenzitás-adatok nem arányosak az ott található cinkgőz sűrűségével és így a lineáris csökkenés jelenlétét nem lehetett közvetlenül ellenőrizni.

Mizeraczyk [120] megmutatta, hogy kadmium esetében (a miénkkel megegyező körülmények között, $I < 60$ mA) a vonalintenzitás lineárisan függ a fém sűrűségétől egészen a [Cd]$=5 \times 10^{13}$ cm^{-3} értékig, ami a kadmiumhoz tartozó kritikus sűrűség felével egyenlő $[\mathrm{Cd}]_{krit} = 1 \times 10^{14}\mathrm{cm}^{-3}$. A kettes szorzó különbség jelentéktelennek tűnik a több nagyságrendet átfogó exponenciális csökkenés mellett, ezért első közelítésben az anód oldali

részben a fény intenzitása és a cink sűrűsége között egyenes arányosságot tételeztem fel. A kadmiumban mért adatok arra is következtetni engednek, hogy a korábbi feltételezéssel összhangban, az exponenciális lecsengés tartományában a kisülés tulajdonságait az ott lévő fém atomok jelentősen nem változtatják meg.

Az előző fejezetben tárgyalt elméleti leírás alapján az azonos nyomás- és áramértékekhez tartozó, de ugyanakkor különböző $[\mathrm{Zn}]_0$ (tehát az oldalkályha különböző T_f hőmérsékletei) mellett mért intenzitáseloszlásoknak alakjukban azonosaknak kell lenniük, azzal a különbséggel, hogy egymáshoz képest a tengely mentén el vannak tolódva. Ez az eltolódás abból adódik, hogy az oldalkályha fölötti résznél a fématomok sűrűségének lineáris lecsengése más-más kezdeti értéktől indul, viszont a lineáris és exponenciális csökkenés közötti határ mindig egy adott kritikus sűrűség mellett alakul ki. A $p = 15$ mbar nyomásnál, $I = 30, 40, 50$ és 60 mA áramerősségek mellett kapott mérési eredményeket a 4.2 ábra tartalmazza. A feltüntetett négy görbe szerkesztésénél a különböző T_f hőmérsékletekhez tartozó pontokat (T_f=360-400 ^{o}C) egy adott $\Delta z(T_f)$ távolsággal eltoltam úgy, hogy átfedjék egymást a 390 ^{o}C-hoz tartozó adatokkal. Így az ábra csak a T_f=390 ^{o}C-nak megfelelő intenzitáseloszlásokat mutatja. Azon kívül, hogy a pontok egybeesése kielégítő, azt is mindjárt látni az ábrából, hogy nagyobb áramoknál a kataforézis hatékonyabb. Megfigyelhető a görbéken egy viszonylag éles törés, amelyiktől kezdődően az intenzitás csökkenése már exponenciális. Valószínűnek tűnik, hogy ez a pont felel meg a $z_{390} = z_{krit}(T_f = 390^o\mathrm{C})$ kritikus távolságnak, amit az előző fejezetben vezettem be. Ahhoz, hogy a 390 ^{o}C-tól eltérő hőmérsékleteknél is megkapjuk a z_{krit} értékét, elég z_{390}-hez hozzáadni a megfelelő $\Delta z(T_f)$ távolságot.

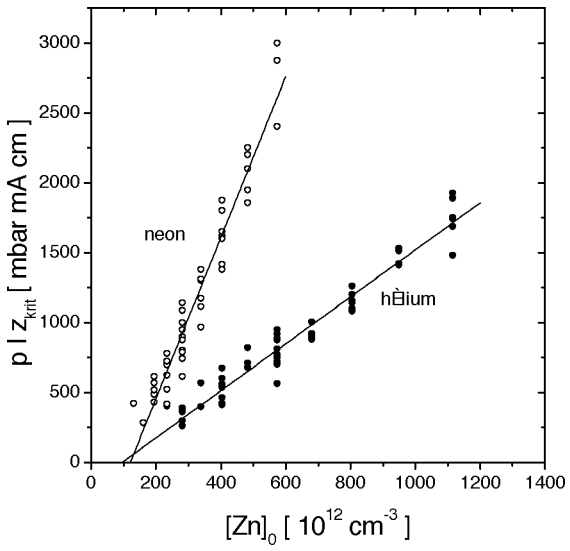


4.2. ábra: A Zn-I 518.2 nm-es vonal intenzitásának eloszlása a pozitív oszlopú kisülés mentén, p=15 mbar nyomásnál, I=30,40,50 és 60 mA áram mellett. Az oldalkályha különböző hőmérsékleteihez tartozó pontok el vannak tolva úgy, hogy átfedjék egymást a 390 ^{o}C-hoz tartozó adatokkal. z_{krit} a lineáris és exponenciális csökkenés közötti határt jelöli a 30 mA-hez tartozó görbén.

A 4.2 ábrán látható, hogy nagyobb áramoknál, az anód oldalán található alacsony intenzitású pontok magasabb értékeket vesznek fel, mint ami az exponenciális lecsengésből következne. Hasonló viselkedést más szerzők is megfigyeltek már [120, 131, 132]. Az egyik lehetséges magyarázatot a szórt fény adja, de a többletként jelenlévő cink atomok lehetőségét sem lehet teljes bizonyossággal kizárni. A 4.2 ábrán bejelöltem az exponenciális lecsengéshez illesztett görbéket. $I = 60$ mA esetén az illesztett exponenciális függvényben egy konstans tag is szerepel.

A lineáris csökkenés

A 4.3 ábra a mért adatokból meghatározott pIz_{krit} szorzatokat tartalmazza $[\mathrm{Zn}]_0$ függvényében. A kisülési cső alakja miatt bizonytalanság van a ($z = 0$) pont helyzetében. A (4.6) egyenletből következő lineáris összefüggést akkor sikerült reprodukálni, amikor a nulla pontot a 4.1 ábrán bejelölt helyen vettem fel. Az eredményekből következtetni lehet arra, hogy a katód oldalán (ha közvetlenül nem is sikerült megmérni) a cink atomok sűrűsége lineárisan csökken a távolsággal. A pontok szórása a z_{krit} meghatározásának bizonytalanságát tükrözi. Az illesztett egyenesekből kapott c és $[\mathrm{Zn}]_0$ értékeket a 4.1 táblázat tartalmazza. A héliumhoz tartozó nagyobb c a cink sűrűségének meredekebb csökkenésére utal a neon kisüléshez képest.



4.3. ábra: A kísérletileg meghatározott pIz_{krit} szorzatok a $[\mathrm{Zn}]_0$ függvényében.

A c paramétert a (4.5) egyenletből számoltam ki, ahova első közelítésben N_0A (a impulzusátadó ütközések frekvenciájának) tiszta héliumhoz (neonhoz) tartozó értékeit helyettesítettem. A számolás megbízhatósága nagyban függ attól, hogy az esetünkben 0.1-0.5% cink milyen hatással van az ütközésekre. A valósághoz közeli eredményt akkor kapunk, hogyha a cink jelenléte csak az elektronok energia-eloszlás függvényét változtatja meg,

de ugyanakkor változatlanul hagyja az ütközési frekvenciát. Ezt tapasztalta Dunn 0.03% kadmium esetén héliumban [126].

	hélium	neon
$[Zn]_{krit}$ [10^{12} cm^{-3}]	95	120
c [10^{12} cm^{-4} mbar^{-1} mA^{-1}]	0.59	0.17

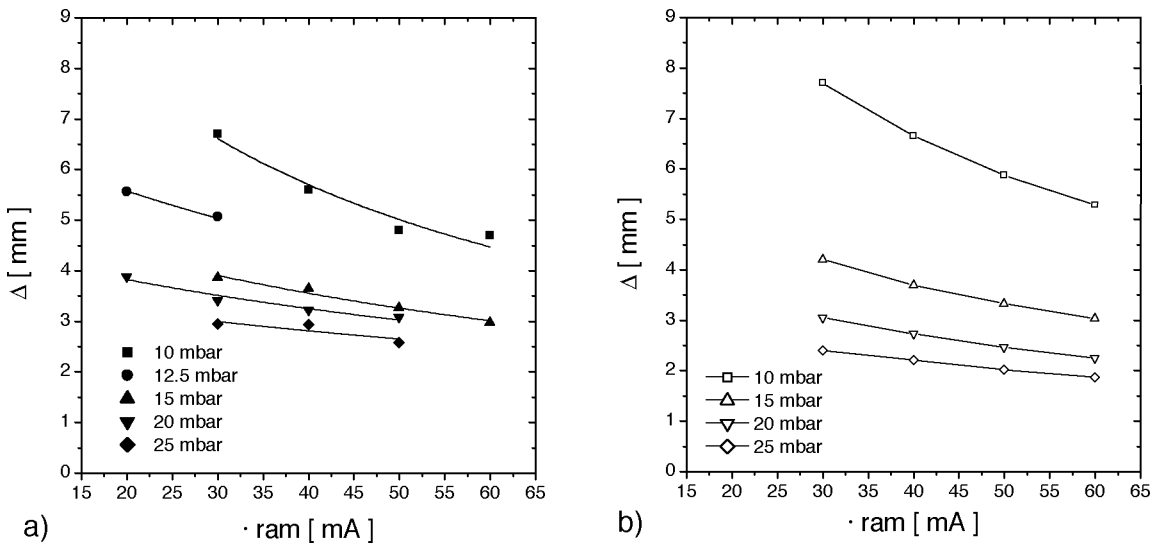
4.1. táblázat: A 4.3 ábrán látható illesztett görbék paraméterei a (4.6) egyenletnek megfelelő jelöléssel.

