

# PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

Lézerfizika, nemlineáris optika és spektroszkópia program

H-7624 Pécs, Ifjúság útja 6.



## **Alacsony feszültségű Z-pinch plazmák és kapilláris röntgenlézerek**

Doktori disszertáció

Fekete Balázs

Témavezető:  
Kuhlevszkij Szergej, DSc

Pécs, 2023

## Tartalomjegyzék

1	Bevezetés.....	4
2	Történeti áttekintés.....	5
3	Elméleti áttekintés.....	9
3.1	Lézer energiaszintek pumpálása elektronok és ionok ütközésével.....	9
3.1.1	Erősített Spontán Emisszió (Amplified Spontaneous Emission).....	9
3.1.2	Erősítési együttható.....	10
3.1.3	Erősítési együttható kísérleti meghatározás.....	11
3.1.4	Erősítési együttható elméleti meghatározása.....	12
3.1.5	Fő plazmaváltozók.....	18
3.2	Lézerszintek pumpálása az elektronok ionokkal való rekombinációjával.....	20
4	Kapilláris kisülésű röntgenlézer gerjesztőrendszerek.....	23
4.1	Marx-generátoron alapuló C-C áttöltés.....	23
4.2	Mágneskapcsolóval ellátott LC-inverziós impulzus tápegységek.....	25
4.3	Preionizációs áramkör.....	29
5	Kapilláris kisülésű röntgenlézer kutatócsoportok a világban.....	31
5.1	Amerikai kutatócsoport (Rocca-csoport).....	31
5.2	Kínai kutatócsoport.....	32
5.3	Malajziai kutatócsoport.....	35
5.4	Japán kutatócsoport.....	35
5.5	Indiai kutatócsoport.....	38
5.6	Cseh kutatócsoport.....	39
6	Motiváció és célkitűzés.....	41
7	Eredmények.....	42
7.1	Impulzus transzformátorral szerelt tápegység.....	42
7.2	Közvetlen Marx-generátoros gerjesztés.....	52

---

7.3	Továbbfejlesztett impulzus tápegység .....	56
7.3.1	Vezetősínes földelés.....	59
7.3.2	Dupla vezető sínes földelés .....	61
7.3.3	Koaxiális vezetővel földelés.....	62
7.3.4	Mérések 22cm hosszúságú, különböző belső átmérőjű és anyagú kapillárisokkal 70	
7.3.5	Mérések 35 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> kapillárisokkal ...	78
8	Összefoglaló .....	81
8.1	Tézispontok.....	82
9	Summary .....	83
9.1	New Scientific Results.....	84
10	Köszönetnyilvánítás .....	85
11	Saját közleményeim.....	86
11.1	A disszertációhoz kapcsolódó publikációk .....	86
11.2	Előadások.....	86
11.3	Poszterek.....	87
11.4	Egyéb közlemények .....	88
12	Irodalomjegyzék .....	90
13	Ábrajegyzék.....	97
14	Függelék .....	102

## **Előszó**

A kapilláriskisüléssel gerjesztett röntgenlézerekkel BSc-s tanulmányaim alatt ismerkedtem meg és szakdolgozatomat ebben a témában készítettem el „Röntgenlézer Paraméterek Mérése” címmel 2015-ben. Ezt követően 2017-ben MSc-s diplomamunkámban szintén ezt a témakört vizsgáltam egy új típusú gerjesztési eljárás felvetéséről. Szegeden ekkor már elérhető volt annak a telítődő mágneses kapcsolón alapuló impulzus-transzformátorral szerelt tápegységnek a prototípusa, amelynek kimeneti paramétereinek mérése volt diplomamunkám témája. A kísérleti munka iránt mindig is nagy érdeklődéssel álltam hozzá, legyen szó a kísérleti elrendezés összeállításáról (az első próbaüzem izgalmaról) vagy a kevésbé izgalmas –inkább monoton- mérési sorozatok elvégzéséről, majd a kapott mérési eredmények feldolgozásáról. Alapkutatás esetén a kísérleti fizikai munka nagy kockázattal jár. Soha nem lehet tudni, hogy egy adott irány vizsgálata vajon sikerrel vagy kudarccal fog zárulni. Személyes tapasztalatom és meggyőződésem, hogy a kudarcból legalább annyit lehet profitálni, mint a sikerekből. Személyesen éltem meg azt, hogy néha a kudarccok során lehet megszerezni azt a tudást és tapasztalatot, ami később aztán a sikerhez vezet. Ez a dolgozat így nem csak az elért eredményeim összefoglalása, hanem egy történet is egyben.

## 1 Bevezetés

A kapilláriskisüléssel gerjesztett lézerek (a mai technológiai fejlődés léptékében mérve) viszonylag nagy múltra visszatekintő terület, ugyanis közel 30 éve léteznek ilyen rendszerek. Kezdetben (és gyakori esetben manapság is) a kutatócsoportok a J. J. Rocca és munkatársai által javasolt [1], majd gyakorlatban kivitelezett rendszerének sémáját alkalmazták [2]. Noha vannak kutatások, amelyek a Rocca által bemutatott rendszernél rövidebb (<15 nm) hullámhossz tartományt céloznak meg [3], a gyakorlatban stabilan működő és széleskörben alkalmazott berendezések mind 46,9 nm-es (vagy hosszabb) hullámhosszon működnek. Ezen a hullámhossz-tartományon fontos gyakorlati alkalmazások válnak lehetővé mind a gyógyításban, mind az anyagtudományokban egyaránt, de elsősorban továbbra is kutatásokban alkalmazzák őket. Népszerű kutatások, amelyekben lágyröntgen tartományú sugárzást alkalmaznak pl. röntgen mikroszkópia [4], röntgen-litográfia [5], vagy termális abláció polimerekben (PMMA) [6]. A kapilláriskisüléssel történő gerjesztés esetében két fő gerjesztési séma létezik. Az első az elektronütközéses rekombinációs pumpálási sémán alapul, amely a teljesen lecsupaszított hidrogénszerű ionok rekombinációját használja fel. Ekkor kellően gyors hűtés esetén a Balmer-alfa átmenethez tartozó energiaszintek populáció inverzióját lehet megvalósítani. A spontán emisszió felerősítésének másik módja az elektronütközéses ionizációs pumpáláson alapul: ez a populáció inverzió létrehozásához Ne- vagy Ni-szerű ionok gyors gerjesztését használja. A gyakorlatban leginkább ez utóbbi gerjesztési sémát alkalmazzák a kutatócsoportok, ahol aktív közegként nagy tisztaságú Ar gázt használnak. Az ilyen rendszerekben megfelelő gerjesztés esetén a neonszerű  $Ar^{+8}$  ionok 46,9 nm-es hullámhosszú átmenetén valósul meg a lézerműködés. A gerjesztéshez 0,2-1 MV nagyságrendű feszültséget alkalmaznak (10-100 kA csúcsáram mellett), amelyhez többnyire nagyfeszültségű Marx-generátorokat használnak. Az ilyen berendezések nagyméretűek és költségesek, ezért a gerjesztőfeszültség csökkentése (ideális esetben minimalizálása) elengedhetetlen a kisméretű és relatíve olcsó, gyakorlatban jól használható rendszerek tervezéséhez. A következő fejezetben röviden bemutatom, hogy az ilyen és hasonló asztali méretben elérhető röntgenlézerek megszületéséhez milyen főbb technológiai evolúció vezetett.

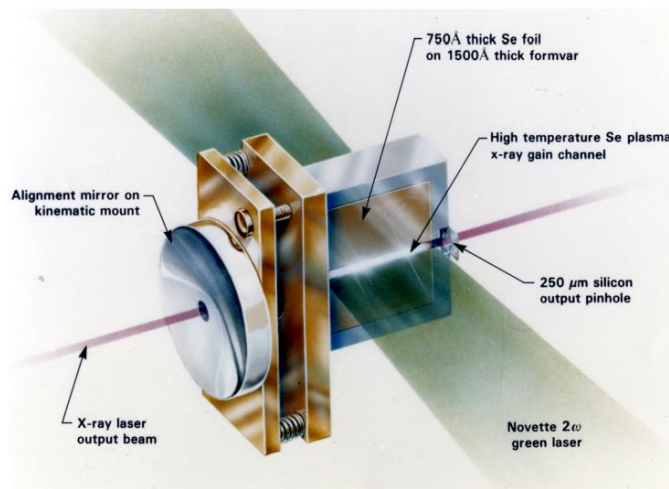
## 2 Történeti áttekintés

Köztudott, hogy a gázok normál körülmények között, tehát légköri nyomáson és szobahőmérsékleten elektromos szempontból jó szigetelőként viselkednek. Ma már azt is tudjuk, hogy a gázok vezetőképességének megváltoztatására számos módszer létezik. 1898-ban J.J. Thomson „*The discharge of electricity through gases.*” című művében számolt be arról részletesen, hogy egy gázt milyen módokon lehet vezetőképessé tenni [7]. Az első kísérletek, melyekben alacsony nyomású csőben hoztak létre kisüléseket gázokban William Crookes brit tudós nevéhez fűződnek, eredményeit 1878-ban publikálták [8]. Gázkisülések lézersugárzásra történő alkalmazása először 1960-ban (a lézerek születésének időszakában) valósulhatott meg. Ali Javan, William Bennett Jr. és Donald Herriott az akkori Bell (Bell Telephone Laboratories) laboratóriumában megalkották az első folytonos üzemű gázlézert, ami egy He-Ne lézer volt 1.15  $\mu\text{m}$  központi hullámhosszal [9]. Ugyanebben az évben az excimer lézert Fritz Houtermans javasolta, melyet a gyakorlatban 1973 márciusában mutott be Mani Lal Bhaumik, a Los Angeles-i Northrop Corporation munkatársa, ami egy 173 nm-en működő xenon-excimer lézer volt [10]. Ekkoriban már javában zajlott a verseny a lézerek hullámhosszának csökkentésére, a legalacsonyabb UV tartományon működő lézer a F<sub>2</sub> excimer lézer 157 nm-es hullámhosszal. A lézerek hullámhosszának csökkentésének versenye itt megtörni látszott, ugyanis a kutatók tudták, hogy egy fontos határt értek el, ahol radikális változtatásokra van szükség az addig megszokott gerjesztési módszerekben. 1978-1988 között az amerikai hadsereg meghirdette az Excalibur-programot, melyben megkíséreltek egy nukleáris (PJ energiájú) robbanás által táplált röntgenlézert kifejleszteni a ballisztikus rakétavédelem (1. ábra) számára [11], [12].



1. ábra Fantáziarajz az Excalibur programban megálmodott rakétavédelemről [13].

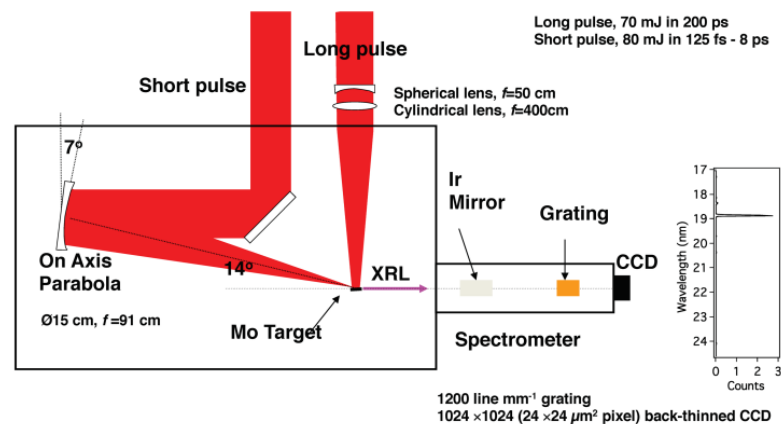
A pumpálási impulzus rövidítésével sikerült csökkenteni pumpálási energiát kJ tartományra. 1985-ben az LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) először a világon laboratóriumi körülmények között valósított meg sikeresen lézerműködést lágyröntgen (20,6-20,9 nm) tartományon, amihez összesen 2 TW teljesítményű 450 ps-os és 530 nm hullámhosszú lézerrendszert használtak [14]. A következő évtizedben számos neonszerű anyagnál érték el lézerműködést, a legerősebb a neonszerű ittrium ( $Z=39$ ) volt 15,5 nm-en [15], 7 mJ-os röntgenlézer kimeneti energiával, amelyet a Nova lézer kb. 5 kJ energiája hajtott [13].



2. ábra Nova lézer által gerjesztett röntgenlézer [13].

1997-ben nagy áttörés volt, hogy az egyenletes plazma létrehozására szánt ns-os előimpulzus technikát kombinálták a plazma felmelegítésére és az erősítés létrehozására szolgáló ps-os lézerimpulzusokkal. Ezekben a kísérletekben a meghajtó ps-os impulzusok előállításához csörpölt impulzuserősítést (CPA) használtak, amelynek energiája tipikusan kevesebb, mint 10 J. A ns-os előimpulzust a még nem kompresszált impulzus egy részének felhasználásával hozzák létre [16], [17]. Az ilyen rendszerek nagy előnye, hogy kompaktnak (tipikusan csak néhány szabványos optikai asztalnyi helyet foglalnak el) és nagyobb ismétlési frekvenciával rendelkeznek. Az ilyen berendezések nagyrészt felváltották a Nova által korábban használt hatalmas ICF (Inertial Confinement Fusion) lézereket [13].