A cink ionok mozgékonyságát Chanin és Biondi [104] eredményeinek interpolálásával kaptam meg mind hélium, mind neon esetében. A mozgékonyság hőmérséklet-függésének kiszámolásához a McDaniel által megadott módon, az ún. '8-4' potenciált vettem alapul (lásd. [103] 6-4. fejezet), ahol a '8-4' jelölés a potenciálgörbe távolságfüggésének hatvány-kitevőire utal. Cink diffúziójának együtthatójára héliumban $D = 6.25\times10^{-5}(T/273)^{1.629}$ m^{2}s^{-1} összefüggésnek megfelelő éréket használtam [133], N_0A-ra vonatkozóan héliumban Dunn [126] közölt eredményeket. A felsorolt értékek behelyettesítésével a (4.5) egyenletbe, T_g=450 ^{o}C-nál $c = 0.8\times10^{12}$cm^{-4}mbar^{-1}mA^{-1}-t kaptam, ami nagyon jól egyezik a kísérletből meghatározott $c = 0.59\times10^{12}$cm^{-4}mbar^{-1}mA^{-1} értékkel.

Thomas-nak az elektronok mozgékonyságára vonatkozó eredményeiből kitűnik [134], hogy neonban az ütközési frekvencia az E/p függvényében növekszik. Amennyiben az E/p-nek 1-10 V cm^{-1}torr^{-1} tartományába eső átlagos mozgékonyságot vesszül figyelembe, az elektronok driftelési sebességére felírhatjuk: v_d=$10\times10^5E/p$ cm s^{-1}. A cink atomok diffúziós együtthatóját neonban a rézre vonatkozó adatból [135], az atomoknak megfelelő effektív átmérők felhasználásával számoltam ki. A számítás eredményeként $c = 0.59\times10^{12}$cm^{-4}mbar^{-1}mA^{-1} adódott, ami 3.5-szer több a kísérleti $c = 0.17\times10^{12}$cm^{-4}mbar^{-1}mA^{-1} értéknél. A különbség valószínűleg abból származik, hogy a kezdeti feltételezéstől eltérően, a cink jelenléte neonban az elektronok mozgékonyságának számottevő növekedésével jár. Hasonló eredményt mutatnak neonhoz adott réz esetében az elektronok számítógépes szimulációi, akár a Boltzmann egyenletet oldjuk meg, akár Monte-Carlo módszerrel követjük az egyes elektronok pályáját [136].

Az exponenciális csökkenés

Az exponenciális lecsengéshez tartozó $\Delta = \frac{f}{f'}$ karakterisztikus távolságok a 4.4 és 4.5 ábrákon láthatók. A mérési eredményeket az elméleti modellel is összehasonlítottam, amihez a (4.18) egyenletbe a következő paramétereket helyettesítettem. Az elektronok hőmérsékletére a [22], az $\frac{E}{p}$ értékekre pedig a [137] és [138] referenciákat vettem alapul. Cink diffúzióját héliumban és neonban a réz atomokra közölt adatok alapján [139] az atomoknak megfelelő effektív átmérőkből számoltam ki. A töltéskicserélő és Penning ionizációs ütközések sebességi állandóit a reakciókhoz tartozó hatáskeresztmetszetek határozzák meg [25, 27, 140]. Feltételeztem, hogy az egyes metastabil állapotok között a hatáskeresztmetszetekben nincs különbség.

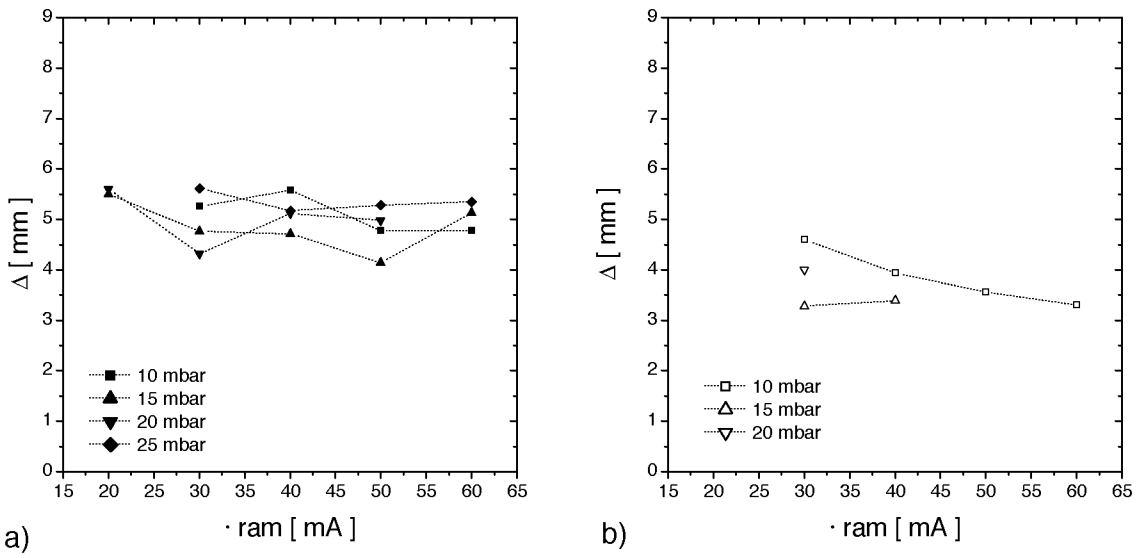


4.4. ábra: A cink sűrűségének exponenciális csökkenését jellemző karakterisztikus távolságok az áram függvényében, különböző nyomások mellett hélium kisülés esetében. **a)** mérési adatok, **b)** számolt eredmények.

A pozitív oszlopban az áramot nagyrészt az elektronok vezetik, ezért az ionok sűrűségét is (amely az elektronokéval azonos) az elektronok driftelési sebességéből lehet meghatározni a (4.2) egyenlet alapján. Hélium esetében a driftelési sebességre Dunn közölt adatokat [126], neonban az elektronok mozgékonyságát Thomas és Thomas mérték meg [134]. A metastabil részecskék sűrűségére héliumban Ichikawa és társai számolási- [129], míg neonban Doughty és Lawler [138] mérési- eredményeit vettem alapul. Az értékeket a megszokott pD skálázás segítségével módosítottam a kísérleti feltételeknek megfelelően.

Jól látható, hogy héliumban a nyomás illetve az áram növelésével az exponenciális csökkenés meredekebbé válik. Mindez megegyezik a kadmiumnál tapasztalt viselkedéssel [120]. A jelentős egyszerűsítések ellenére is a számolt görbék nagyon jól visszaadják a mérési adatok jellegzetes vonásait, a kísérlet eredményei a modellel 25%-on belül megegyeznek.

A neonban tapasztalt kataforézis több szempontból is eltér a héliumban kapott eredményektől. A kísérletek során a neon kisülés kevésbé stabil viselkedést mutatott. Időnként (főleg magasabb áramoknál és cink koncentrációknál) a kék és piros tartományok határa néhány másodperces periódussal oszcillált, a cink a csőben kijjebb illetve beljebb húzódott. A 4.5a) ábrán látható, hogy Δ valamennyi értéke 4.1 és 5.6 mm közé esik különösebb áram vagy nyomásfüggés nélkül. A nyomásfüggés hiánya kvalitatíve a metastabil részecskék sugárirányú eloszlásának összeszűkülésével magyarázható, ami nagyobb nyomásoknál lép fel [141, 142]. Ez az összeszűkülés ellensúlyozza a nyomás előnyös hatását a kataforézisre. Ezenkívül, az ionizáló ütközések következményeként a metastabil neon részecskék átlagos sűrűsége ($[Ne^*]\langle R\rangle$) egy bizonyos áramérték felett telítődik majd fokozatosan csökkenni kezd [138]. Valószínűleg ez lehet a héliumtól eltérő áramfüggés magyarázata. Sajnos a rendelkezésre álló metastabil neon részecskék sűrűsége nem fedte le a kísérlet teljes nyomás



4.5. ábra: A cink sűrűségének exponenciális csökkenését jellemző karakterisztikus távolságok az áram függvényében, különböző nyomások mellett neon kisülés esetében. **a)** mérési adatok, **b)** számolt eredmények.

és áram tartományát, ami miatt a számolt adatok is hiányosak. A kapott eredményeket a 4.5b) ábra mutatja. Megfigyelhető, hogy 30 mA mellett Δ-nak a nyomás függvényében minimuma van, ami a mérési adatokban is felismerhető. A modell alapján 10 mbar-nál Δ az áramtól majdnem teljesen független. A számolt pontok átlagos abszolút értéke 20 %-on belül megegyezik a kísérlet eredményével.

Az exponenciális lecsengés $\frac{f'}{f} = \frac{1}{\Delta}$ meredekségének megmérésével megkaphatjuk a (4.17) egyenletben szereplő Θ paramétert, amely a gáz ionizáltságának fokát jelöli. Θ ismeretében a (4.14) egyenlet megadja a $[\mathrm{Zn}]_{krit}$ kritikus cink sűrűséghez tartozó $[\mathrm{Zn}^+]$ ionsűrűséget. A konkrét számértékek behelyettesítésével megállapítottam, hogy a két különböző tartomány (a lineáris és exponenciális lecsengés) közötti határon a cink ionok sűrűsége körülbelül megegyezik a tiszta hélium illetve neon kisülésekben található ionok sűrűségével. Ez az eredmény is mutatja, hogy a katód oldalán főleg a cink ionok a pozitív töltéshordozók. Ugyanakkor az is látható, hogy a kezdeti feltételezés, amely szerint a cink atomok jelenléte az exponenciális lecsengésben már nincs hatással a kisülésre, a két tartomány határának közelében nem érvényes.

4.2 Nagyfeszültségű fűtött cink ion lézer

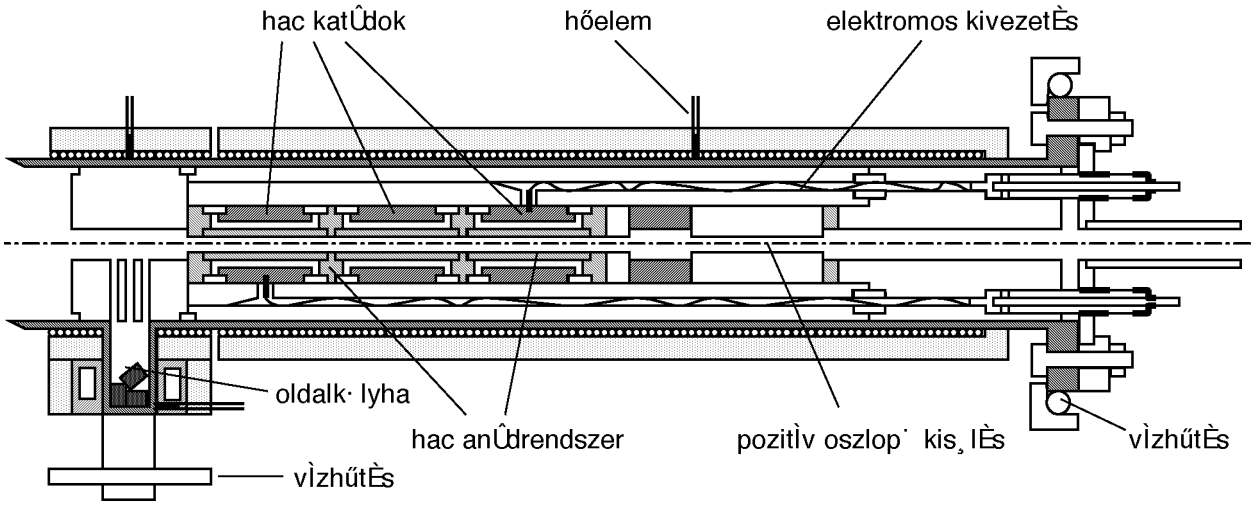
Történelmileg a legelső fémion lézereket cink és kadmium vonalain sikerült elindítani [1]. Azóta a számos kísérletnek köszönhetően a cink ion lézerek irodalma nagyon gazdag lett [8–10, 27, 143–145]. A 492 nm-es átmenethez tartozó (lásd az 1.2 ábrát) eddigi legnagyobb kisjelű erősítést (100%m^{-1}) T. M. Adamowicz-al együttműködve, Lengyelországban sikerült elérnünk egy porlasztott szegmentált üreges katódú kisülésben [146]. Sajnos az erős porlás hatására a lézer nagyon gyorsan (alig egy hétnyi kísérlet után) zárlatos lett. Jelen munkám célja egy olyan nagyfeszültségű, belsőanódos cink-ion lézer megépítése és kipróbálása volt, amelybe a fémgőzt a cink termális párologtatásával juttatjuk. Ezzel a módszerrel (a porlasztott lézerektől eltérően) mind a kisülés áramát, mind a fémgőz koncentrációját külön-külön lehet optimalizálni. Ezenkívül várható, hogy a katód porlásának minimalizálása a lézer élettartamának növelését eredményezi. Nagyfeszültségű, helikális elrendezésű fűtött cink-ion lézert Stefanova és Pramatarov építettek [147]. A jelen kísérlethez a belsőanódos elrendezést Horváth Péter előzetes, összehasonlító mérései alapján választottuk ki [148, 149]. A spektroszkópiai mérések azt mutatták, hogy a lapos belsőanódos kisülés kompromisszumot jelent a porlás alacsony mértéke és a nemesgáz ionok erős gerjesztése között. Fűtött lézerek esetében a porlás csak káros hatású. Az új lézer katódja rozsdamentes acélból készült, amely viszonylag nehezen porlasztható.

A mérések során a kék tartományba eső 492.4 és 491.1 nm-es átmenetek mellett a cink ion 210 nm-es átmenetén is megpróbáltunk erősítést kimutatni. A kék vonalakat hélium kisülésben lehet hatékonyan gerjeszteni (lásd a 1.2 fejezetet), az ultraibolya átmenetet pedig a neon ionok és cink atomok közötti töltéskicserélő ütközések gerjesztik szelektíven. A 210 nm-es lézer lehetőségét Collins vetette fel először 1970-ben [118]. A ($Ne^+ + Zn$) töltéskicserélő ütközések sebességi állandójára két adat található az irodalomban: 2.3×10^{-15} cm^2 [140] illetve 3.5×10^{-15} cm^2 [31]. Eddig 210 nm-en senkinek nem sikerült lézerműködést elérnie. Sikeres próbálkozás esetén ez az eddigi legrövidebb hullámhosszú folytonos lézerműködést jelentené.

4.2.1 A lézer felépítése

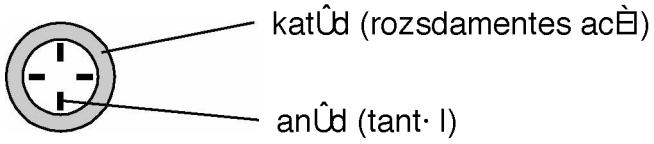
A lézercső vázlata a 4.6 ábrán látható. A cső két oldala a középen elhelyezett oldalkályhára nézve teljesen szimetrikus, ezért az ábrában csak a lézer felét tüntettem fel. A cső vázát egy rozsdamentes acélcső alkotja, amelyre kintről épült rá a kályha. Az aktív térfogatot hat darab, egyenként 6 cm hosszú belsőanódos kisülés képezi, három keresztmetszete látható a 4.7 ábrán. A katódok belső átmérője 8 mm, ami lényegesen nagyobb a porlasztott lézereknél használt 3-4 mm-es katódüregeknél. A szemközti anódlapok közötti távolság 4 mm. A 4.6 ábrán megfigyelhető a lézercsőben elhelyezett pozitív oszlopú kisülések helye, amely a cinkgőz kataforetikus bentartását szolgálja az aktív térfogatban. Az elektródákat a lézercső külső falától kerámiaelemek választják el. Ezeken keresztül vannak kivezetve az elektromos csatlakozások a cső végeihez.

A cink az oldalkályhában van elhejezve. A lézercső egyes részeinek hőmérsékletét négy független kályha segítségével lehet beállítani. A kályhák fűtőteljesítményét automatikus PID vezérlők irányítják a cső falánál elhelyezett hőelemek segítségével. A mérések során a felső részek hőmérsékletét 100 K-el magasabban tartottam az oldalkályha hőmérsékleténél, ezzel megakadályoztam a cink lerakódását az elektródák környékén. A fémgőz egyensúlyi nyomását az oldalkályha hőmérséklete határozza meg: $\log_{10}P_{torr}^{Zn}$=8.741-(6630 K)/T [25].



4.6. ábra: A fűtött cink ion lézer vázlata. HAC: a belsőanódos üreges katódú kisülés angol elnevezésének rövidítése (hollow-anode-cathode).

A kisülési csövet a két végén Brewster ablakok zárják le (az ábrán nem látható). Ugyancsak a cső végein vannak elhelyezve a csatlakozások a vákuumrendszerhez, amelyek cseppfolyós nitrogénes csapdákkal lettek ellátva. A nagytisztaságú (6.0) héliumot áramoltatni lehet a rendszeren keresztül (a gázáram tipikusan 0.1-0.2 sccm), ami a szükséges tisztaság eléréséhez elengedhetetlen.



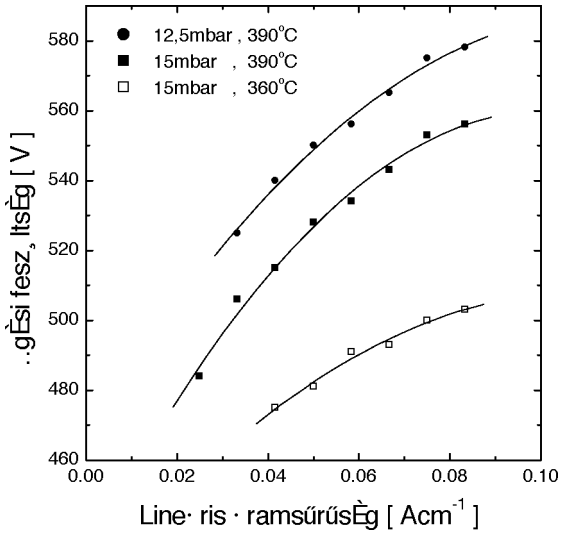
4.7. ábra: A lapos belsőanódos üreges katódú kisülés keresztmetszete.

A kisüléseket 0.1-1 ms hosszú áramimpulzusokkal gerjesztettem, 1-5 Hz ismétlési frekvencia mellett. A külső rezonátort 3 m görbületi sugarú tükrök alkották. A kisjelű erősítést a 3.1.1 fejezetben leírt módszerrel mértem meg. A kimenő teljesítmény mérésénél egy záró (∼0%) és egy 0.8%-os nyitótükröt használtam.

A lézer kezdeti beindítása során komoly gondot jelentett a kerámiaelemek elektromos szigetelőképességének romlása magasabb hőmérsékleteknél. Valószínűnek tűnik, hogy a kerámiák vezetőképességét a vákuumrendszerből bekerülő szennyezések (olajok) növelték meg. A tapasztalt jelenség pontos magyarázatát nem ismerem. A lézer működéséhez szükséges szigetelőképességet a kerámiák kifűtésével levegőn (1300°C-on, 1 óran keresztül) és olajcsapdák felszerelésével sikerült visszaállítani. A további fűtött lézerkonstrukcióknál ajánlatos egyszerűbb elektródarendszert használni, ahol a bonyolult kerámiaelemeket zafír csövekkel lehet helyettesíteni.