A következő nagy áttörést a röntgenlézer energiaszükségletének csökkentése terén a GRIP (Grazing Incidence Pumping) geometria jelentette 2005-ben [18]. A vonalfókuszált ps-os CPA lézer geometria azért nem túl hatékony, mert a lézereenergia főként a látható fény kritikus sűrűségénél nyelődik el, ami egy 0,8  $\mu\text{m}$ -es titán zafir meghajtó lézer esetében  $1,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  közeli elektronsűrűséget jelent. A röntgenlézer erősítési tartománya azonban jóval a kritikus sűrűség alatt van. A hatékonyság javítása érdekében rájöttek, hogy a célpont látható tartományú lézerrel (alacsony) súrló szögben való megvilágítása jobban becsatolja a lézereenergiát a plazma röntgenlézer erősítési tartományába. Ez a geometriai elrendezés úgy javítja a lézercsatolás hatékonyságát, hogy a gerjesztőimpulzus optikai úthosszát a kritikus elektronsűrűség alatti (röntgenlézer erősítés szempontjából kedvezőbb) tartományra redukálja. Ezt a geometriai elrendezést először egy nikkelszerű molibdén céltárgyon mutatták be, amelyet a 3. ábra mutat. Az így kialakított röntgenlézer 18,9 nm-en sugárzott, és a meghajtó lézer energiája a „hosszú” (200 ps-os) impulzus esetén 70 mJ míg a rövidebb (125 fs - 8 ps-os) impulzusú meghajtó lézer esetén 80 mJ volt [13].



3. ábra 14°-os súrló szögben való gerjesztés [18].

A módszert 2014-ben tovább tökéletesítették a dióda pumpált szilárdtest lézerek elterjedésével. Az 1,03  $\mu\text{m}$ -es 100 Hz ismétlési frekvenciájú 0,9 J kimeneti energiájú Yb:YAG lézer segítségével GRIP geometriában egy 0,5 cm hosszú ezüst céltárgyon, 13,9 nm-en sugárzó nikkelszerű ezüst röntgenlézert hoztak létre melynek kimeneti impulzus energiája 1,0  $\mu\text{J}$  volt [13], [19].



Fontos továbbá megemlíteni a lágyröntgen hullámhossztartományban működő szabadelektron-lézereket is, amelyek (a kapilláris röntgenlézerekhez képest) monumentális létesítmények. Közöttük talán a legismertebb az EuXFEL (European X-ray Free Electron Laser), melynek gyorsítója 3,4 km hosszúságú, az LCLS (Linac Coherent Light Source) gyorsítója 3 km, de például a kategóriában kompaktnak számító SACLA (Spring-8 Angstrom Compact free electron LAser) 60 m hosszúságú gyorsítóval rendelkezik. Ezek a rendszerek természetesen lényegesen nagyobb energiájú röntgenlézer impulzusok előállítására ( $\sim 1 - 10$  mJ) képesek, azonban a gyakorlati alkalmazások nem feltétlenül követelik ezt az impulzus energiát [20].

Az asztali méretű optikai lézer berendezések közül egy másik lehetséges módja a lágyröntgen tartományú fény előállításának a magas rendű frekvencia konverzió [21]. Ezzel a technikával eddig viszonylag kis energiájú (nJ-os) impulzusokat állítottak elő, azonban fs-os lézerekkel a hatások jelentős mértékben javítható [22].

1988-ban J.J. Rocca és munkatársai javasolták először, hogy kapillárisokban létrehozott nagyáramú kisülésekkel (technológiai szempontból) egyszerű módon létre lehet hozni 100 nm-nél rövidebb hullámhosszon működő lézereket [1]. A módszert ezután kísérletben is megvalósították 1994-ben [2]. A bemutatott módszer azóta is valamennyi kapilláris röntgenlézer rendszer alapját képezi.

Mivel az eltérő alkalmazások eltérő tulajdonságú fényforrást igényelnek, a fenti koherens lágyröntgen sugárzást előállító berendezések közül az aktuális feladathoz legjobban illeszkedőt kell kiválasztani. A legtöbb egyetem nem rendelkezik olyan infrastruktúrával (nagyteljesítményű gyorsítókkal, ps-os és fs-os fényforrással), hogy kutatási vagy oktatási célra kompakt röntgenlézer forrást tudjanak biztosítani, így erre a célra a kapilláris kisülésű röntgenlézerek még mindig kézenfekvő megoldást jelenthetnek.

A következő részben bemutatom a kapilláris kisülésű röntgenlézerek lézerfizikai alapjait, ezen belül a területen alkalmazott két leggyakoribb gerjesztési eljárást.

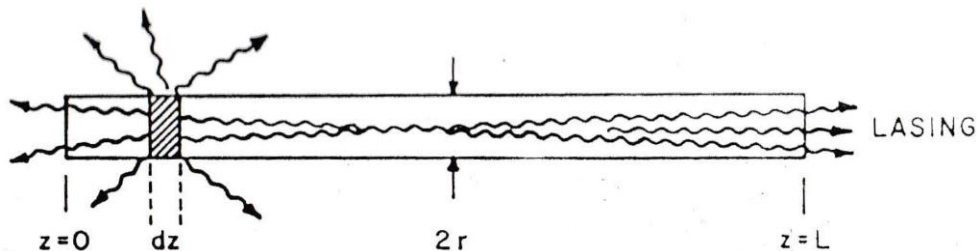
### 3 Elméleti áttekintés

Kapilláris kisülésű röntgenlézereknél elméletben sok gerjesztési séma letezik [11]. Ezek közül gyakorlati szempontból azonban a legtöbb nem tekinthető hatásosnak. Ebben a fejezetben ismertetem a gyakorlatban alkalmazott két leginkább elterjedt gerjesztési sémát. Ezek közül részletesen bemutatom az általunk is alkalmazott sémát: *lézerenergiaszintek pumpálása elektronok és ionok ütközésével*, majd ezután röviden ismertetem a másik (néhány kutatócsoport által alkalmazott) sémát: *lézerszintek pumpálása elektronok és ionok rekombinációjával*.

#### 3.1 Lézer energiaszintek pumpálása elektronok és ionok ütközésével

##### 3.1.1 Erősített Spontán Emisszió (Amplified Spontaneous Emission)

Egy ilyen működési üzemmódban a kisülési plazmaoszlop ionjainak populációinverziója olyan spontán emissziót eredményez, amely lineárisan felerősödik hasonló ionok által, így legalább egy kitüntetett irányba jelentős erősítés érhető el (4. ábra). Vékony rúdszerű közegben az ASE eredménye egy rendkívül fényes, és megfelelő fokú térbeli koherenciával rendelkező kimeneti nyaláb lehet.



4. ábra Erősített spontán emisszió működési mechanizmusa [11].

ASE üzemmódban az intenzitás  $N_a^2$ -es atomszámfüggése nem teljesül. A kilépő sugárzás a lézereközeg mindkét végén keletkezik, és  $2r/L$  arányú divergenciával rendelkezik (közepesen kollimált). Következésképpen,  $\mathcal{F} \approx 1$  Fresnel szám esetén – vékony rúdszerű közegben – a sugárzást egytlen TEM módus jellemzi. Nagy  $2r$  átmérő és  $\mathcal{F} > 1$ , azonban, a TEM módusok  $\sim \pi \mathcal{F}^2$  véletlenszerű szuperpozícióját eredményezi. Ebből a szempontból nincs különbség az alacsony módus-szelekciójú rezonátorral rendelkező lézerhez képest. A kilépő nyalábot alapvetően bármilyen jelentősebb időbeli koherencia nélküli erősített Gauss-zaj fogja

jellemezni. Összességében tehát, egy ilyen közeg úgy működik, mint egy tükör nélküli lézer, rezonátoros és termikus sugárzás köztes jellemzőivel.

### 3.1.2 Erősítési együttható

Röntgenlézerek pumpálása (energetikai) szempontjából két megközelítés lehetséges, az ún. haladó hullámú [23] és a kvázistacionárius. A haladó hullámú pumpálás az alsó energiaszintek betöltési idejénél kisebb időskálán történik, ezért az ilyen lézertípusokat „önkorlátozó” átmenetűeknek is nevezik. Atomok vagy ionok belső héjain végbemenő ilyen átmeneteknek köszönhetően a bepumpált energia jelentős része lézerfoton energiává konvertálódhat. Azonban, a fény véges terjedési sebessége, ill. a röntgentartományba eső relaxációs idők  $10^{-15}$  –  $10^{-12}$  s nagyságrendje miatt, az erősítési hossz rendre 0,3 – 300  $\mu\text{m}$ -re korlátozódik, hacsak egy pumpálási hullám együtt nem halad az erősítési hullámmal. Ebből kifolyólag, gyakorlati megfontolások miatt, általában a másik – kvázistacionárius – pumpálást részesítik előnyben. Ebben az esetben a populációinverzió a pumpaimpulzus egész időtartama alatt fennáll. Ilyen séma csak akkor működhet, hogyha az alsó energiaszint hamarabb kiürül, mint a felső. Kvázistacionárius pumpálási sémához tartozik az általunk alkalmazott kapilláris kisülésű Z-pinch plazmakeltés is, ahol az ionok gerjesztése elektronütközéseken keresztül történik. Z-pinchnek nevezzük a mágnesesen szabályozott plazmák speciális osztályát, ahol a plazmaoszlopon átfolyó áram z-tengely irányú. Az önindukált mágneses tér és a tengelyirányú áram kölcsönhatásából egy befelé mutató sugárirányú  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  magnetomotoros erő lép fel, amely a plazmaoszlop dinamikus összehúzódását eredményezi (pinch-effektus).

Fő célunk a  $G$  erősítési együttható kísérleti és elméleti meghatározása. Előbbi történhet vékony rúdszerű plazma tengelye mentén ASE által megnövekedett  $I$  intenzitás és a  $G$  összekapcsolásával. Ilyen összefüggés felállítása esetén a megfigyelt intenzitásnövekedésből következtethetünk a  $G$  nagyságára, megbecsülhetjük a kimeneti teljesítményt és a kísérlet skálázhatóságát. Kifejezhetjük az erősítési tényezőt az atomi jellemzőkkel is (elméleti meghatározás). Ebben az esetben az összefüggést felhasználhatjuk mind a megfigyelhető effektusok magyarázatára, mind pedig új perspektívák kutatására.

### 3.1.3 Erősítési együttható kísérleti meghatározás

Az  $L$  hosszúságú egyenletes és homogén populációinverziójú közegen egyszeresen áthaladt nyaláb  $I$  intenzitását egyszerű sugárzási transzfert leíró  $dI = GI dz$  differenciálegyenlet 0-tól  $L$ -ig vett  $z$ -szerinti integrálással határozhatjuk meg, azaz  $I = I_0 e^{GL}$ . A kapott egyenletben az  $I_0$  az erősítő közegbe belépő nyaláb intenzitása,  $G$  pedig a maximális erősítési együttható a spektrumvonal közepén. Utóbbi a közeg  $-\kappa_c$  „negatív abszorpciójának” is nevezik, azaz  $I = I_0 e^{-\kappa_c L}$ , ahol a „c” index a spektrumvonal közepét (centrumát) jelöli. Kutatók a  $G = 1$  értéket gyakran az ASE alsó küszöbértékének tekintik, azonban a lágyröntgen lézersugárzás demonstrálása céljából az  $e^5 = 150$  egyszeres átfutású erősítési faktor lett a mérvadó, vagyis  $GL = 5$ .

Homogén ASE rendszerben a külső erősítendő  $I_0$  intenzitás hiányában az  $I_s$  spontán emisszió erősödik, amely az egész erősítési közeg mentén szétoszlik. Bevezetve a  $J_s$  vonalmenti intenzitásúrsúséget, egy  $dz$  infinitezimális elemből kilépő intenzitás erősítésére (4. ábra)  $J_s e^{Gz} dz$  kifejezést kapjuk. Az integrált intenzitás ennek megfelelően:

$$I = \frac{J_s}{G} (e^{GL} - 1). \quad (1)$$

Állandó  $J_s$  és  $G$  esetén a kimeneti intenzitás  $(e^{GL} - 1)$  formában függ hossztól, ezért a kapott eredmény gyakorlatilag már alkalmazható a maximális erősítési együttható meghatározásához a csúcshintenzitás  $L$ -től történő függés mérésével. Kis erősítések esetén, amikor  $e^{GL} \approx 1 + GL$ , az (1) egyenletből következik, hogy  $I_s = J_s L$ .