4.2.2 Kísérleti eredmények

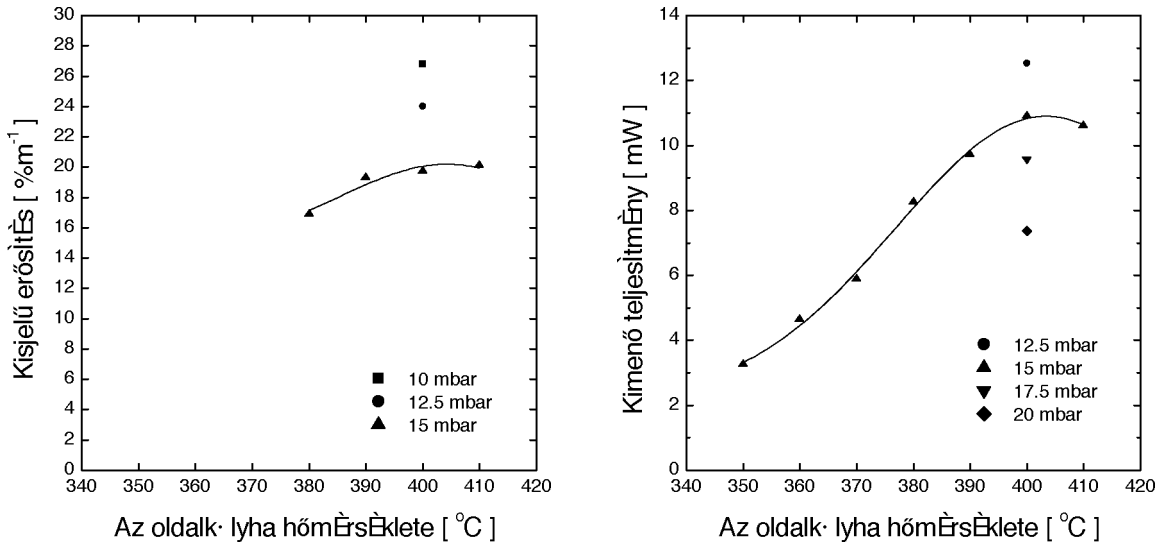
A vizsgált belsőanódos kisülések feszültség-áram karakterisztikái láthatók a 4.8 ábrán néhány tipikus működési feltétel mellett. Az ábrán jelölt hőmérsékletek az oldalkályhára vonatkoznak. A cink atomoknak a héliumhoz képest lényegesen alacsonyabb az ionizációs potenciálja (9.4 eV). Látható, hogy ennek ellenére a cink sűrűségének növelése magasabb égési feszültséget eredményez. A jelenség magyarázatát a cink ionokhoz tartozó alacsonyabb elektronkiváltási tényezőben kell keresni, a magasabb feszültség az elektronkiváltásnál fellépő veszteségeket ellensúlyozza.



4.8. ábra: A lapos belsőanódos üreges katódú kisülés feszültség-áram karakterisztikái különböző nyomások és az oldalkályha különböző hőmérsékletei mellett.

A kék átmeneteken végzett méréseknél a két hullámhosszt (492.4 és 491.1 nm) a tükrök széles reflexiós tartománya miatt nem tudtam elválasztani egymástól. A kisjelű erősítést mindig a lézerküszöb közelében mérjük, ezért feltételezhető, hogy a kapott eredmények az erősebb, 492.4 nm-es átmenethez tartoznak. A lézerparaméterek függését az oldalkályha

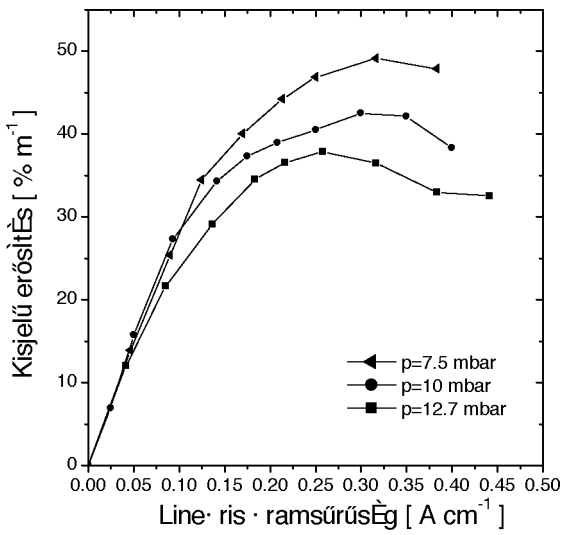
hőmérsékletétől (0.08 Acm^{-1} lineáris áramsűrűség mellett) a 4.9 ábra tartalmazza. Az optimális cink koncentráció más szerzők eredményeivel összhangban az oldalkályha 400 ^{o}C-os hőmérsékletéhez tartozik [147].



4.9. ábra: A fűtött cink ion lézer kék átmeneteihez tartozó **a)** kisjelű erősítés és **b)** kimenő teljesítmény az oldalkályha hőmérsékletének függvényében, különböző nyomások mellett. Az ábrához tartozó lineáris áramsűrűség 0.08 Acm^{-1}.

A katód nagy átmérője miatt a lézerparaméterek az alacsonyabb nyomások felé haladva javulnak. A 4-ik fejezet eredményei alapján elmondható, hogy kisebb nyomásoknál a fémgőz kataforézises csapdázásának hatékonysága rohamosan romlik. Ez a tény behatárolta a lézerrel elérhető nyomástartományt, így optimális nyomásértéket nem sikerült találnom. A 0.08 Acm^{-1} lineáris áramsűrűségnél elért 27 $\%m^{-1}$ erősítés kétszer alacsonyabb a porlasztott, szegmentált üreges katódú kisülésben, hasonló paraméterek mellett kapott értéknél [146]. Ennek valószínűleg a nagy katódátmérő az oka, ami a katódon mért felületi áramsűrűséget jelentősen csökkenti. Mivel a jelenlegi lézer az első belsőanódos fűtött konstrukció, ezért a lézerparaméterek átmérőfüggéséről nem lehet biztosat mondani. Ugyanakkor érdemes megemlíteni, hogy Piper és Gill [150] hagyományos, cilindrikus fűtött cink lézerben az átmérő csökkentésével a lézerteljesítmény növekedését tapasztalták. Az SZFKI-ban már befejeződött az itt ismertetett lézer átépítése, amely során a katódok átmérőjét csökkentettük. A kísérleti eredmények a közeljövőben várhatók.

A 492.4 nm-hez tartozó kisjelű erősítés alakulását magas áramsűrűségek mellett a 4.10 ábra mutatja. Megfigyelhető, hogy 0.2-0.3 Acm^{-1} lineáris áramsűrűség fölött az erősítés telítődik, majd fokozatosan csökkenni kezd. Ez bizonyítja azt a kezdeti feltételezést, amely szerint a maximális lézerműködés eléréséhez az áramerősséget optimalizálni kell. Az erősítés telítődésének több lehetséges oka is elképzelhető. Az egyik magyarázat az alsó lézernívó elektronütközésés gerjesztése, amely az áram (és a feszültség) növekedésével

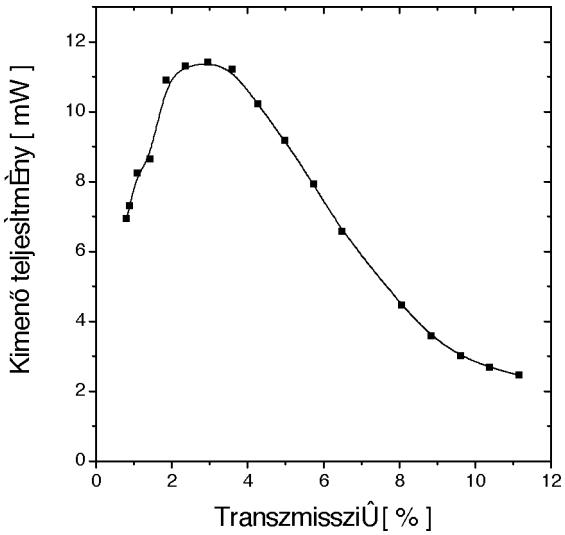


4.10. ábra: A 492.4 nm-es átmenethez tartozó kisjelű erősítés a lineáris áramsűrűség függvényében. Az oldalkályha hőmérséklete 390 ^{o}C.

egyre nagyobb szerephez juthat. A második elképzelés szerint nagyobb áramoknál az aktív térfogatban jelentősen megnövekszik a cink atomok ionizáltsági foka. Ez a lézer gerjesztéséhez szükséges alapállapotú cink atomok hiányát eredményezheti [150]. Végül az impulzus alatt megnövekedett gázhőmérséklet a lézervonal további Doppler-kiszélesedéséhez vezet, ami tükröződhet a kisjelű erősítés csökkenésén. Porlasztott lézereknél az erősítés telítődését nagyobb áramok mellett sem tapasztaltam. A porlasztásnál a magasabb áramerősség nagyobb fémgőzkoncentrációval jár, ami az erősítés állandó növekedését biztosítja. Így a porlasztott lézereknél nem lehet függetlenül megtalálni az optimális áramerősséget és fémgőzkoncentrációt.

Annak ellenére, hogy a lézerteljesítményt a kicsatolótükör optimalizálása nélkül mértem meg, a rezonátorba helyezett veszteséglemezek segítségével sikerült meghatározni a maximális kimenő teljesítményhez tartozó kicsatolást. A veszteség fokozatos növelése mellett megmértem a lézer teljesítményét. A kicsatolótükör és a veszteséglemezek transzmissziójának ismeretében kiszámolható egy olyan (fiktív) kicsatolótükörhöz tartozó teljesítmény, amelynek transzmissziója a veszteséglemezek reflexiójának és a kicsatolótükör transzmissziójának összege. A 4.11 ábrán látható eredmények szerint optimális kicsatolás esetében (3%) a teljesítmény 1.6-szor nagyobb a 0.8% transzmissziójú tükörhöz képest.

A 210 nm-es átmenethez tartozó lehetséges erősítést 70% hélium + 30% neon keverékben vizsgáltam. A hélium jelenléte a töltőgázban nagyban növelte a kisülés stabilitását, miközben a 210 nm-es vonal intenzitását (a tiszta neon kisüléshez képest) mindössze 10 %-al csökkentette. Az erősítés meghatározásához a lézercső egyik felét (1) fényforrásként, a másikat (2) erősítőként használtam. A vizsgált vonalat monokromátor segítségével vá-



4.11. ábra: A cink ion lézer kimenő teljesítménye a kicsatolótükör transzmissziójának függvényében. p = 12.5 mbar, T_{Zn} = 400 ^{o}C

lasztottam ki. Megmértem a vonal I intenzitását, miközben a) csak a fényforrás b) csak az erősítő, illetve c) mind a fényforrás, mind az erősítő be voltak kapcsolva. Az erősítőn való egyszeri áthaladáshoz tartozó G erősítésre érvényes:

$$G = \frac{I_{12} - I_1 - I_2}{I_1} \tag{4.19}$$

ahol I_1, I_2 és I_{12} az a), b) és c) esetekhez tartozó fényintenzitások. Sajnos a kísérlet eredménye negatív. A 210 nm-es vonalon, p=14 mbar nyomásnál, j=0.05 Acm^{-1} lineáris áramsűrűségnél, az oldalkályha T_{Zn}=380 ^{o}C hőmérséklete mellett több mint 1.5 %cm^{-1} abszorpciót tapasztaltam, amely az áram növelésével tovább nőtt. A méréseket szeretnénk a közeljövőben a kisebb katódátmérőjű csővel megismételni.

Összefoglalásként elmondható, hogy a vizsgált cink ion lézer az első lépést jelentette egy belsőanódos fűtött lézer fejlesztésében. A mérések igazolták, hogy a konstrukció alkalmas cink ionok lézerátmeneteinek gerjesztésére, miközben lehetővé teszi a kisülés áramának és a fémgőz koncentrációjának optimalizálását. A további fejlesztésnél célszerű megvizsgálni a katód átmérőjének hatását a lézer működésére. Ezen kívül fontosnak tartom egy egyszerűbb belső konstrukció kifejlesztését, amely megengedi majd, hogy a jelenlegi bonyolult kerámiaelemeket zafír csövekkel helyettesítsük.

Összefoglalás

Munkám során porlasztott, szegmentált üreges katódú arany-ion lézerrel és újszerű, fűtött, nagyfeszültségű cink-ion lézerrel foglalkoztam. Kutatásaim célja a lézerparaméterek meghatározása, valamint a gerjesztésre alkalmazott kisülések mélyebb megértése és optimalizálása volt. A dolgozatban található új tudományos eredményeket a következő pontokban foglalom össze:

1. *Meghatároztam a 690 nm-es porlasztott, szegmentált üreges katódú arany ion lézer módusszerkezetét.*

   A lézernyaláb keresztmetszeti intenzitáseloszlását CCD kamerával vizsgáltam. Megállapítottam, hogy a kísérletekben használt feltételek mellett (a rezonátor hossza 1.4 m, a tükrök görbületi sugara 3 m, a lézercső belső átmérője 3.1 mm) a lézer kizárólag a TEM_{00} transzverzális módusban működik. A longitudinális módusok meghatározására pásztázó Fabry-Perot interferométert használtam. Megállapítottam, hogy a 10-20 mbar nyomástartományban domináns az egymódusú működés, ami a lézerátmenet jelentős homogén kiszélesedésére enged következtetni [f1].

2. *A töltőgáz hőmérsékletének és nyomásának változásait leíró modellel megmagyaráztam a 690 nm-es szegmentált üreges katódú arany ion lézer teljesítményének jellegzetes időfüggését a gerjesztő impulzusok alatt.*

   Az 1 ms hosszú lézerimpulzusok alatt a magasabb hőmérséklet következtében a töltőgáz az aktív térfogatból kifelé áramlik. A nyomás változásának leírásával magyarázatot adtam a lézerteljesítmény időbeli változásaira [f1].

3. *Parametrikus mérésekkel optimalizáltam a 282 nm-es porlasztott, szegmentált üreges katódú arany ion lézer működését.*

   Megmértem a 282 nm-es arany ion lézer kimenő teljesítményét és kisjelű erősítését a nyomás, az áram és a hélium töltőgázhoz adott argon adalék koncentrációjának függvényében. A lézer teljesítménye és erősítése magasabb nyomások felé haladva a 10-20 mbar tartományban folytonosan növekszik. Megállapítottam, hogy a maximális kisjelű erősítéshez (esetemben 52 $\%m^{-1}$), valamint maximális lézerteljesítményhez (100 mW) különböző argon-koncentráció tartozik, amelyek értéke 0.75 illetve 0.25% [f3].

4. *Elkészítettem a szegmentált üreges katódú kisülés számítógépes modelljét, amelynek eredményei információval szolgáltak a kisülés számos, kísérletileg nehezen mérhető tulajdonságáról. A modell alapján következtetni lehetett a szegmentált üreges katódú kisülésben gerjesztett arany ion lézer működésére.*

   A szegmentált üreges katódú kisülés modellje öt egységből áll: gyors elektronok Monte-Carlo szimulációja, porlott fém termalizációja, a negatív fény modellje, a katód sötéttér modellje és a gázhőmérséklet eloszlásának számolása. A modell visszaadja a kisülés szerkezeti felépítését, meghatározza a kisülésben található ionok és fém atomok eloszlását, valamint a katódra érkező gyors nehéz részecskék energiaeloszlását. A szimuláció során megmutattam, hogy nagyáramú ködfénykisülések modelljeiben a lassú elektronok hőmérséklete illesztési paraméterként használható, amely beállításával reprodukálni lehet a kísérleti áram-feszültség karakterisztikákat [f3].

5. *Kísérletileg meghatároztam a cink kataforézisének jellemzőit pozitív oszlopú hélium és neon kisülésekben. Megadtam a kapott eredmények elméleti magyarázatát.*

   Fémgőzt is tartalmazó, pozitív oszlopú nemesgáz kisülésekben a töltőgázhoz képest könnyebben ionizálható fém atomokat a kisülés a katódok irányába tereli (kataforézis). Kísérletileg meghatároztam a pozitív oszlopú hélium és neon kisülésekbe (a katód felőli oldalon) párologtatott cink atomok sűrűségének változását a kisülések tengelye mentén. Megmutattam, hogy a fémkoncentráció az anód felé haladva a távolság függvényében először lineárisan majd exponenciálisan csökken. Gaur és Chanin [123] hélium-neon keverékekre érvényes elméletét saját kísérleti körülményeimhez igazítottam, így sikerült megadnom a jelenség magyarázatát [f2].

6. *Újszerű, belsőanódos, fűtött cink ion lézert terveztem. Megmértem a lézer kisjelű erősítését és kimenő teljesítményét a hélium töltőgáz nyomásának, a fémgőz koncentrációjának és a kisülés áramának függvényében.*

   A nagyfeszültségű, belsőanódos fűtött cink ion lézeren végzett kísérletekkel igazoltam, hogy üreges katódú fémion lézerek esetében létezik optimális áramerősség és optimális fémgőz koncentráció, amelyeknél a lézer kisjelű erősítése és teljesítménye maximális. A 492.4 nm-es átmeneten elért legnagyobb kisjelű erősítés $\sim$50 $\%\mathrm{m}^{-1}$ volt. A potenciális 210 nm-es lézerátmeneten nem sikerült erősítést kimutatni. Feltételezésem szerint a lézerparaméterek tovább javíthatók az üreges katódok belső átmérőjének csökkentésével.

Summary

The results of experimental and theoretical investigations connected to a segmented hollow-cathode gold ion laser and a heated high-voltage zinc ion laser are presented. The new scientific results can be summarized as follows:

1. *The mode structure of the 690 nm segmented hollow-cathode Au-II laser has been determined.*

   The distribution of the light intensity in the cross-section of the laser beam was investigated by means of a CCD camera. It has been found, that under the conditions of the present measurements (the resonator lenght = 1.4 m, the mirror's curvature = 3 m, the inner diameter of the laser tube = 3.1 mm) the laser operates only in the TEM_{00} transversal mode. A scanning Fabry-Perot interferometer was used to measure the longitudinal mode structure. In the 10-20 mbar pressure range single mode operation was obtained, showing that there is a significant homogeneous broadening of the laser transition [f1].

2. *The time dependence of the laser power during the 1-ms-long current pulses has been explained by a simple model that descriebes the temperature and pressure changes in the tube.*

   Due to the increased temperature in the active region the buffer gas density gradually decreases during the current pulses. This can explain the time dependence of the laser power [f1].

3. *Parametric studies has been carried out on the 282 nm segmented hollow-cathode Au-II laser and the optimal operating condition has been found.*

   The output power and small-signal gain of the 282 nm Au-II laser has been measured as a function of the buffer gas pressure, discharge current and the concentration of the argon admixture. The laser power and the gain increases with pressure in the 10-20 mbar range. It has been found that the highest small-signal gain (52 $\%m^{-1}$) and the highest power (100 mW) can be obtained at argon concentrations of 0.75 and 0.25%, respectively [f3].

4. *A computer model of the segmented hollow-cathode discharge has been developed. The model provides us information about many discharge properties that are difficult to measure. Based on the modeling results the characteristics of the Au-II laser can be predicted.*

   The model of the segmented hollow-cathode discharge consists of five interconected blocks: electron Monte-Carlo simulation, thermalization of sputtered atoms, model of the negative glow, model of the cathode sheath and calculation of the temperature distribution. The structure of the discharge, the density distribution of ions and metal atoms and the flux energy distribution of particles hitting the cathode is obtained. It has been shown that the electron temperature can be used as a fitting parameter in the models of high current density laser discharges [f3].

5. *The characteristics of the cathaphoresis of zinc in positive column helium and neon discharges have been determined experimentally and a theoretical explanation of the results has been given.*

   In positive column discharges of noble gas - metal vapor mixtures the metal atoms are driven towards the cathode (cathaphoresis). The spatial distribution of the zinc atom density along the positive column has been measured in helium and neon discharges. The metal source was placed at the cathode side of the positive column. It has been shown that the zinc density decreases towards the anode first linearly and further away exponentially. The theory of Gaur and Chanin [123] has been modified for the conditions of the recent measurements giving an explanation of the experimental results [f2].

6. *A novel heated inner-anode zinc laser has been designed. The small-signal gain and the output power of the laser have been measured as a function of the buffer gas pressure, zinc density and discharge current.*

   It has been shown that both the discharge current and the metal density has to be optimized in hollow-cathode metal ion lasers in order to reach the highest gain and output power. The maximal small-signal gain of $\sim$50 $\%\mathrm{m}^{-1}$ has been obtained at the 492.4 nm transition. No gain has been found at the potential 210 nm laser transition. It is assumed that better laser parameters can be obtained by lowering the inner diameter of the cathode.