Általában a röntgensugárzás spektrumvonala túl keskeny ahhoz, hogy műszeresen feloldható legyen a profilja, ezért szükséges a vonal frekvenciafüggésének a bevezetése. Ezt úgy tehetjük meg, hogy az (1) egyenletben szereplő erősítési együtthatót súlyozzuk a spektrumvonal normalizált frekvenciafüggő  $\mathcal{F}(\nu)$  alakfüggvényével. Így, a kilépő intenzításra a következő kifejezést kapjuk:

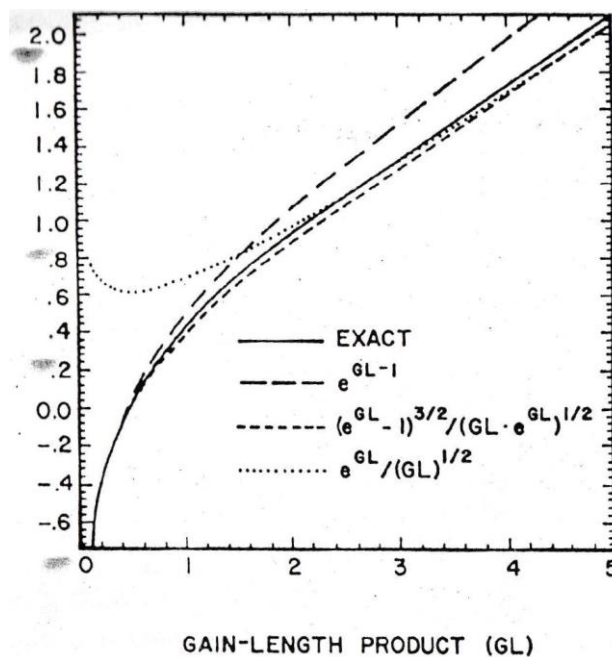
$$I = \int_0^{\infty} \frac{J_s \mathcal{F}(\nu)}{G \mathcal{F}(\nu)} (e^{GL\mathcal{F}(\nu)} - 1) d\nu = \frac{J_s}{G} \int_0^{\infty} (e^{GL\mathcal{F}(\nu)} - 1) d\nu. \quad (2)$$

Ennek az egyenletnek a közelítő analitikus megoldásához jutunk, hogyha alkalmazzuk a legnagyobb gradiens módszerét, vagy az exponenciális tagra a Taylor-sorba fejtést. Az eredményül kapott analitikus kifejezés:

$$I = \frac{J_s (e^{GL} - 1)^{3/2}}{G (GL e^{GL})^{1/2}} \quad (3)$$

minden keskeny és csúcsos vonalprofilra érvényes, beleértve a Doppler profilt is. Ez az az összefüggés, amelyet legáltalánosabban alkalmaznak keskeny spektrumvonalak csúcs ASE erősítési együtthatójának meghatározásához a mért vonalintenzitásból [11].

A (2) egyenlet „pontos” numerikus megoldása, és annak (1) ill. (3) egyenletek szerinti approximációja az 5. ábra szerint látható. A függőleges tengelyen az intenzitásnövekedéssel arányos  $I/(J_s/G) = IG/J_s$  tényező szerepel logaritmikus skálán. A legtöbb gyakorlati alkalmazáshoz a (3) egyenlet a legmegfelelőbb.



5. ábra Intenzitásnövekedéssel arányos  $IG/J_s$  tényező a  $GL$  szorzat függvényében. Folytonos görbe a (2) egyenlet „pontos” numerikus megoldása, és annak approximációi az (1) ill. (3) egyenletek szerint [11].

### 3.1.4 Erősítési együttható elméleti meghatározása

A plazmában lezajló transzportfolyamatok elmélete szerint [24] a plazmarészecskék Maxwelli eloszlása a részecskéket leíró kinetikus egyenletek megoldása abban az esetben, hogyha a fő

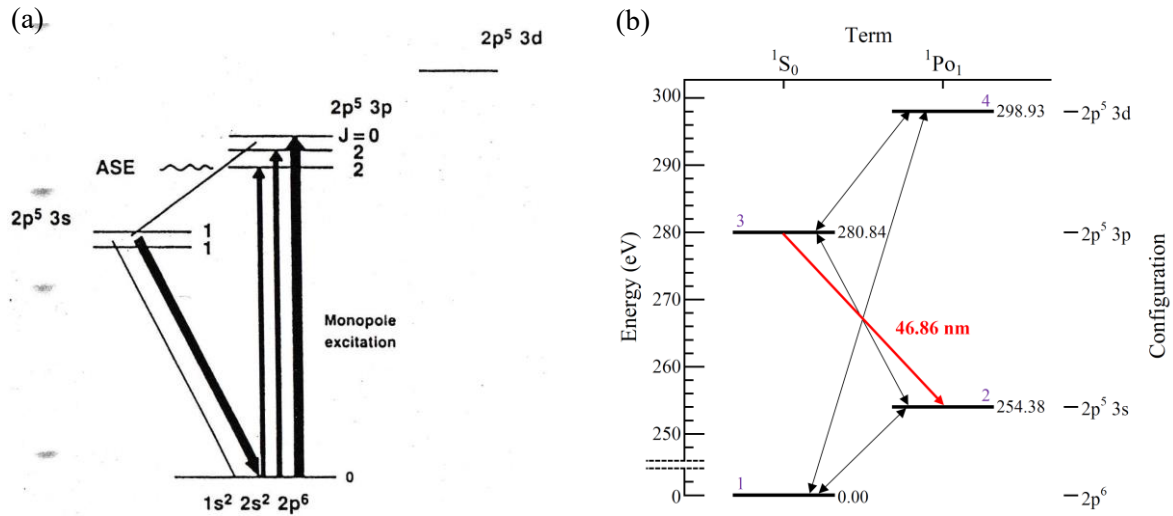
plazmaparaméterek (sűrűség, átlagsebesség és hőmérséklet) gradiensei és időderiváltjai azonosan nullák. Amennyiben ezen mennyiségek értéke nem nulla, de megközelíti azt, a megoldási függvény is megközelíti a Maxwelli eloszlást. Ebből kifolyólag, hogyha olyan változásaink vannak, melyek időskálája sokkal nagyobb az ütközési időknél, illetve a térbeli változások nagyon lassúak a részecskék szabad úthossza mentén megtett távolságokon, akkor a kinetikus egyenletek megoldása megközelíti a Maxwell-eloszlást. Feltételezhetjük, tehát, hogy kisülési plazmában az Ar-ionok kinetikus rendszere termodinamikai egyensúlyban van, és a részletes balansz elve alapján [25] a gerjesztett Ar<sup>+8</sup>-ionok bármely két energiaszintje közötti nettó átmenetek is egyensúlyban lesznek (6. ábra), mivel az átmenet valószínűségét nem tudja befolyásolni egy másik gerjesztett ion jelenléte vagy hiánya. Így, az ionszám időbeli változásának nullának kell lennie egy adott gerjesztési szinten:

$$\frac{dn_i^l}{dt} = A_{ul}n_i^u + B_{ul}n_i^u\rho(\nu) - B_{lu}n_i^l\rho(\nu) = 0. \quad (4)$$

Az egyenletben  $A_{ul}$ ,  $B_{ul}$  és  $B_{lu}$  az Einstein-együtthatók (az  $u$  és  $l$  indexek rendre a felső és alsó energiaszinteket jelölik),  $n_i^u$  és  $n_i^l$  rendre felső és alsó gerjesztési állapotú ionok sűrűsége, és  $\rho(\nu)$  a spektrális energiasűrűség. A hőmérsékleti sugárzás Kirchhoff-törvénye értelmében a (4) egyenlet a következőképpen is felírható:

$$\kappa_{lu}\rho(\nu) = \epsilon_{ul}, \quad (5)$$

ahol  $\kappa_{lu}\rho(\nu) = (B_{lu}n_i^l - B_{ul}n_i^u)\rho(\nu)$  a megfelelő átmenet abszorpció,  $\epsilon_{ul} = A_{ul}n_i^u$  pedig az emissziós képessége.



6. ábra  $Ar^{+8}$ -ion elektronütközéssel  $2p^6$  alapszintről gerjesztett  $3p$ - $3s$  lézertmenete (a) [11], és a modellben alkalmazott 4 energiaszintes termséma (b). A kétirányú nyilak a spontán emissziót és reabszorpciót, valamint a gerjesztést és legerjesztést reprezentálják.

Tételezzük fel, hogy az 4. ábra szerinti elrendezésben  $\pi r^2$  keresztmetszet minden pontján egységnyi idő alatt  $n_\nu$  fotonszám halad át, így térfogategységre vetített kényszerített emisszió egy adott pontban a következőképpen írható fel:  $n_i^u \frac{n_\nu}{\pi r^2} \sigma_{stim}$ , ahol  $\sigma_{stim}$  a kényszerített emisszió hatáskeresztmetszete. Ez a mennyiség azonos a (4) egyenletben szereplő  $B_{ul} n_i^u \rho(\nu)$  mennyiséggel, ahol  $\rho(\nu) = \frac{n_\nu}{\pi r^2} \frac{h\nu}{c\Delta\nu}$  a korábban bevezetett spektrális energiasűrűség  $\Delta\nu$  sávzélességű spektrumvonal esetén. A fentieknek megfelelően  $\sigma_{stim} \equiv \frac{h\nu}{c\Delta\nu} B_{ul}$ . A 3.1.3. alfejezetben megmutattuk, hogy a  $G$  erősítési együttható „negatív abszorpciónak” is tekinthető, ezért a  $\sigma_{stim}$  kényszerített emisszió hatáskeresztmetszetére kapott eredményt alkalmazva az (5) egyenlet bal oldalán szereplő közegabszorpcióra, illetve kihasználva az Einstein-együtthatók között fennálló  $B_{ul} = B_{lu} \frac{g_l}{g_u} = \frac{\pi r_e c^2}{h\nu} f_{lu} \frac{g_l}{g_u}$  kapcsolatot,  $G$ -re a következő összefüggést kapjuk:

$$G = -\frac{h\nu}{c\Delta\nu} \kappa_{lu} = \frac{h\nu}{c\Delta\nu} B_{ul} \left( n_i^u - \frac{g_u}{g_l} n_i^l \right) = \frac{\pi r_e c}{\Delta\nu} f_{lu} \left( n_i^u \frac{g_l}{g_u} - n_i^l \right), \quad (6)$$

ahol  $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$  a klasszikus elektronsugár,  $f_{lu}$  az alsó és felső energiaszintek közötti oszcillátorerősség és  $g$  egy adott energiaszint statisztikai súlya.

Az erősítési együttható további pontosítása érdekében figyelembe kell vennünk a spektrumvonal alakfüggvényétől való függést is. Ehhez a (6) egyenletet szoroznunk kell egy

normalizálандó frekvenciafüggő  $\mathcal{F}_x(\nu)$  függvénnyel, ahol  $x$  egy tetszőleges alakfüggvényt jelöl. A  $T_i$  hőmérsékletű plazmák esetében a lézervonal alakjára leginkább Doppler-kiszélesedés a jellemző, amit az  $m_i$  tömegű ionok véletlenszerű termikus mozgása határoz meg. Egy ilyen kiszélesedés tipikusan Gauss-profilú:

$$\mathcal{F}_D(\nu) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left( \frac{\nu - \nu_c}{\Delta \nu} \right)^2 \right\}, \quad (7)$$

félértékszélessége pedig:

$$\Delta \nu_D = \sqrt{4 \ln 2} \frac{\nu_c}{c} \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}. \quad (8)$$

Ennek megfelelően az erősítési együttható spektrumvonal profiljától függő alakja

$$G_D(\nu) = \frac{\pi r_e c}{\Delta \nu_D} f_{lu} \left( n_i^u \frac{g_l}{g_u} - n_i^l \right) \mathcal{F}_D(\nu) \quad (9)$$

formában fejezhető ki, és a spektrumvonal közepére ( $\nu = \nu_c$ ) a következőt kapjuk:

$$G_D(\nu_c) = \frac{\pi r_e c^2 f_{lu}}{\sqrt{4 \ln 2} \nu_c V_{th}} \left( n_i^u \frac{g_l}{g_u} - n_i^l \right), \quad (10)$$

ahol  $V_{th} = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}$  az ionok termikus sebessége. Az egyenletet hullámhosszfüggő alakra is hozhatjuk  $\lambda_c = c/\nu_c$  kapcsolat behelyettesítésével.

A röntgenlézer-sugárzás erősítési együtthatóanalízis elsődleges célja a felső gerjesztési állapotú ionok abszolút, illetve az alsó gerjesztési állapothoz viszonyított relatív sűrűségének a meghatározása. A sűrűségarányt leginkább a különböző ütközési rátakeverékek befolyásolják, emiatt a gerjesztési szintek hajlamosak egyensúlyi állapotba kerülni. Végül, az ilyen rátakeverékek akár a populációinverzió semlegesítéséhez is vezethetnek. Állandósult állapotban egy adott  $\xi$  szint populációs rátája megegyezik a depopulációs rátával:

$$\frac{\partial n_i^\xi}{\partial t} = n_e \sum_{l \neq \xi} n_i^l C_{l\xi} + \alpha \sum_{l > \xi} n_i^l P_{l\xi} A_{l\xi} - n_i^\xi \left\{ n_e \sum_{l \neq \xi} C_{l\xi} + \alpha \sum_{l > \xi} P_{l\xi} A_{l\xi} \right\} = 0. \quad (11)$$