A dolgozathoz kapcsolódó publikációk jegyzéke

Folyóiratok:

[f1] G. Bánó, L. Szalai, K. Kutasi, P. Hartmann, Z. Donkó, K. Rózsa, Á. Kiss, T. M. Adamowicz: Operation characteristics of the Au-II 690-nm laser transition in a segmented hollow-cathode discharge, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **70**, 521-525 (2000)

[f2] G. Bánó, P. Horváth, K. Rózsa: Cathaphoretic confinement of Zinc evaporated into helium and neon discharges, *Journal of Physics D: Applied Physics* **33**, 2611-2617 (2000)

[f3]] G. Bánó, L. Szalai, K. Kutasi, Z. Donkó, K. Rózsa, T. M. Adamowicz: Au-II 282 nm segmented hollow cathode laser - parametric studies and self-consistent modeling, közlésre elfogadva: *Journal of Applied Physics*

Konferenciák:

[k1] L. Szalai, T. M. Adamowicz, A. Tokarz, G. Bánó, K. Kutasi, Z. Donkó, and K. Rózsa: Optimum Operating Conditions of a Hollow - Cathode Au-II Laser, Optika'98 : 5th Congress on Modern Optics, Budapest, Hungary, 14-17 September 1998 *Proc. of SPIE* **3573**, 28-31 (1998)

[k2] L. Szalai, T. M. Adamowicz, A. M. Tokarz, G. Bánó, K. Kutasi, Z. Donkó and K. Rózsa: Operation characteristics of a segmented hollow-cathode Au ion laser, 11th Symposium on elementary processes and chemical reactions in low temperature plasma, Low Tatras, Slovakia, 22-26 June 1998, Book of contributed papers, p. 157.

[k3] L. Szalai, G. Bánó, K. Kutasi, Z. Donkó and K. Rózsa: Optimization of hollow cathode discharges for pumping metal ion lasers, Tenth International School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications, Varna, Bulgaria, 21-25 September 1998, *Proc. of SPIE* **3571**, 140-144 (1999)

[k4] P. Horváth, G. Bánó, K. Rózsa: Optimization of hollow-cathode configurations for heated metal ion lasers, XV. ESCAMPIG, Lillafüred, Hungary, Aug. 26-30, 2000. *Europhysics Conference Abstracts* **24F**, p. 476

[k5] M. Jánossy, G. Bánó, Z. Donkó, K. Rózsa, L. Szalai: Charge transfer excitation cross-sections in the He-Au^+ laser, XV. ESCAMPIG, Lillafüred, Hungary, Aug. 26-30, 2000. *Europhysics Conference Abstracts* **24F**, p. 86

[k6] G. Bánó, L. Szalai, K. Kutasi, P. Horváth, P. Hartmann, Z. Donkó, K. Rózsa: High-voltage hollow-cathode metal ion lasers for the UV, Week of Doctoral Studies °00, Prague, June 13 to 16, 2000, Proceedings of contribution papers, edt. J. Safránková, p. 290

Köszönetnyilvánítás

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

Hálával tartozom Rózsa Károly témavezetőmnek, amiért gazdag tapasztalatát átadva bevezetett a lézerkutatások témakörébe és mind szakmai, mind emberi téren nagyon sokat támogatott munkám során.

Köszönöm Donkó Zoltán, Horváth Péter, Szalai László, Kutasi Kinga és Hartmann Péter kollégáimnak a kísérletekben és a programozásban nyújtott segítségüket, a gazdag diszkussziót és a csoport kellemes légkörének megteremtését. Az SZFKI Lézerfizikai Osztályáról köszönöm Jánossy Mihály, Csillag László és Mezei Pál érdeklődését, szakmai segítségét és támogatását.

Köszönet illeti T. Forgács Judit, Tóth József, Császár György és Sárközi Elek technikus kollégákat a kísérletek technikai hátterének gondos előkészítéséért és a munkám során nyújtott gyakori segítségükért.

Nagyon hasznos diszkussziót folytattam Arthur Phelps-szel és Alan Gallagherrel (mindketten JILA, University of Colorado). Köszönöm.

Varga Péternek és Földes Istvánnak, az intézeti védés oponenseinek köszönöm a kézirathoz fűzött számos értékes megjegyzését.

Családom iránti hálámat nehéz szavakba foglalnom. Köszönöm szüleimnek és testvéreimnek mindazt a sok szeretetet és támogatást, amit az évek során kaptam tőlük.

Irodalomjegyzék

[1] G. R. Fowles and W. T. Silfvast. Laser action in ionic spectra of zinc and cadmium. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-1**, *131*, (1965).

[2] G. R. Fowles and B. D. Hopkins. CW laser oscillation at 4416 A in cadmium. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-3**, *419*, (1967).

[3] J. P. Goldsborough. Continuous laser oscillation at 3250 A in cadmium ion. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, *133*, (1969).

[4] W. T. Silfvast. Efficient CW laser oscillation at 4416 A in Cd (II). *Appl. Phys. Lett.* **13**, *169*, (1968).

[5] W. T. Silfvast. New cw metal-vapor laser transitions in Cd, Sn, and Zn. *Appl. Phys. Lett.* **15**, *23*, (1969).

[6] J. P. Goldsborough. Stable, long-life cw excitation of helium-cadmium lasers by dc cathaphoresis. *Appl. Phys. Lett.* **15**, *159*, (1969).

[7] W. K. Schuebel. New cw Cd-vapor laser transitions in a hollow-cathode structure. *Appl. Phys. Lett.* **16**, *470*, (1970).

[8] E. K. Karabut, W. S. Mikhalevskii, V. F. Papkin, and M. F. Sem. Continuous generation of coherent radiation in a discharge in Zn and Cd vapors obtained by sputtering. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **14**, *1447*, (1970).

[9] Y. Sugawara and V. Tokiwa. Cw laser oscillation in Zn II and Cd II in hollow cathode discharge. *Japan. J. Appl. Phys.* **9**, *588*, (1970).

[10] R. C. Jensen, G. J. Collins, and W. R. Bennett. Low noise cw hollow-cathode Zn ion laser. *Appl. Phys. Lett.* **18**, *50*, (1971).

[11] P. Gill and C. E. Webb. Electron energy distribution in the negative glow and their relevance to hollow cathode lasers. *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **10**, *299*, (1976).

[12] P. Gill and C. E. Webb. Negative glow and positive column discharges for helium / metal-vapor lasers - a comparison. *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **10**, *2235*, (1977).

[13] L. Csillag, M. Jánossy, K. Rózsa, and T. Salamon. New infrared cw laser oscillation in Cu II. *Phys. Lett. A.* **50**, *13*, (1974).

[14] D. C. Gerstenberger, R. Solanki, and G. J. Collins. Hollow cathode metal ion lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, *820*, (1980).

[15] K. Rózsa, M. Jánossy, J. Bergou, and L. Csillag. Noble gas mixture cw hollow cathode laser with internal anode system. *Opt. Comm.* **23**, *15*, (1977).

[16] K. Rózsa, M. Jánossy, L. Csillag, and J. Bergou. Cw Cu-II laser in a hollow anode-cathode discharge. *Opt. Comm.* **23**, *162*, (1977).

[17] M. Grozeva and N. Sabotinov. Coil hollow cathode for metal vapor lasers. *Opt. Comm.* **41**, *57*, (1982).

[18] H. Koch. CuII laser with helical hollow cathode discharge. *J. Phys. E.* **61**, *122*, (1983).

[19] J. J. Rocca, J. D. Meyer, and G. J. Collins. 1-W cw Zn ion laser. *Appl. Phys. Lett.* **43**, *37*, (1983).

[20] K. Rózsa. Doktori értekezés: Ultraibolya lézerek nagyhatásfokú üreges katódú kisülésekben - MTA KFKI Szilárdtestfizikai Kutatóintézet, (1996).

[21] B. Hug and R. Reid. személyes közlés.

[22] C. S. Willett. *Introduction to Gas Lasers: Population Inversion Mechanisms.* Pergamon Press, Oxford, 1974.

[23] A. VonEngel. *Ionized gases.* At the Clarendon Press, Oxford, 1965.

[24] G. Francis. *Encyclopedia of Physics, Vol. XXII, Gas discharges II.* Springer-Verlag, Berlin-Gottingen-Heidelberg, 1956.

[25] L. A. Riseberg, W. F. Parks, and L. D. Schearer. Penning ionization of Zn and Cd by noble gas metastable atoms. *Phys. Rev. A.* **8**, *1962*, (1973).

[26] A. R. Turner-Smith, J. M. Green, and C. E. Webb. Charge transfer into excited states in thermal energy collisions. *J. Phys. B.* **6**, *114*, (1973).

[27] G. J. Collins. Excitation mechanisms in He-Cd and He-Zn ion lasers. *J. Appl. Phys.* **44**, *4633*, (1973).

[28] J. B. Hasted. *Physics of atomic collisions.* Butterworth, London, 1972.

[29] D. Rapp and W. E. Francis. Charge exchange between gaseous ions and atoms. *J. Chem. Phys.* **37**, *2631*, (1962).

[30] S. Sinha and J. N. Bardsley. Symmetric charge transfer in low-energy ion-atom collisions. *Phys. Rev. A* **14**, *104*, (1976).

[31] M. Jánossy and P. Mezei. Excitation of the 210 nm Zn II line in a hollow cathode He-Ne-Zn discharge. *Z. Naturforsch.* **53a**, *955*, (1998).

[32] A. J. Palmer. Charge-transfer laser excitation in the cathode region of a glow discharge. *Communications .. , 3908*, (1970).

[33] K. Rózsa. Hollow cathode discharges for gas lasers. *Z. Naturforsch.* **35a**, *649*, (1980).

[34] Z. Donkó, L. Szalai, K. Rózsa, M. Ulbel, and M. Pockl. High-gain ultraviolet laser in a segmented hollow cathode discharge. *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, *47*, (1994).

[35] H. Helm. Experimenteller nachweis des pendel-effektes in einer zylindrischen niederdruck-hohlkathoden-entladung in argon. *Z. Naturforsch.* **27a**, *1812*, (1972).

[36] J. P. Molnar. Studies of γ-processes of electron emission employing pulsed townsend discharges on a millisecond time scale. *Phys. Rev.* **83**, *940*, (1951).