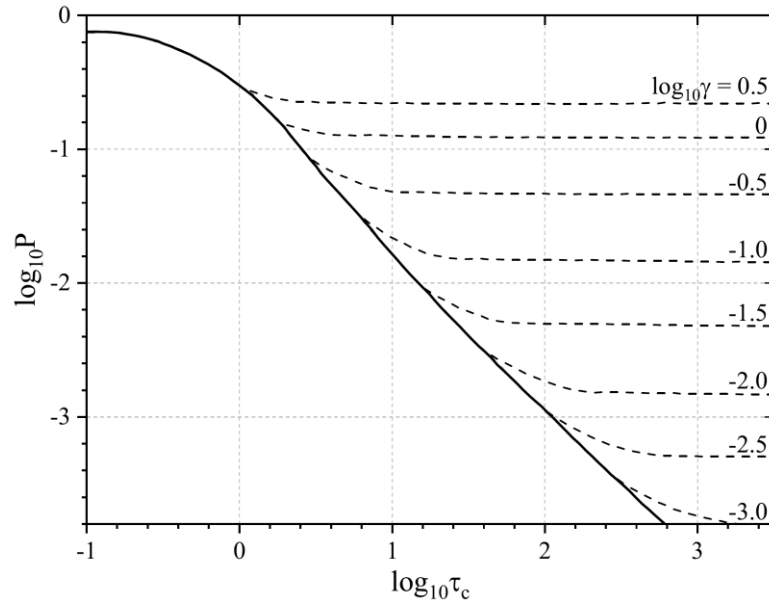


Így, adott ionizációs szinttel rendelkező ionok egy-egy gerjesztett állapotát (6. ábra) leíró balansz egyenletek egy csatolt egyenletrendszerként képeznek, ahol a spontán emisszió átmeneti valószínűségét az  $A_{i\xi}$  jelöli ( $i$  és  $\xi$  az érintett energiaszintek futóindexei).  $\alpha$  illesztési állandó (értéke:  $2,8 \cdot 10^{-3}$ ) feladata a modell érzékenységének hangolása és a kísérleti megfigyelésekhez való jobb illesztés elérése. A csatolt egyenletrendszerben az adott ionizációs szint ionsűrűségére  $n_i = \sum_{\xi} n_i^{\xi}$  kényszernek minden esetben teljesülnie kell, ami a (11) egyenletrendszerrel kiegészíti még egy egyenlettel. A fotonok menekülési faktora  $P_{i\xi}$  a sugárzási reabszorpció hatását írja le, amely kulcsfontosságú a megfelelő erősítési együttható elérése és fenntartása szempontjából. Optikailag vékony spektrumvonalak esetén a menekülési faktor értéke 1, és gyorsan csökken, ahogy a spektrumvonal közepén az opacitás  $\tau_c$  (centrális opacitás) meghaladja az 1-et. A centrális opacitás definíciója:  $\tau_c = \kappa_c d$ , és összhangban a Beer-Lambert-törvénnyel, egy statikus közeg  $d$  úthossza menti abszorpciómennyiséget határozza meg. Ennek megfelelően, a közegbe belépő nyaláb  $I_0$  intenzitása  $I$ -re csökken  $d$  vastagságú réteg megtétele után, azaz  $I = I_0 e^{-\tau_c} = I_0 e^{-\kappa_c d}$ .  $R$  sugarú kapillárisban sugárirányba mozgó inhomogén  $dr$  vastagságú plazmaréteg infinitezimális járulékaiból álló teljes opacitás a Doppler-kiszélesedett spektrumvonal közepén:

$$\tau_c = - \int_0^R G_D(\lambda_c) dr = \frac{\pi r_e c \lambda_c f_{tu}}{\sqrt{4 \ln 2}} \int_0^R \left( n_i^l - n_i^u \frac{g_l}{g_u} \right) \frac{dr}{V_{th}}, \quad (12)$$

ahol kihasználtuk a  $G_D = -\kappa_c$  kapcsolatot.

Sík plazmára meghatározott Doppler-kiszélesedett átmenetek  $P(\tau_c)$  menekülési faktora a centrális opacitás függvényében a 7. ábra szerint látható [26]. Az alsó folytonos burkoló az áramlásmentes statikus plazmára vonatkozik, míg a szaggatott görbék a nagy sebességgradiensű eltérést reprezentálják  $\gamma = \frac{1}{V_{th}} \frac{\Delta V_i^r}{\Delta \tau_c}$  formában, ahol  $V_i^r$  a plazma sugárirányú áramlási sebessége. A sugárzási csapdázás csökkenését a közeg optikai vastagságának elvékonyodása (centrális opacitás csökkenése) eredményezi, ami a nagy sebességgradiens miatti Doppler-eltolódás következménye.

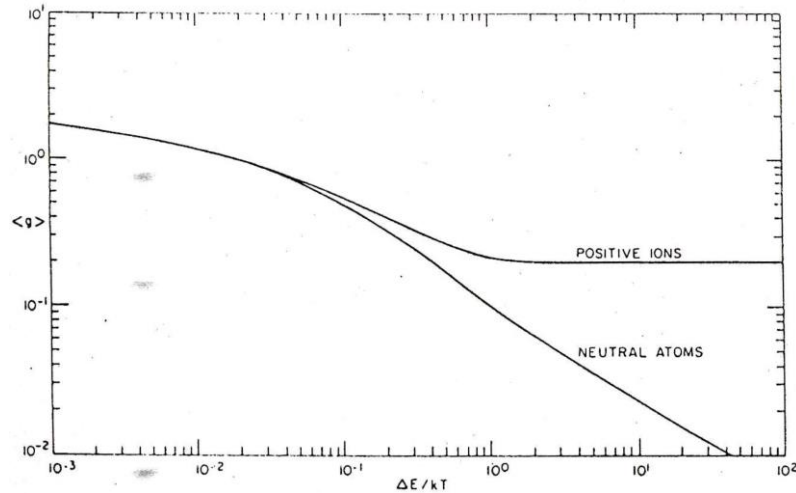


7. ábra Sík plazma Doppler-kiszélesedett átmenetek menekülési faktora a centrális opacitás  $\tau_c$  függvényében. Az alsó folytonos burkoló az áramlásmentes statikus plazmára vonatkozik, míg a szaggatott görbék a dinamikus áramlás termikus sebességgel normalizált  $\tau_c$  szerinti sebességgradiensekhez tartozó eseteket reprezentálják [26].

A  $C_{i\xi}$  együttható a rugalmatlan elektron-ion ütközéseket reprezentáló gerjesztési ( $i < \xi$ ) és legerjesztési ( $i > \xi$ ) ráta  $\text{m}^3/\text{sec}$  egységben. Ezek az átmenetek a reakció  $\sigma_{ce}^{i\xi}$  hatáskeresztmetszetével fejezhetők ki  $C_{i\xi} = \langle \sigma_{ce}^{i\xi} v_e \rangle$  alakban, ahol az átlagolás a  $T_e$  elektronhőmérsékletű plazma  $v_e$  elektronsebességek Maxwell-eloszlása szerint értendő. Ennek megfelelően a gerjesztési és legerjesztési együtthatókat a következőképpen fejezhetjük ki:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{i<\xi} = 32\pi r_B^3 \sqrt{\frac{\pi R_\infty}{3T_e}} \frac{R_\infty^2}{\hbar \Delta E_{i\xi}} f_{i\xi} \langle g_{i\xi} \rangle e^{-\frac{\Delta E_{i\xi}}{T_e}}, \\ C_{i>\xi} = C_{i<\xi} \frac{g_i}{g_\xi} e^{\frac{\Delta E_{i\xi}}{T_e}}, \end{array} \right. \quad (13)$$

ahol  $r_B = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$  a Bohr-sugár,  $R_\infty$  a Rydberg-állandó,  $g$  egy adott energiaszint statisztikai súlya,  $\Delta E_{i\xi}$  a  $i$  és a  $\xi$  energiaszintek közötti energiaátmenet,  $f_{i\xi}$  és  $\langle g_{i\xi} \rangle$  rendre az említett energiaszintek közötti oszcillátorerősség és a Maxwell-eloszlásra átlagolt effektív Gaunt-faktor (8. ábra).



8. ábra Maxwell-eloszlásra átlagolt effektív Gaunt-faktor  $\langle g \rangle$  a gerjesztési energia  $\Delta E$  és az elektronhőmérséklet  $T_e$  hányadosának függvényében [11].

### 3.1.5 Fő plazmaváltozók

Az erősítési együttható meghatározásához szükséges  $n_e$  és  $n_i$  elektron- és ionsűrűség,  $V_i^r$  sugárirányú áramlási sebesség, valamint  $T_e$  és  $T_i$  elektron- és ionhőmérséklet időbeli és térbeli alakulásának leírásához, a kutatócsoportunk által korábban kidolgozott standard, Argon atomi adataival kiegészített [27], egyfolyadékos, kéthőmérsékletű 1D magnetohidrodinamikai (MHD) modell került alkalmazásra [24], [28], [29], [30], [31]. Hengerszimmetrikus koordináta-rendszerben a modell egyenletei a következők:

$$n_e - \langle Z \rangle n_i = 0, \quad (14a)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_i^r n_i) = 0, \quad (14b)$$

$$m_i n_i \left( \frac{\partial V_i^r}{\partial t} + V_i^r \frac{\partial V_i^r}{\partial r} \right) = J_z \frac{\partial A_z}{\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \pi_{rr}) + \frac{\pi_{\varphi\varphi}}{r}, \quad (14c)$$

$$\frac{3}{2} n_e \left( \frac{\partial T_e}{\partial t} + V_i^r \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) = - \frac{p_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_i^r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_e^r) - \pi_e^{rr} \frac{\partial V_i^r}{\partial r} - \pi_e^{\varphi\varphi} \frac{V_i^r}{r} - \pi_e^{rz} \frac{\partial V_i^z}{\partial r} + Q_e, \quad (14d)$$

$$\frac{3}{2} n_i \left( \frac{\partial T_i}{\partial t} + V_i^r \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) = - \frac{p_i}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_i^r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_i^r) - \pi_i^{rr} \frac{\partial V_i^r}{\partial r} - \pi_i^{\varphi\varphi} \frac{V_i^r}{r} + Q_i, \quad (14e)$$

$$\frac{\partial J_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_i^r J_z) = \frac{e}{r m_e} \frac{\partial}{\partial r} (r \pi_{rz}), \quad (14f)$$

$$- \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) = \mu_0 J_z, \quad (14g)$$

ahol a fő plazmaváltozók:  $n_e$  és  $n_i$  – rendre az elektron- és ionsűrűség,  $V_i^r$  – az ionok sugárirányú áramlási sebessége,  $T_e$  és  $T_i$  – rendre az elektron- és ionhőmérséklet,  $V_e^z$  – az

elektronok tengelyirányú driftsebessége,  $J_z$  és  $A_z$  – rendre a tengelyirányú áramsűrűség és a vektorpotenciál. Egyéb paraméterek, mint  $\langle Z \rangle$  – ionok átlagtöltése,  $p = p_e + p_i$  – plazmanyomás,  $\pi_{\alpha\beta} = \pi_e^{\alpha\beta} + \pi_i^{\alpha\beta}$  – viszkozitási tenzor,  $q_e^r$  és  $q_i^r$  – rendre sugárirányú elektron- és ionhőáram,  $Q_e = Q_{Joule} - Q_i$  és  $Q_i = 3 \frac{m_e}{m_i} n_e v_{ei} (T_e - T_i)$  – rendre az elektron- és ionhő a fő plazmaváltozókból származtatott mennyiségek. Az elektronhőben szereplő  $Q_{Joule} = \frac{J_z^2}{\sigma}$  mennyiség a Joule hőre utal, ahol  $\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e v_{ei}}$  a plazma áramvezető képessége  $v_{ei}$  elektron-ion ütközési frekvencia mellett. A modellben a fő plazmaváltozók térbeli alakulása az Euleri áramlási térnek megfelelően van lekezelve úgy, hogy közben az olyan változók, mint az ion- és áramsűrűség, megfigyelhető makroszkopikus mennyiségekhez van kötve, azaz a következő kényszereknek kell teljesülnie:

$$n_0 = \frac{p_0}{T_0} \equiv \frac{2}{R^2} \int_0^R r n_i dr, \quad (15a)$$

$$I(t) \equiv 2\pi \int_0^R r J_z dr, \quad (15b)$$

ahol  $R$  a kapilláris sugara,  $n_0$ ,  $p_0$  és  $T_0$  rendre a részecskék kezdeti sűrűsége, nyomása és hőmérséklete, valamint  $I(t)$  a kapillárison átfolyó elektromos áram.

### 3.2 Lézerszintek pumpálása az elektronok ionokkal való rekombinációjával

A XX. század elején Thomson vetett fel egy problémát a gázkisülésekben keletkező szabad elektronok élettartamára vonatkozóan. Az elektronok és az ionok eltűnésének magyarázatához Thomson a háromtest rekombináció modelljét terjesztette elő, amely az alapja lett minden későbbi vizsgálatnak ezen a területen. A modell alap gondolata a következőképpen magyarázható: vegyünk egy plazmát, amely  $e$  szabad elektronokból,  $A^+$  pozitív ionokból és semleges részecskékből áll. Az  $A^+$  ion mezejében mozgó szabad elektron  $E$  összesített pozitív energiával rendelkezik. Ez azt jelenti, hogy az  $A^+$  ion és az  $A^+$  mezőben lévő elektron potenciális energiája  $-e^2/r$ , kinetikus energiája  $mv^2/2$  és az  $E$  teljes energia között az energiamegmaradási összefüggés érvényesül.  $mv^2/2 - e^2/r = E > 0$  (ahol  $r$  a szabad elektron távolsága az  $A^+$ -tól). Tegyük fel, hogy a szabad elektron  $A^+$ -tól  $R = e^2/E$  távolságra (ahol kezdetben  $mv^2/2 = E + e^2/R = 2E$  mozgási energiával rendelkezik) hirtelen ütközik egy harmadik  $B$  részecskével (ami lehet semleges részecske is vagy egy másik szabad elektron). Ekkor elveszíti kinetikus energiájának egy részét mégpedig oly módon, hogy a végső kinetikus energia  $E' = mv'^2/2 < E$ . Ez azt jelenti, hogy egy ilyen ütközés után  $mv'^2/2 - e^2/R = E' - E < 0$ , és így az elektron „negatív” teljes energiával fog rendelkezni, így ezt az elektront az  $A^+$  Coulomb-mezője foghatja be. Azt mondhatjuk, hogy egy elektronnak, amely ütközik egy részecskével az  $A^+$  körüli  $r = e^2/T$  (ahol  $T$  a hőmérséklet energetikai egységekben) "Thomson-sugárral" rendelkező gömb belsejében esélye van arra, hogy az  $A^+$  befogja. Ezeket a minőségi megfontolásokat Thomson felhasználta az  $A^+ + e + B$  (háromtest) rekombinációs folyamat sebességi egyenletének közelítő képlettel való levezetésére. Tekintsük Thomson nyomán a  $v^T = (T/m)^{1/2}$  termikus sebességű szabad elektronok áramlását egy  $A^+$  ionhoz képest. Az elektron befogási keresztmetszete a Thomson-folyamatban  $\pi r_T^2 w$  nagyságrendű, ahol  $w$  annak a valószínűsége, hogy az elektron valóban  $T$  nagyságrendű energiát veszít a Thomson-gömbön belül. A  $w$  valószínűség nyilvánvalóan  $r_T \delta L^{-1}$  nagyságrendű, ahol  $L$  az elektron átlagos szabad útja és  $\delta$  az elektron  $T$  nagyságrendű energiavesztésének valószínűsége egy harmadik részecskével való kettős ütközés során. Így a befogást tapasztaló elektronok  $j$  fluxusa egy  $A^+$  ionhoz:

$$j = \pi r_T^3 L^{-1} \delta v_T N_e \quad (16)$$

( $N_e$  a szabad elektronok sűrűsége) és így a szabad elektronok rekombinációjának teljes sebessége egy térfogatelemre vetítve:

$$\frac{dN_e}{dt} = -jN_+ = -\beta N_e^2 \quad (17)$$

ahol  $N_+$  az  $A^+$  ionok sűrűsége (ami megegyezik  $N_e$ -vel egy kvázineutrális plazmában) és  $\beta$  mennyiség a Thomson-féle három test rekombinációs együttható, ami felírható:

$$\beta = \pi r_T^3 v_T \delta L^{-1} \quad (18)$$

alakban. Egy enyhén ionizált egyatomos plazmában a semleges  $A$  atom játssza a harmadik részecske szerepét, amely a szabad elektron többletenergiáját elszállítja. Ebben az esetben a valószínűség:  $\delta \approx m/M$  (ahol  $m$  az elektron,  $M$  pedig az  $A$  atom tömege), míg az elektron átlagos szabad úthossza:

$$L \approx \frac{1}{\sigma} N_a \quad (19)$$

ahol  $\sigma$  az elektron rugalmas szórási keresztmetszete az  $A$  atomon,  $N_a$  pedig az  $A$  atomok sűrűsége. Ez azt jelenti, hogy a rekombinációs  $\beta$  együttható átírható a következő alakba:

$$\beta = \frac{e^6 N_a \delta \sigma}{T^{5/2} m^{1/2}} \quad (20)$$

Erősen ionizált plazmában, ahol a harmadik test szerepét szabad elektronok játsszák, az átlagos szabad út ( $\delta \approx 1$  esetén):

$$L \approx \frac{1}{r_T^2} N_a \quad (21)$$

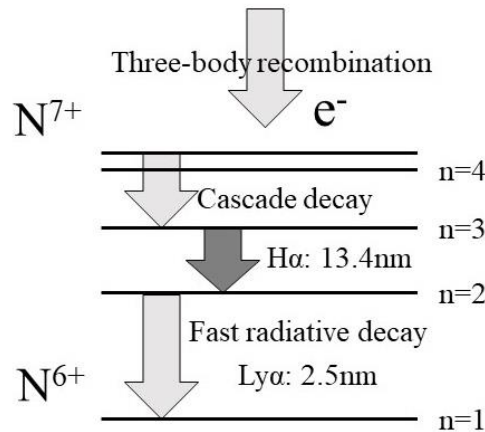
Tehát az ilyen plazmák esetében a rekombinációs együttható a következő:

$$\beta = r_T^5 v_T N_e = \frac{e^{10} N_e}{T^{9/2} m^{1/2}} \quad (22)$$

A plazmafizika fejlődésével, különösen az utóbbi két évtizedben, a háromtestes folyamatok szerepének vizsgálatának (például kapilláris kisülésű röntgenlézerekben) erősen megnőtt a jelentősége [32].

A lehetséges H-szerű N-rekombináció sémáját a 9. ábra mutatja, ahol az  $n = 2$  és  $n = 3$  főkvantumszámok között jön létre a populációinverzió. A populációinverzió ebben a konfigurációban háromtest rekombinációval jöhet létre gyorsan (néhány 10 ns alatt) lehűtött plazmában a teljesen lecsupaszított nitrogénion keletkezése után. A gyors kapilláris kisülési

séma esetében a forró és sűrű plazmaoszlopot a kapilláris belső falának felületétől a kapilláris középtengelye felé indított gyors összehúzódása (Z-pinch) hozza létre. A maximális összehúzódás után a plazmaoszlop kitágul, és az elektron hőmérséklete gyorsan (10-20 ns alatt) lehűl [33].



9. ábra Hidrogénszerű nitrogén rekombinációs séma [33]

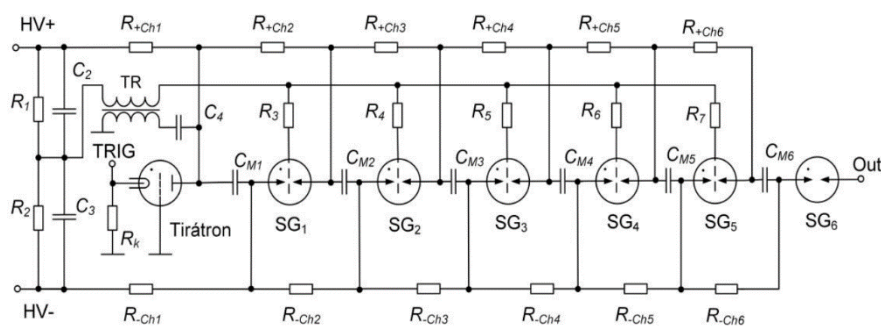
Ezeket a Z-pinch dinamikákat kihasználva - az MHD számítási eredmények és a kísérleti vizsgálatok szerint - kis ( $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$ ) jelerősítés érhető el [34]. A kisülési áram gyors csökkenése a maximális Z-pinch összehúzódás pillanata után az összehúzódott plazmára ható mágneses nyomás és a kiegészítő joule-fűtés gyors csökkenését okozza, ami a lézerezés növekedéséhez vezethet [35].

A következő részben röviden bemutatom a kapilláris kisülésű röntgenlézerek gerjesztéséhez leggyakrabban alkalmazott Marx-generátor alapú tápegységet, majd egy lehetséges alternatívát nyújtó LC inverziós gerjesztésen alapuló tápegység működését ismertetem részletesebben. A lézerműködés szempontjából kulcsfontosságú preionizációs áramkör működését is ebben a fejezetben (a fejezet végén) ismertetem. A példaként bemutatott eszközök a laboratóriumunkban jelenleg működő konstrukciók.

## 4 Kapilláris kisülésű röntgenlézer gerjesztőrendszerek

### 4.1 Marx-generátoron alapuló C-C áttöltés

A kapilláris kisülésű röntgenlézerekben gerjesztésre általában több (2-3-4... stb.) fokozatú Marx-generátorokat alkalmaznak. Ezek a Marx-generátorok eredetileg fúziós kísérletekhez tervezett, jellemzően 0,2-1 MV feszültségtartományon működő berendezések, amelyekben az elérhető csúcsáram a fokozatok számától és a kondenzátorok feltöltöttségének mértékétől függ. Az általunk használt (és a kategóriájában egyébként alacsony feszültségűnek számító) hatfokozatú Marx-generátort Prof. Szatmári Sándor és kutatócsoportja építették Szegeden 2006-ban. Ennek a Marx-generátornak az egyszerűsített kapcsolási rajzát a 10. ábra szemlélteti.



10. ábra Marx-generátor egyszerűsített kapcsolási rajz

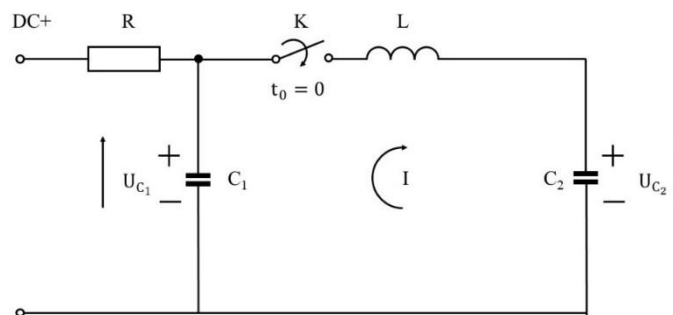
A Marx-generátor összesen 6 db egyenként maximálisan 40 kV-ra feltölthető 36 nF kapacitású kondenzátort ( $C_{M1}$ - $C_{M6}$ ) tartalmaz. A feltöltéshez egy DC tápegység szolgál, ami 0-20 kV feszültség előállítására képes. A töltőágban minden kondenzátorhoz nagyteljesítményű (0,005 M-os koncentrációjú  $\text{CuSO}_4$ ) folyadékellenállások tartoznak egyenként 25 k $\Omega$  ellenállással (felső ágban:  $R_{+Ch1}$ - $R_{+Ch6}$  és alsó ágban:  $R_{-Ch1}$ - $R_{-Ch6}$ ). A  $C_{M1}$  kondenzátor pozitív fegyverzete a földelt rácsú tirátron anódjához kapcsolódik. A tirátron a katódra kapcsolt pozitív feszültséggel alaphelyzetben zárt. A negatív indítóimpulzus a DC tápegységből érkezik, melyet egy külső vezérlőjel indít el a TRIG ponton. A kondenzátorok között Maxwell gyártmányú, gáztöltésű szikraközök vannak (SG1-SG6), melyek segédelektrodával vannak szerelve kivéve az utolsó fokozatot ahol (az SG1-SG5 átütések során felsokszorozódott ~200 kV miatt) már nincs szükség a segédelektrodára. A segédelektrodák  $\text{CuSO}_4$  oldattal feltöltött csőszakaszokon



(folyadék-ellenálláson) keresztül ( $R_3$ - $R_7$ ) egy közös pontban kapcsolódnak a triggerjelet biztosító transzformátor (TR) szekunder tekercsére. Az indítótranszformátor primer impulzusát  $C_4$  kondenzátor szolgáltatja, amely a tirátron anódjára van kapcsolva. A Marx-generátor indításához minimum  $1 \mu\text{s}$  szélességű (ns-os felfutású) impulzus szükséges, amelynek felfutó éle egy negatív impulzust ad a tirátron katódjára, ami az első kondenzátor pozitív fegyverzetét földre zárja. Mindeközben  $C_4$  kondenzátor a (TR) transzformátor primer tekercsére sül ki és a szekunder oldalon megjelenő feszültségimpulzus a szikraközök potenciálviszonyait megváltoztatja, így azok átütve az energiatároló ( $C_{M1}$ - $C_{M6}$ ) kondenzátorokat sorba kapcsolják. A Marx-generátor kimenetén negatív irányú feszültség jelenik meg az indítójeltől számított 400-500 ns elteltével. A Marx-generátort C-C áttöltési módban szokás használni, a saját rendszerünk esetén egy korlátozó (lassító) induktivitáson át szikraközzel kapcsolódik egy állítható (7-10 nF) kapacitású un. peaking kondenzátorhoz. Az így kialakított kisülési kör gyors, alacsony induktivitású, amellyel a kapillárisban elérhető gerjesztési áram csúcserőértéke  $\sim 22 \text{ kA}$ , a félperiódusának hossza  $\sim 150 \text{ ns}$ .

## 4.2 Mágneskapcsolóval ellátott LC-inverziós impulzus tápegységek

A nagyáramú és gyors impulzusok előállításának egy másik lehetséges módja az LC inverzió alapuló tápegységek alkalmazása. Nagyteljesítményű, impulzus üzemű áramforrásokban az egyenáramú áramforrásból származó energiát általában több lépcsőben, köztes tárolókon keresztül alakítják impulzussá. Ezek az impulzus üzemű áramforrások jellemzően az ún. C-C áttöltési sémát alkalmazzák, amit rezonáns áttöltésnek is szokás nevezni (11. ábra).



11. ábra C-C áttöltésen alapuló áramköri kapcsolás

A fenti áramkörben egy egyenáramú áramforrás tölti fel  $C_1$  kondenzátort egy adott feszültségértékre. Amikor  $K$  kapcsolót  $t = 0$  időpillanatban zárjuk, akkor a  $C_1$  kondenzátorban tárolt energia az  $L$  induktivitáson keresztül a  $C_2$  kondenzátorba töltődik át. Az áramkörben folyó áram jó közelítéssel szinuszosnak tekinthető, ahol a veszteségeket elhanyagolva az áram időbeli alakulása az alábbi képlettel írható fel:

$$I(t) = I_0 \sin \omega t. \quad (23)$$

Az egyenletben szereplő  $\omega$  a körfrekvencia:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_T C_T}}, \quad (24)$$

ahol  $L_T$  a rendszer össz induktivitása és  $C_T$  az össz kapacitása. Az össz kapacitás kiszámítható a

$$C_T = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \quad (25)$$

egyenlet segítségével. Az elérhető maximális áram a következő egyenlettel írható fel:

$$I_{max} = U_{max} \sqrt{\frac{C_T}{L_T}} \quad (26)$$

$C_1$  és  $C_2$  kondenzátorokon megjelenő ( $U_{C_1}, U_{C_2}$ ) feszültségeket felírhatjuk:

$$U_{C_1}(t) = U_{max} \left[ 1 - \frac{C_2}{C_1 + C_2} (1 - \cos \omega t) \right] \quad (27)$$

és

$$U_{C_2}(t) = U_{max} \left[ \frac{C_2}{C_1 + C_2} (1 - \cos \omega t) \right] \quad (28)$$

egyenletek segítségével. A rezgés periódusideje:

$$T = 2\pi \sqrt{L_T C_T} \quad (29)$$

A C-C áttöltési sémán alapuló kapcsolásokra jellemző fontos mennyiség az energiáttranszfer.

Ezt a következő integrál segítségével számíthatjuk ki:

$$E_T = \int_0^{T/2} I(t)U(t)dt \quad (30)$$

A rezgés periódusidejét megadó (29) egyenletet felhasználva a teljes kapacitásra kapjuk:

$$C_T = \frac{1}{L_T} \left( \frac{T}{2\pi} \right)^2, \quad (31)$$

továbbá a maximális áram is felírható a következő képpen:

$$I_{max} = \frac{U_{max} T}{2\pi L_T}. \quad (32)$$

Az átalakításokat felhasználva a maximális energiáttranszfer tehát megadható:

$$E_T = \left( \frac{U_{max} T}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{L_T} \int_0^{\pi/\omega} \sin \omega t (1 - \cos \omega t) dt \quad (33)$$

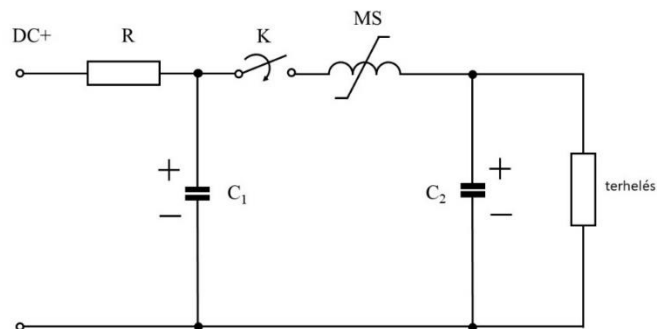
vagy egyszerűbben a következő alakban:

$$E_T = \left( \frac{U_{max} T}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{L_T}. \quad (34)$$

A C-C áttöltés hatásfoka tehát a rendszer teljes induktivitásának ( $L_T$ ) csökkentésével javítható, más szóval az áramköri elemeket úgy kell méretezni, hogy azok a lehető legkisebb induktivitással rendelkezzenek.

Belátható, hogy amennyiben eltekintünk a veszteségektől,  $C_1 = C_2$  esetén a  $C_1$  kondenzátorban tárolt energia 100%-ban  $C_2$ -be juttatható. Ezekben a rendszerekben azonban jellemzően nem az energiatranszfer maximalizálása a cél, hanem  $C_1$  kondenzátort amennyiben úgy választjuk meg, hogy  $C_1 \gg C_2$ , akkor  $C_2$  kondenzátoron megjelenő feszültség  $\sim 2U_{C_1}$  lesz, tehát így módon feszültség kétszerezés érhető el.

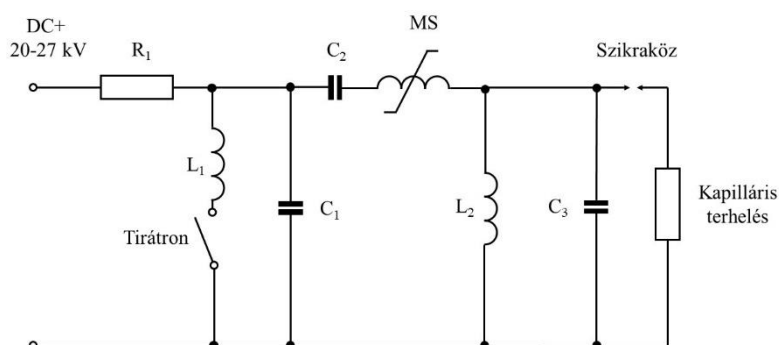
A 12. ábra egy olyan áramkört ábrázol, melyben telítődő mágneskapcsoló kerül alkalmazásra, továbbá terhelés is szerepel benne. Az áramkörben (K) kapcsolóként jelölt elem rendszerint a gyakorlatban egy szikraközt vagy tirátront jelent.  $C_1$  kondenzátor energiátároló míg  $C_2$  un. peaking kondenzátor. A K kapcsolóelemen maximálisan átfolyó áramot az MS-el jelölt mágneskapcsoló korlátozza. A kapcsolás (időben) akkor tekinthető ideálisnak, amikor az a  $C_1$  kondenzátoron megjelenő feszültség maximumánál történik. Ha a rendszerben nem lennének jelen ohmos veszteségek, akkor a kapcsolás hatásfoka 100%-os lenne, ekkor  $C_2$  kondenzátoron és a terhelésen megjelenő feszültség megegyeznének.



12. ábra Rezonáns áttöltés telítődő mágneskapcsolóval.

Az MSC (Magnetic Switch Control) alkalmazása lehetővé teszi, hogy a rezgőkörök tulajdonságait optimálisan alakíthassuk. Az optimálisan kialakított LC inverziós áramkörrel elkerülhető, hogy a tirátronra eső feszültség (és a rajta átfolyó áram) a tirátron határértékeit

meghaladják, illetve az áramkörök mágneskapcsolóval történő elválasztásnak köszönhetően a terhelés kis impedanciás, gyors áramkörrel táplálható. A következőkben ismertetem az általunk alkalmazott mágneskapcsolóval ellátott, impulzus-üzemű tápegység működését.



13. ábra Mágneskapcsolóval ellátott LC inverziós kör kapilláris kisülés létrehozására.

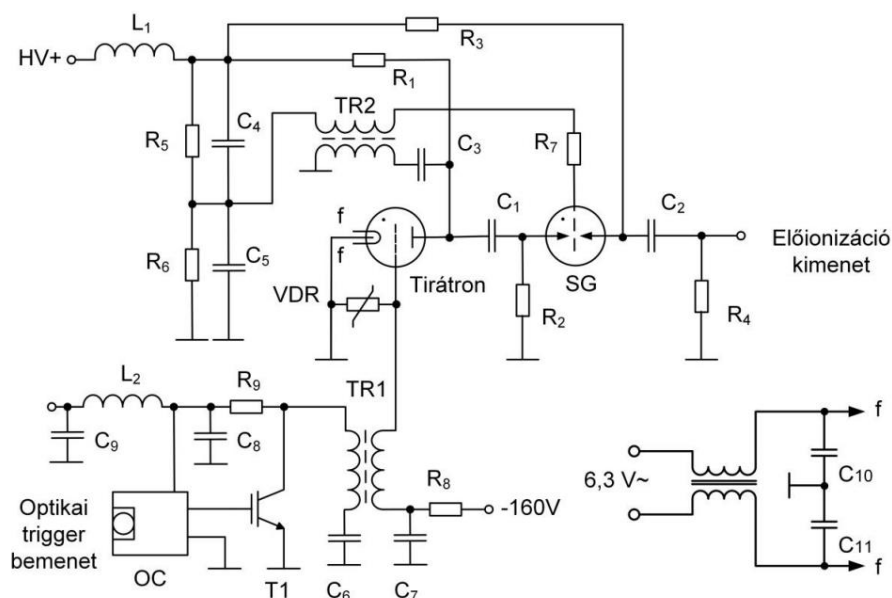
A (13. ábra) DC+ jelölésű nagyfeszültségű tápegység  $R_1$  zavarcsűrő ellenálláson és  $L_1$  (az áramköri elemeket alkotó saját) induktivitáson keresztül először feltölti  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorokat a tápegység vezérlőjén beállított feszültség értékre. Itt  $C_2$  kondenzátor „fordított bekötésű”. Amikor a tirátront zárt állapotba hozzuk (a vezérlőrácsra adott indítójel segítségével) az  $L_1$ ,  $C_1$  és a tiratron által alkotott rezgőkörben egy elektromos rezgés alakul ki, miközben MS mágneskapcsoló nyitott állapotban van.  $C_2$  kondenzátor permanensen  $U_{C_2} = -25$  kV feszültségen (ún. lebegőpotenciálon) lesz. Ehhez a lebegőpotenciálhoz képest a  $C_1$  kondenzátor feszültsége előjelesen oszcillál. A mágneskapcsoló olyan hiszterézis karakterisztikával rendelkezik, hogy a benne lévő speciális vasmag telítődése akkor következzen be, amikor  $C_1$  és  $C_2$  feszültségértéke a maximális feszültségérték  $-1$  szeresét éri el. A mágneskapcsoló vasmagjának telítődésekor, azaz a kapcsolás pillanatában  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorok sorba kapcsolódnak, és a mágneskapcsolón keresztül elkezdik feltölteni  $C_3$  peaking kondenzátort ( $U_{C_1} + U_{C_2}$  feszültségre). Az  $L_2$  induktivitás feladata, hogy (kvázi) rövidzárat létesítsen, s így a gerjesztő feszültségimpulzus kezdeti, kis meredekségű szakaszának (előváll) a szikraközre jutását megakadályozza, ugyanakkor a gyors felfutású áramimpulzusokat nem akadályozza. Gázkisülésű terhelések esetén ez azért nagyon fontos, mert az előváll alkalmas arra, hogy preparálja a szikraköz körüli elektromos teret, ami azt a

negatív hatást eredményezheti, hogy a szikraköz túl korán (maximális feszültség érték elérése előtt) út át. Az áramköri elemek helyes megválasztásával (a gyors kisülési kör és a terhelés impedanciájának illesztésével) elérhető, hogy a kisülés során a gerjesztés nagyon jó hatásfokkal történjen. Ekkor az ún. reflexiós veszteségek (amikor az energia nagyobbik része csak oszcillál a rendszerben) minimálisra csökkenthetők, így néhány periódusban az energia elnyelődik a terhelésen.

### 4.3 Preionizációs áramkör

A gyakorlatban a kapilláris kisülésű röntgenlézerekben elengedhetetlen az aktív közeg előionizálása a megfelelően homogén plazmaállapot eléréséhez még a főkisülés előtt [2], [36]. Ehhez rendszerint (viszonylag alacsony) 20-50 A és (relative hosszú) 1-10  $\mu$ s áramimpulzus szükséges. Kutatócsoportunk korábban beszámolt arról, hogy külső preionizációs áramkör esetén is megvalósítható az előionizáció, azonban ehhez egyedi geometriai kialakítás szükséges, így nem alkalmazható olyan széles körben, mint a külső előionizáló áramkörök [37].

Az általunk kifejlesztett preionizációs egység széles (0,1-0,5 m) hossztartományban használt kapillárisokhoz lett tervezve, így a preionizációs egység 0-40 kV feszültségű impulzusokat képes előállítani. A preionizáció megvalósításának egyik legnagyobb nehézsége, hogy a főkisülés áramának nem szabad visszajutnia az előionizációs egységbe, ugyanis ez egyrészt rontja a kapillárisban a gerjesztés hatásfokát, másrészt a preionizációs áramkört károsíthatja. A tervezés során így különös gondot kellett fordítani a zavarszűrésre, árnyékolásra, a nullapotenciálú, illetve földelt pontok megválasztására, összekötésére. Így esetünkben a 14. ábra szerinti kapcsolási rajz alapján lett megépítve az egység.



14. ábra Preionizációs egység kapcsolási rajz.

HV+ és a testponton 0-20 kV feszültség tartományon szabályozható tápegység csatlakozik az egységhez. Elrendezésében így egy kétfokozatú Marx-generátorhoz nagyon hasonló felépítésű rendszert kapunk, amiben  $R_1 = R_3 = 10 \text{ M}\Omega$  ellenállásokon, és a kis ellenállású, nagy feszültségtűrésű munkaellenállásokon ( $R_2 = 66 \text{ k}\Omega$ ,  $R_4 = 18 \text{ k}\Omega$ ) keresztül a  $C_1$ ,  $C_2$  kondenzátorok ( $2 \times 6,8 \text{ nF}$ ) töltődnek fel. A földelt katódú üzemben működő tirátron a negatív lezárófeszültséget az  $R_8$  ellenálláson keresztül kapja. Külön hálózati transzformátor biztosítja a tirátron fűtő és rezervoárfeszültségét. A triggereléshez optikai szálon érkező (legalább  $1 \mu\text{s}$  hosszú) vezérlő fényimpulzust használunk, melyet egy külső impulzus generátor állít elő több lépcsőben, analóg-optikai átalakítón keresztül. A tirátron nyitásával egyidejűleg a  $C_3$  kondenzátornak a TR2 transzformátoron történő kisülésével impulzust kap, így a szikraköz begyűjt. A kimeneten a  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorok feszültségének összege jelenik meg, amely megközelítőleg a tápegységen beállított feszültség kétszerese.

A preionizációs impulzus amplitúdója a külső tápegység feszültségével 20-40 kV között állítható, szélessége  $3,4 \mu\text{s}$ .