[37] G. Lakits, F. Aumayr, M. Heim, and H. Winter. Threshold of ion-induced kinetic elektron emission from a clean metal surface. *Phys. Rev. A* **42** *5780*, (1990).

[38] H. C. Hayden and N. G. Utterback. Ionization of helium, neon, and nitrogen by helium atoms. *Phys. Rev.* **135**, *1575*, (1964).

[39] R. A. Baragiola, E. V. Alonso, J. Ferron, and A. Oliva-Florio. Ion-induced electron emission from clean metals. *Surface Science* **90**, *240*, (1979).

[40] D. Hasselkamp. *Springer tracts in modern physics vol 123, Particle induced electron emission II.* Springer-Verlag, 1991.

[41] A. V. Phelps and Z. Lj. Petrovic. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Sci. Technol.* **8**, *R21*, (1999).

[42] H. D. Hagstrum. Auger ejection of electrons from tungsten by noble gas ions. *Phys. Rev.* **96**, *325*, (1954).

[43] H. D. Hagstrum. Theory of Auger ejection of electrons from metals by ions. *Phys. Rev.* **96**, *336*, (1954).

[44] E. J. Sternglass. Backscattering of kilovolt electrons from solids. *Phys. Rev.* **95**, *345*, (1954).

[45] J. W. Cuthbertson, W. D. Langer, and R. W. Motley. Reflection of slow energy plasma ions from metal surfaces. *J. Nucl. Material* **196-198**, *113*, (1992).

[46] E. V. Kornelsen and M. K. Sinha. Thermal release of inert gases from (110) and (211) tungsten surfaces. *J. Appl. Phys.* **40**, *2888*, (1969).

[47] H. F. Winters, H. Coufal, C. T. Rettner, and D.S. Bethune. Energy transfer from rare gases to surfaces: Collisions with gold and platinum in the range 1-4000 ev. *Phys. Rev. B* **41**, *6240*, (1990).

[48] A. Bogaerts, J. Naylor, M. Hatcher, W. J. Jones, and R. Mason. Influence of sticking coefficients on the behavior of sputtered atoms in an argon glow discharge: Modeling and comparison with experiment. *J. Vac. Sci. Technol. A* **16**, *2400*, (1998).

[49] F. S. Baker and G. O. Brink. Adsorption of potassium beams on surfaces. *J. Chem. Phys.* **37**, *1012*, (1962).

[50] N. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita, R. Schimizu, and H. Tawara. Energy dependence of the ion-induced sputtering yields of monatomic solids. *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tables* **31**, *1*, (1984).

[51] A. Gras-Marti and J. A. Valles-Abarca. Slowing down and thermalization of sputtered particle fluxes: energy distributions. *J. Appl. Phys.* **54**, *1071*, (1983).

[52] A. V. Phelps, C. H. Greene, and J. P. Burke. Collision cross sections for argon atoms with argon atoms for energies from 0.01 ev to 10 kev. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33**, *2965*, (2000).

[53] A. V. Phelps. The application of scattering cross-sections to ion flux models in discharge sheats. *J. Appl. Phys.* **76**, *747*, (1994).

[54] K. Rózsa, A. Gallagher, and Z. Donkó. Excitation of ar lines in the cathode region of a dc discharge. *Phys. Rev. E* **52**, *913*, (1995).

[55] K. A. Peard, Z. Donkó, K. Rózsa, L. Szalai, and R. C. Tobin. Comparison of cu-ii 780.8 nm lasers using high-voltage hollow-cathode and hollow-anode-cathode discharges. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, *2157*, (1994).

[56] Z. Donkó, K. Rózsa, and R. C. Tobin. Monte carlo analysis of the electrons' motion in a segmented hollow cathode discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, *105*, (1996).

[57] R. A. Gottscho, A. Mitchell, G. R. Scheller, Y-Y Chan, and D. B. Graves. Electric field reversals in dc negative glow discharges. *Phys. Rev. A* **40**, *6407*, (1989).

[58] R. R. Arslanbekov and R. C. Tobin. Self-consistent model of high current density segmented hollow cathode discharge. *J. Appl. Phys.* **81** *554*, (1997).

[59] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford. Pseudospark discharges via computer simulation. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, *286*, (1991).

[60] A. Bogaerts, R. Gijbels, and W. J. Goedheer. Hybrid monte carlo-fluid model of a direct current glow discharge. *J. Appl. Phys.* **78**, *2233*, (1995).

[61] A. Fiala, L. C. Pitchford, and J. P. Boeuf. Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges. *Phys. Rev. E* **49**, *5607*, (1994).

[62] Z. Donkó. Hybrid model of a rectangular hollow cathode discharge. *Phys. Rev. E* **57**, *7126*, (1998).

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

[64] G. J. Fetzer and J. J. Rocca. A self-consistent model for negative glow discharge lasers: the hollow cathode helium mercury laser. *IEEE J. Quantum Electronics* **28**, *1941*, (1992).

[65] R. R. Arslanbekov. Model of the cathode region and gas temperature of a dc glow discharge at high current density. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, *524*, (2000).

[66] K. A. Peard, K. Rózsa, and R. C. Tobin. Parametric study of a high-voltage hollow-cathode infrared copper-ion laser. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, *219*, (1994).

[67] L. Szalai, Z. Donkó, K. Rózsa, and R. C. Tobin. Dependence of gain and laser power for cu-ii 780.8-nm transition on the diameter of a segmented hollow cathode discharge. *IEEE J. Quant. Electr.* **31**, *1549*, (1995).

[68] B. Leigh, R. C. Tobin, K. Rózsa, and Z. Donkó. Dependence of gain and output power on cathode to anode area ratio in a segmented hollow-cathode Cu II 781 nm laser. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, *2946*, (1997).

[69] T. M Adamowicz, Z. Donkó, L. Szalai, K. Rózsa, and W. Kwasniewski. The spatial distribution of small signal gain in a segmented hollow cathode discharge laser. *Appl. Phys. B* **65**, *613*, (1997).

[70] R. C. Tobin. High-repetition-rate operation of a segmented hollow-cathode Ne-Cu^+ 249-nm laser. *IEEE J. Quant. Electr.* **36**, *1053*, (2000).

[71] L. Szalai, M. Ulbel, T. Neger, G. Pretzler, Z. Donkó, K. Rózsa, and R. C . Tobin. Spectral-interferometry measurements of copper atom concentration in a segmented hollow cathode discharge. *Z. Naturforsch.* **52a**, *771*, (1997).

[72] B. J. Leigh. *PhD thesis - On the laser and plasma characteristics of low and high voltage hollow-cathode, sputtered, metal-ion lasers.* Dep. of Phys., Monash University, Australia, 1999.

[73] R. D. Reid, J. R. McNeil, and G. J. Collins. New ion laser transitions in He-Au mixtures. *Appl. Phys. Lett.* **29**, *666*, (1976).

[74] M. Rosberg and J. F. Wyart. The spectrum of singly ionized gold, Au-II. *Phys. Scripta* **55**, *690*, (1997).

[75] K. A. Peard, R. C. Tobin, K. Rózsa, and Z. Donkó. A high-voltage hollow-cathode Au-II 282-nm laser. *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-30**, *1181*, (1994).

[76] J. R. McNeil, G. J. Collins, and F. J. DeHoog. Copper ion laser: line broadening studies. *J. Appl. Phys.* **50**, *6183*, (1979).

[77] L. Csillag, C. Z. Nam, M. Jánossy, and K. Rózsa. Output characteristics of a hollow cathode He-Cd laser. *Opt. Commun.* **21**, *39*, (1977).

[78] G. Xu, K. Fujii, S. Nakayama, A. Honma, Y. Uchiyama, Y. Tokita, and Y. Hanazawa. Experimental studies on longitudinal mode characteristics of a hollow cathode He-Cd^+ white light laser. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, *129*, (1997).

[79] H. J. Eichler and W. Wittwer. Dependence of the infrared output power of a hollow-cathode Cu^+ laser on He and Ar pressures. *J. Appl. Phys.* **51**, *80*, (1979).

[80] Jr. W. R. Bennett. *The physics of gas lasers.* Gordon and Breach, New York, 1973.

[81] R. V. Stuart, G. K. Wehner, and G. S. Anderson. Energy distribution of atoms sputtered from polycrystalline metals. *J. Appl. Phys.* **40**, *803*, (1969).

[82] J. R. McNeil, W. L. Johnson, G. J. Collins, and K. B. Persson. *Appl. Phys. Lett.* **29**, *172*, (1976).

[83] M. J. Kushner and B. E. Warner. Large-bore copper-vapor lasers: kinetics and scaling issues. *J. Appl. Phys.* **54**, *2970*, (1983).

[84] J. Groszkowski. *Technika vysokého vakua (cseh nyelven).* SNTL, Praha, 1981.

[85] P. Hartmann, Z. Donkó, G. Bánó, L. Szalai, and K. Rózsa. Effect of different elementary processes on the breakdown in low-pressure helium gas. *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, *183*, (2000).

[86] J. P. Boeuf and E. Marode. A monte carlo analysis of an electron swarm in a nonuniform field: the cathode region of a glow discharge in helium. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15**, *2169*, (1982).

[87] C. Birdsall. Particle-in-cell charged particle simulations. , *IEEE. Trans. Plasma Sci.* **19**, *65*, (1991).

[88] S. Yoshida, A. V. Phelps, and L. C. Pitchford. Effect of electrons produced by ionization on calculated electron-energy distributions. *Phys. Rev. A* **27**, *2858*, (1983).

[89] C. B. Opal, W. K. Peterson, and E. C. Beaty. Measurements of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases. *J. Chem. Phys.* **55**, *4100*, (1971).

[90] A. V. Phelps. *collision data compilation, web page http://jilaweb.colorado.edu/www/research/colldata.html.* JILA, University of Colorado, 2001.

[91] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford. *web page http://www.siglo-kinema.com/siglo.* Research and Software, Siglo Data base, 2001.

[92] R. Mayol and F. Salvat. Total and transport cross sections for elastic scattering of electrons by atoms. *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tables* **65**, *55*, (1997).

[93] E. J. McGuire. Scaled electron ionization cross sections in the born approximation for atoms with 55<Z<102. *Phys. Rev. A* **20**, *445*, (1979).

[94] I. I. Shafranosh, T. A. Shishova, and I. S. Aleksahin. Effective cross sections for electron impact excitation of resonance gold atom lines. *Opt. i Spektr. SU* **50** *389*, (1981).

[95] R. V. Stuart and G. K. Wehner. Energy distribution of sputtered Cu atoms. *J. Appl. Phys.* **35**, *1819*, (1964).

[96] B. E. Warner. *PhD thesis - Investigation of the hollow-cathode discharge at high current density.* Dep. of Phys. and Astr., University of Colorado, 1979.

[97] M. Jánossy, G. Bánó, Z. Donkó, and L. Szalai. Charge transfer excitation cross-sections in the He-Au^+ lasers. *Europhysics Conference Abstracts* **24F**, *86*, (2000).

[98] Y. Ikezoe, S. Matsuoka, M. Takebe, and A. Viggiano. *Gas Phase Reaction Rate Constants Through 1986.* The Mass Spectroscopy Society of Japan, (1987).

[99] V. B. Leonas. *Usp. Fiz. Nauk., SU* **120**, *561*, (1977).

[100] R. J. Carman. A self-consistent model for a longitudinal discharge excited he-Sr recombination laser. *IEEE J. Quant. Electr.* **26**, *1588*, (1990).

[101] R. R. Arslanbekov and A. A. Kudryavtsev. Modeling of nonlocal slow-electron kinetics in a low-pressure negative-glow plasma. *Physics of Plasmas* **6**, *1003*, (1999).

[102] R. R. Arslanbekov and A. A. Kudryavtsev. Energy balance of the bulk, maxwellian electrons in spatially inhomogeneous negative-glow plasmas. *Phys. Rev. E* **58**, *6539*, (1998).

[103] E. W. McDaniel and E. A. Mason. *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases.* New York: Wiley, 1973.

[104] L. M. Chanin and M. A. Biondi. Mobilities of mercury ions in helium, neon, and argon. *Phys. Rev.* **107**, *1219*, (1957).

[105] I. M. Rusinov, G. W. Paeva, and A. B. Blagoev. A method for simultaneous determination of the diffusion coefficient of particles in gas media and their reflection coefficient at the wall. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, *1878*, (1997).

[106] A. V. Phelps, J. L. Pack, and L. S. Frost. Drift velocity of electrons in helium. *Phys. Rev.* **117**, *470*, (1960).

[107] W. B. Maier. Electron transfer in collisions between atomic ions and rare-gas atoms for primary-ion energies below 200 eV II. *J. Chem. Phys.* **69**, *3077*, (1978).

[108] Z. Donkó. Apparent secondary-electron emission coefficient and the voltage-current characteristics of argon glow discharges. *Phys. Rev. E* **64**, *026401*, (2001).

[109] H. Eder, W. Messerschmidt, HP. Winter, and F. Aumayer. Electron emission from clean gold bombarded by slow Au(q+) (q=1-3) ions. *J. Appl. Phys.* **87**, *8198*, (2000).

[110] R. Gijbels A. Bogaerts. Calculation of gas heating in direct current argon glow discharges. *J. Appl. Phys.* **87**, *8334*, (2000).

[111] V. V. Serikov and K. Nanbu. The analysis of background gas heating in direct current sputtering discharges via particle simulation. *J. Appl. Phys.* **82**, *5948*, (1997).

[112] D. Teuner. *PhD thesis.* Ruhr-Universitat, Bochum, 2000.

[113] N. Vuchkov, N. Sabotinov, and M. Grozeva. *elökészületben.*

[114] W. B. Hurt and W. W. Robertson. Atomic and molecular emission in the negative glow of a helium discharge. *J. Chem. Phys.* **42**, *556*, (1964).

[115] H. R. Griem. Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy. *Phys. Rev.* **131**, *1170*, (1963).

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

[117] S. A. Lee, L.-U. A. Andersen, J. J. Rocca, M. Marconi, and N. D. Reesor. Electric field distribution in the cathode sheath of an electron beam glow discharge. *Appl. Phys. Lett.* **51**, *409*, (1987).

[118] G. J. Collins. *PhD Thesis.* Yale University, New Haven USA, 1970.

[119] T. P. Sosnowski. Cataphoresis in the helium-cadmium laser discharge tube. *J. Appl. Phys.* **40**, *5138*, (1969).

[120] J. Mizeraczyk, C. Carlsson, and S Hard. Spectroscopic study of cathaphoresis in He-Cd mixtures: Cd source-anode region. *J. Appl. Phys.* **72**, *384*, (1992).

[121] M. J. Druyvesteyn. The electrophoresis in the positive column of a gas discharge. *Physica* **2**, *255*, (1935).

[122] J. P. Gaur and L. M. Chanin. Ion sampling from the positive column of dc discharges in He-Ar mixtures. *J. Appl. Phys.* **41**, *106*, (1970).

[123] J. P. Gaur and L. M. Chanin. Ionic analysis of cathaphoresis in He-Ne mixtures. *J. Appl. Phys.* **40**, *256*, (1969).

[124] A. L. Schmeltekopf Jr. Cathaphoresis in helium-neon mixtures. *J. Appl. Phys.* **35**, *1712*, (1964).

[125] K. Watanabe, S. Watanabe, and T. Sakurai. Radial distribution of a Cd neutral ground-state density in a positive column of a He-Cd discharge. *J. Appl. Phys.* **52**, *3255*, (1981).

[126] M. H. Dunn. Electron densities and drift velocities in a positive column He-Cd laser discharge. *J. Phys. B* **5**, *665*, (1972).

[127] E. J. McGuire. Electron ionization cross sections in the born approximation. *Phys. Rev. A* **16**, *62*, (1977).

[128] R. C. Jensen, G. J. Collins, and W. R. Bennett. Charge-exchange excitation and cw oscillation in the zinc-ion laser. *Phys. Rev. Lett.* **23**, *363*, (1969).

[129] Y. Ichikawa and S. Teii. Molecular ion and metastable atom formations and their effects on the electron temperature in medium-pressure rare-gas positive-column plasmas. *J. Phys. D* **13**, *2031*, (1980).

[130] V. Derzhiev, A. Karelin, O. Sereda, M. Stefanova, and S. Yakovlenko. Numerical modeling of a He-Zn laser with helical hollow cathode. *Appl. Phys. B* **51**, *465*, (1990).

[131] R. B. Tombers and L. M. Chanin. Cataphoretic segregation effects in Ne-Hg and Ne-Xe-Hg mixtures. *J. Appl. Phys.* **44**, *3087*, (1973).

[132] R. Hackam. Effects of steady-state electrical discharge on the separation of gas constituents in helium-argon mixtures. *J. Appl. Phys.* **44**, *3113*, (1973).

[133] A. Finch, P. J. Gardner, E. Tarbox, and S. Yardley. Binary gaseous diffusion coefficients of zinc in hydrogen, helium and argon at 1 atmosphere and 720-1120 K. *UCS Farad. Tran. I* **75**, *545*, (1979).

[134] R. W. Thomasa and W. R. L. Thomas. Monte Carlo simulation of electrical discharges in gases. *J. Phys. B* **2**, *562*, (1969).

[135] H. Sekido, T. Kondo, A. Kono, and T. Goto. Measurement of diffusion coefficients for ground state and metastable copper atoms in rare gases. **26**, *1414*, (1993).

[136] P. Belenguer and Z. Donkó. személyes közlés. (2000).

[137] R. Mewe. On the positive column of discharges in helium at intermediate pressures. *Physica* **47**, *398*, (1970).

[138] D. K. Doughty and J. E. Lawler. Model of optogalvanic effects in the neon positive column. *Phys. Rev. A* **28**, *773*, (1983).

[139] H. Sekido, T. Kondo, A. Kono, and T. Goto. Measurement of diffusion coefficients for ground-state and metastable copper atoms in rare gases. *J. Phys. D* **26**, *1414*, (1993).

[140] G. J. Collins. Properties of He-Ne-Zn laser. *J. Appl. Phys.* **42**, *3812*, (1971).

[141] R. Rajotte. Gradual contraction of the radial distribution of excited neon atoms in the positive column from low to medium pressure. *Phys. Lett.* **43A**, *47*, (1972).

[142] Y. Ichikawa and S. Teii. Metastable atom density measurements in He and Ne positive column plasmas by an improved self-absorption method. *J. Phys. D* **13**, *1243*, (1979).

[143] T. Iijima and Y. Sugawara. New cw laser oscillation in He-Zn hollow cathode laser. *J. Appl. Phys.* **45**, *5091*, (1974).

[144] M. S. Stefanova, P. M. Pramatarov, and A. A. Peeva. Pulsed He-Zn hollow cathode laser. *Proc. of SPIE* **3571**, *150*, (1999).

[145] M. Jánossy and P. Mezei. Cathode sputtered He-Zn laser. *Appl. Phys. B* **66**, *47*, (1998).

[146] T.M. Adamowicz, G. Bánó, L. Szalai, K. Dzieciolowski, W. Kwasniewski, Z. Donkó, and K. Rózsa. High gain cathode sputtered He-Zn laser in a segmented hollow cathode discharge. *11th Symposium on elementary processes and chemical reactions in low temperature plasma, Low Tatras 22-26 June 1998, Book of contributed papers, p. 11.*, (1998).

[147] M. Stefanova and P. Pramatarov. He-Zn laser with helical configuration of the electrodes. *Physics Letters A* **139**, *391*, (1989).

[148] P. Horváth. Diplomamunka - Üreges katódú elektródaelrendezések optimalizálása futött fémion lézer számára - MTA SZFKI, ELTE TTK.

[149] P. Horváth, G. Bánó, and K. Rózsa. Optimization of hollow-cathode electrode configurations for heated metal ion lasers. *XV. ESCAMPIG, Lillafured, Hungary, 26-30 August 2000, Europhysics conference abstracts* **24F**, (2000).

[150] J. A. Piper and P. Gill. Output characteristics of the He-Zn laser. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8**, *127*, (1975).