A preionizációs egység egy folyadékellenálláson keresztül kapcsolódik a kapilláris elektródájára. Az előionizációs ellenállás  $\text{CuSO}_4$  oldatot tartalmaz, amelynek koncentrációjával és a cső hosszával az ellenállás széles határok között változtatható. A kutatócsoportok

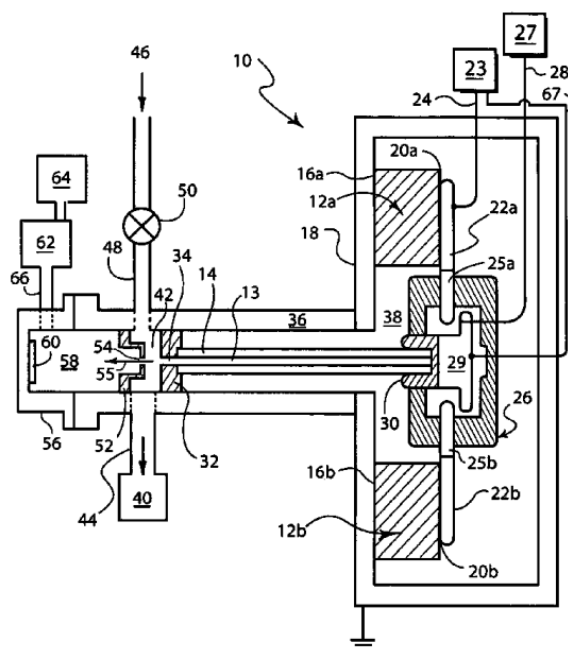
gyakorlatban általában  $\sim 20\text{-}40$  A amplitúdójú preionizációs impulzust alkalmaznak. A preionizációs egységet jelenleg  $C_1 - SG - C_2$  feszültségkészszerző áramkör nélkül (R-C módban) használjuk, ahol a lézercsőre 1 db  $36$  nF kapacitású kondenzátort sűtünk ki  $R_{pre} \sim 1000 \Omega$  ellenálláson keresztül. Így a preionizációs impulzusunk jelenleg  $20$  kV feszültség mellett  $\sim 20$  A amplitúdójú  $50 \mu\text{s}$  időbeli lefutású. Az ilyen „hosszú” preionizáció alkalmazásának az volt az oka, hogy legújabb kutatásainkban kezdetben a főkisülés  $1\text{-}10 \mu\text{s}$ -os tartományú jitterrel rendelkezett.

A következő részben röviden bemutatom a tématerületen kutató (ismert) csoportok kísérleti módszereit és jelenlegi kutatási irányait.

## 5 Kapilláris kisülésű röntgenlézer kutatócsoportok a világban

### 5.1 Amerikai kutatócsoport (Rocca-csoport)

Ahogy a bevezetőben is ismertettem már Rocca nevéhez fűződik az első kapilláris kisülésű lágyröntgen lézer (15. ábra) megépítése és szabadalma [38], [39].

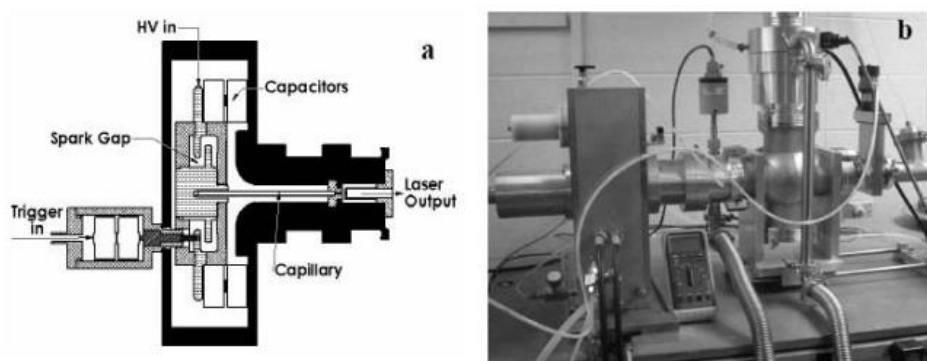


15. ábra Rocca féle első kapilláris kisülésű lágyröntgen lézer szabadalom [39]



A kutatócsoportok (köztük mi is) ennek a rendszernek a másolatát építették meg a 2000-es évek első évtizedében és ezekkel a rendszerekkel végezték kísérleteiket.

2005-ben Rocca és kutatócsoportja először a világon képes volt 100 kV feszültség alatt működő kapilláris kisülésű lágyröntgen lézert megalkotni [40]. A berendezés relative alacsony (80-90 kV) feszültségen működik, ~10 Hz ismétlési frekvenciájú és valóban asztali méretűnek tekinthető (16. ábra).

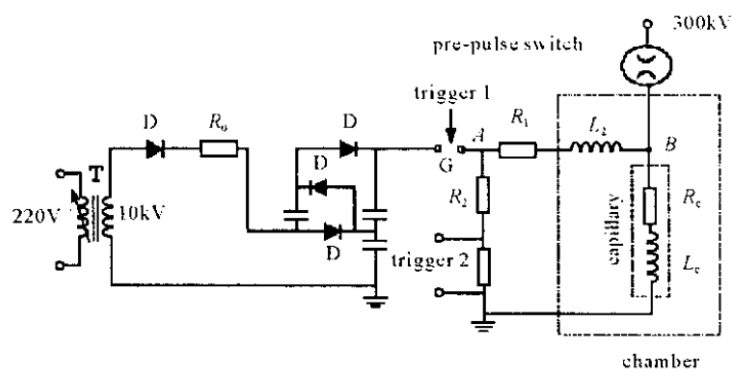


16. ábra Rocca-féle asztali méretű kapilláris röntgenlézer [40].

Újabb generációs (jelentősebb) kapilláris kisülésű lágyröntgen lézereket ezután már nem készített a kutatócsoport, 2016-tól kezdve inkább a félvezető lézeres pumpálási technológiák irányába tértek át, ahol a magasabb ~100 Hz ismétlési frekvenciákat célozták meg [41].

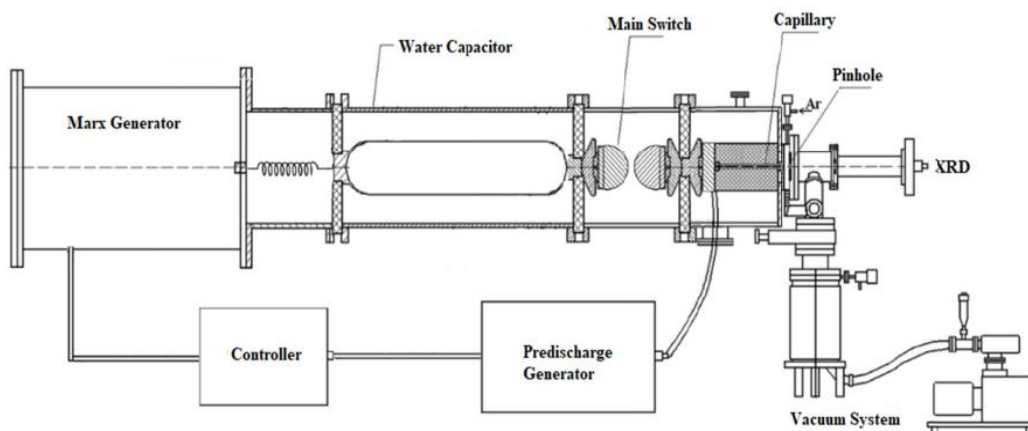
## 5.2 Kínai kutatócsoport

A Kínai csoport 2004-ben mutatta be először saját kapilláris kisülésű lágyröntgen lézer rendszerét, melyről akkori közleményükben egy sematikus kapcsolási rajzot közöltek 17. ábra [42].



17. ábra Kínai kutatócsoport első kapilláris kisülésű lágyröntgen lézérének kapcsolási rajza [42].

A csoport rendkívül aktívnak mondható, hiszen a legtöbb olyan kísérlet, amelyben változtak a főbb paraméterek (pl. kapilláris hossz és belső átmérő, kezdeti Ar gáznyomás, preionizációs impulzus amplitúdója és hossza, stb.) az ő nevükhöz fűződik [43], [44], [45].



18. ábra Kínai csoport kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerrendszerének sematikus ábrája [46].

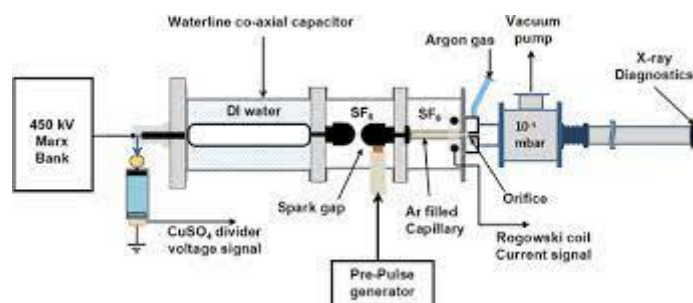
A Kínai csoport nevéhez fűződik továbbá a 69,8 nm-es 3p 3P2 - 3s 1P1 (J=2-1) átmenet, másnéven „C-vonal” demonstrációja is. Ugyan Rocca figyelte meg először a 69,8 nm-es vonalat, azonban az intenzitása rendkívül alacsony volt, így az akkori mérések során nem sikerült az eredményt validálni [47]. 2011-ben a kínai kutatócsoport bizonyította hitelt

érdemlően először a 69,8 nm-es vonalat kísérletileg. Rocca korai vizsgálatában helyesen feltételezett erősítési tényező valóban alacsony ( $0,34 \text{ cm}^{-1}$ ) mértékű volt. A kínaiak 35 cm hosszúságú és 3 mm belső átmérőjű kapillárist alkalmaztak, melyet 0,11 mbar nyomású argon gázzal töltöttek fel. A gerjesztéshez 12 kA nagyságú 43 ns felfutású áramimpulzust használtak [48].

A csoport jelenleg a fent bemutatott lézerrendszerük (18. ábra) segítségével a 46,9 nm-es vonal multiciklusú vizsgálatával foglalkozik, amihez SiC tükröket használnak rezonátorként [49].

### 5.3 Malajziai kutatócsoport

C.A. Twan és munkatársai 2007-ban publikálták saját rendszerüket [50].

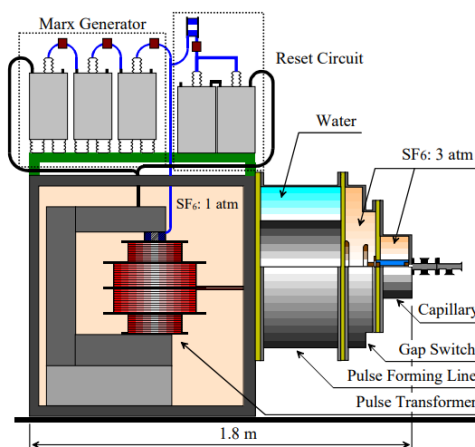


19. ábra Malajziai kutatócsoport által megépített kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerrendszer [50].

Kísérletükben négyfokozatú Marx-generátort használtak, amely 150-450 kV feszültség tartományon működik. Az így létrehozott áramimpulzus 9-21 kA amplitúdójú és 80 ns félperiódusú. Kísérletükben 20 cm hosszúságú és 3 mm belső átmérőjű kerámia kapillárist használtak, ahol a lézerműködést (46,9 nm-en) 0,14 - 0,38 mbar kezdeti Ar gáz nyomástartományon figyelték meg [51]. A kutatócsoport az utóbbi időben (elmúlt 15 év) kísérleti eredményeket már nem publikált. Azonban elméleti (szimulációs) eredmények közül egy figyelemre méltó 2012-ben megjelent publikációjukban bemutatták egyfolyadékos, kéthőmérsékletű, saját fejlesztésű MHD modelljüket [52].

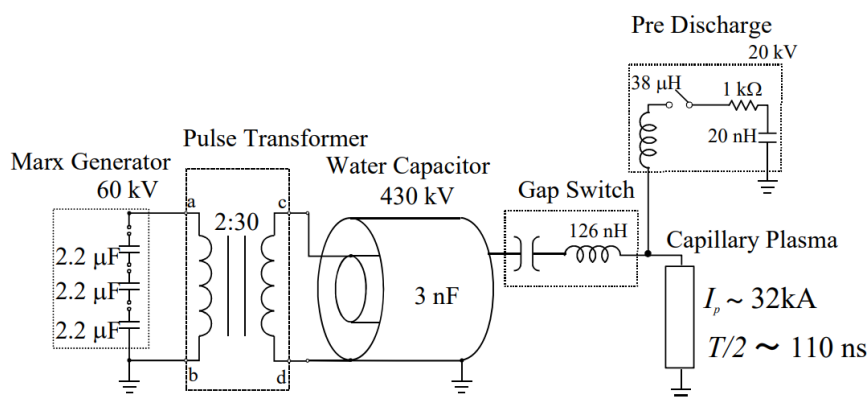
### 5.4 Japán kutatócsoport

Y. Hayashi és munkatársai 2005-ben mutatták be saját kapilláris kisülésű röntgenlézerüket (20. ábra). Kísérletükben 20 cm hosszúságú kerámia kapillárist használtak 3 mm-es belső átmérővel. 0,26-1 mbar kezdeti Ar gáz nyomástartományon, 22,8 kA és 28,7 kA csúcáram között figyelték meg a lézerműködést [53].



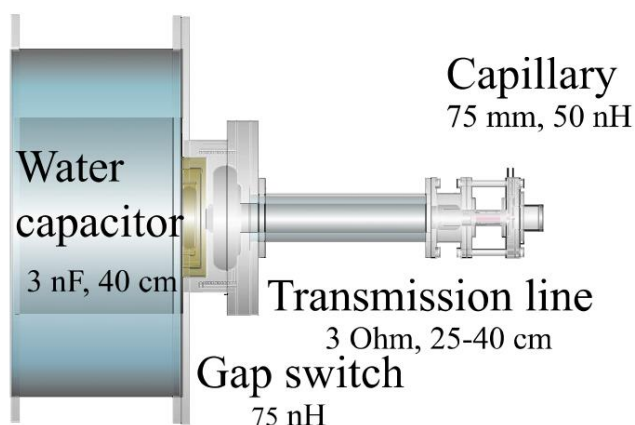
20. ábra Japán rendszer sematikus ábra [54].

Ez a rendszer egy 3 lépcsős gerjesztési technikát alkalmazott. A 3 fokozatú Marx generátor segítségével egy 2:30-átételű auto-transzformátoron át töltöttek fel egy 3 nF kapacitású víz dielektrikumú kondenzátort  $\sim 430$  kV feszültségre. A gyors kisülésű kört a vízkondenzátor és a kapilláris alkotta, amiket egy alacsony induktivitású (SF6 gázzal feltöltött) szikraköz kapcsolt össze. Az általuk alkalmazott gerjesztőrendszer segítségével a kapillárison 32 kA amplitúdójú és 100 ns félperiódusú áramimpulzusokat tudtak létrehozni. A rendszer része továbbá egy külső preionizációs egység is, amely a kapillárisban néhány 10 A amplitúdójú előionizáló impulzusokat volt képes létrehozni. A berendezéssel az  $\text{Ar}^{+8}$  46,9 nm-es átmenetét vizsgálták. A kutatócsoport már ekkor felvetette a lehetőségét a rekombinációs gerjesztésnek, mellyel a rövidebb (13,4 nm) hullámhosszúságú lézerműködés is elérhető [55].



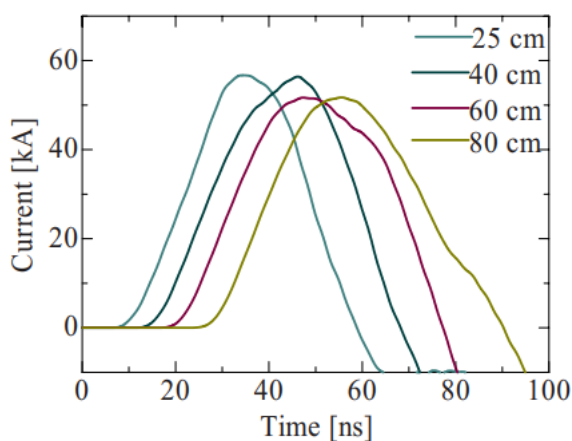
21. ábra Japán ionizációs gerjesztési sémán alapuló rendszer kapcsolási rajza [55].

A Japán csoport dolgozta ki azt az eljárást is, amiben a gerjesztő impulzus formálásával elérhető a kapilláris Z-pinch plazma gyors hűtése, ezzel megvalósítható a rekombinációs gerjesztés is [33].



22. ábra Rekombinációs gerjesztésű röntgenlézer kísérleti elrendezés [33].

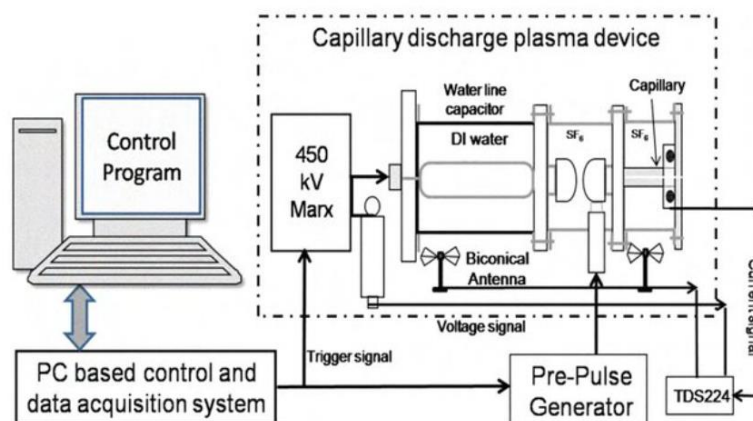
A 22. ábra mutatja kísérleti elrendezésüket, ahol az ún. „transmission line” hosszának változtatásával képesek különböző lefutási meredekségű „háromszög” áramkarakterisztikákat előállítani, ami így ideális a plazma gyors hűtésére (23. ábra).



23. ábra Rekombinációs gerjesztéshez kísérletben használt „háromszög” áramkarakterisztikák különböző hosszúságú (pulse-forming) „transmission line” beállításokkal [33].

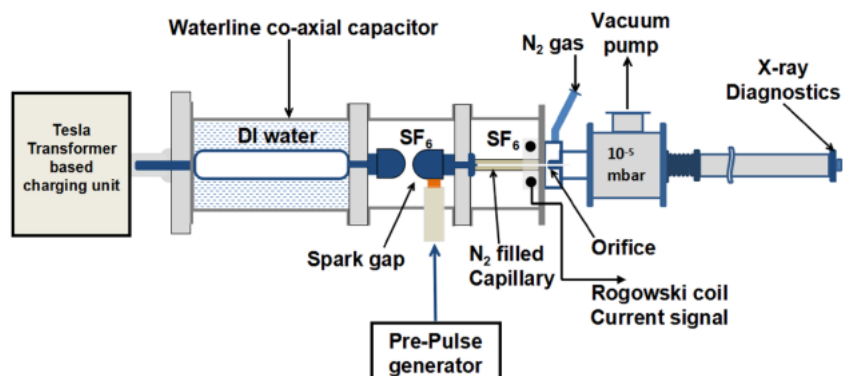
### 5.5 Indiai kutatócsoport

Mishra és munkatársai 2008-ban publikáltak először a saját rendszerükről (24. ábra) [56]. Marx generátor segítségével 100-450 kV gerjesztőfeszültség mellett 10-40 kA amplitúdójú 50 ns felfutású áramimpulzusokat hoztak létre. Kísérletükben 15 cm hosszúságú és 2,8 mm belső átmérőjű kerámia kapillárisokat használtak [56].



24. ábra Indiai kutatócsoport kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerrendszer [56].

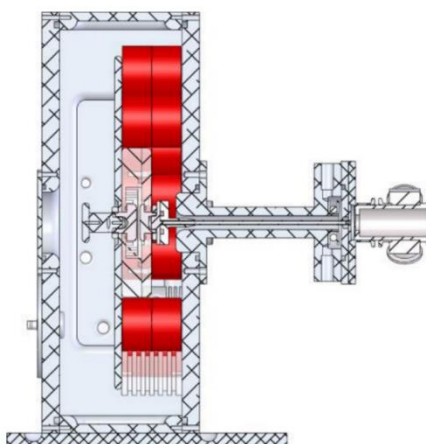
2017-ben ők is egy rekombinációs pumpálású rendszert mutattak be, ahol a 13,4 nm-es vonal elérését tűzték ki célul (25. ábra). Kísérletükben a területen kifejezetten magasnak számító ~95 kA amplitúdójú, gyors (45 ns félperiódusú) áramimpulzusokat hoztak létre 9,6 cm hosszúságú és 2,8 mm belső átmérőjű kapillárisokban. [57].



25. ábra Indiai kutatócsoport rekombinációs pumpálású rendszere [57].

### 5.6 Cseh kutatócsoport

A csoport 2009-ben mutatta be először saját rendszerét, amelyet a Rocca-féle (100 kV alatti) rendszer szerint építettek meg (26. ábra). Ezzel az eszközzel 46,9 nm-es vonalon tudtak elérni lézerműködést [58]. A rendszert aztán később módosították és 2011-ben már sikeresen megfigyelték a 2,88 nm-es vonalat és a többszörös Z-pinch jelenséget [59].



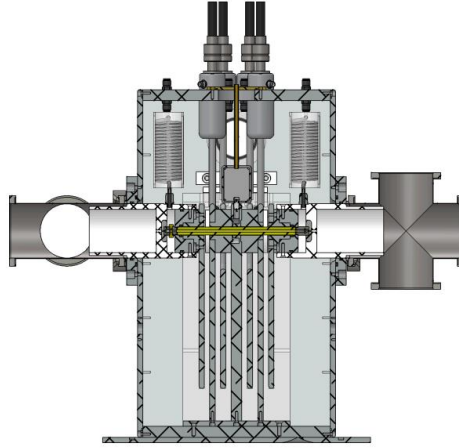
26. ábra Cseh kutatócsoport első kapilláris röntgenlézer rendszerének sematikus ábrája [58].

Az optimalizált rendszerrel ezután diagnosztikai kutatásokat végeztek és egy 2020-ban megjelent tanulmányukban mikroszkópiás alkalmazást mutattak be [60].

2013-tól (hasonlóan a Japán és Indiai kutatócsoportokhoz) rekombinációs gerjesztéssel a 13,4 nm-es vonal vizsgálatát tűzték ki célul. Erre a célra már egy új (teljesen saját tervezésű)



rendszert építettek a meglévő tapasztalataik alapján (27. ábra). Az új (mai napig használatban lévő) rendszerrel impulzus kompresszió segítségével 40 kA amplitúdójú ~150 ns félperiódusú áramimpulzusokat képesek létrehozni 22 cm hosszúságú kerámia kapillárisokban [61].



27. ábra Cseh csoport jelenlegi lézer rekombinációs gerjesztésére optimalizált rendszerének sematikus ábrája [61].

Egy 2021-es (elméleti) tanulmányukban a lézer rekombinációs gerjesztését ismertették a hidrogénszerű nitrogén átmeneteinél [62].

## 6 Motiváció és célkitűzés

Az előző fejezetekben bemutattam, hogy manapság a világban kapilláris kisülésű röntgenlézer rendszerekkel milyen jellegű alap kutatások folynak. Azt mondhatjuk, hogy jelenleg kevés kutatócsoport dolgozik ezen a területen. Ez részben talán annak köszönhető, hogy mára a nagyfeszültségű (nitrogén és excimer) lézereket szinte teljesen kiszorították a félvezető alapú technológiák, így egyre kevesebb egyetem (kutatóintézet) rendelkezik nagyfeszültségű lézerek terén megszerzett tapasztalattal és kiépült infrastruktúrával. Másrészt a mai napig nincsenek széles körben elérhető és gyakorlatban praktikusan alkalmazható kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerforrások. Az elmúlt közel 30 év során a kutatócsoportok a legtöbb technikai problémát már megoldották, így ahhoz, hogy a területen új, szignifikáns eredményeket lehessen bemutatni fundamentális problémákhoz kell visszanyúlni. Ilyenek pl. hullámhossz további csökkentése, aktív közeg hosszának jelentős mértékű kiterjesztése (rezonátorokkal vagy még hosszabb kapillárisokkal) és a miniatürizálás. Ez utóbbi legnagyobb akadálya a még mindig rendkívül nagy (0,2-1 MV) feszültségű gerjesztőrendszerek alkalmazása. Figyelembe véve a jelenlegi kutatási lehetőségeket a következő célkitűzéseket fogalmaztam meg:

Célkitűzésem volt, hogy:

- kísérletileg megvizsgáljam az alacsony áramú kapilláris kisülésű röntgenlézerek gerjesztésének és asztali méretű rendszerek megvalósításának egy alternatív lehetőségét.
- lézerműködést érjek el  $< 10$  kA amplitúdójú gerjesztőárammal egy nem Marx-generátoros gerjesztőrendszer segítségével.
- megvizsgáljam extrém ( $\sim 1$  m) hosszú kapillárisokban létrehozott Z-pinch kisülések lehetőségét, lézerműködés elérése céljából (közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel).
- megalkossam azt a kísérleti elrendezést, amelyben lehetséges alacsony ( $< 50$  kV) feszültséggel, Marx-generátor nélkül lézerműködést megvalósítani 46,9 nm-en.

## 7 Eredmények

### 7.1 Impulzus transzformátorral szerelt tápegység

Az impulzus-transzformátorok előnye a kompaktság a hosszú élettartam és a karbantartás mentesség, ezáltal fontos kihívók lehetnek a nagyfeszültségű Marx-generátorok számára. Impulzus-transzformátorokkal jó hatásfokkal lehet előállítani nagyfeszültségű és (relatív) nagyáramú kisüléseket [63]. Kapilláris kisülések létrehozására is sikeresen használtak már ilyen impulzus-transzformátorokat, azonban ezekben a kísérletekben nem a lézerműködés elérése volt a motiváció [64]. Azokban a rendszerekben, ahol impulzus-transzformátort használtak kapilláris kisülésű röntgenlézerek megvalósítására, hibrid rendszereket készítettek [54], [65]. „Tisztán” impulzus transzformátorral (ahol nem egy köztes energiatárolóként alkalmazzák) azonban a mai napig nem sikerült senkinek működő kapilláris kisülésű röntgenlézert megépítenie.

A SZTE-en 2017-ben készült el egy speciális (eredetileg excimer lézer röntgen preionizációra tervezett) impulzus transzformátoros tápegység, amelynek alkalmazási lehetősége röntgenlézerekben felkeltette a (SZTE és PTE) kutatócsoportok érdeklődését. Így egy közös együttműködés keretében a tápegység 2018 elején került Pécsre, ahol kutatócsoportunk elkezdte a kutatásokat a berendezéssel. Ebben a kutatásunkban motivációnk volt, hogy a Japán kutatócsoporthoz hasonlóan alacsony ( $< 10$  kA) amplitúdójú áramimpulzusokkal érjünk el lézerműködést [66]. A rendszer kifejezetten alacsony áramú Z-pinch plazma létrehozására egy kézenfekvő alternatíva a Marx-generátoros rendszerek mellett.

Az impulzus-transzformátoros tápegység tervezése során célkitűzés volt, hogy a transzformátor olyan geometriával rendelkezzen, amiben a lehető legalacsonyabb induktivitást lehet elérni. Így egy speciális vasmaggal és olajszigeteléssel ellátott (1:4-es áttételű) autotranszformátor kialakítás volt a kézenfekvő megoldás (28. ábra).

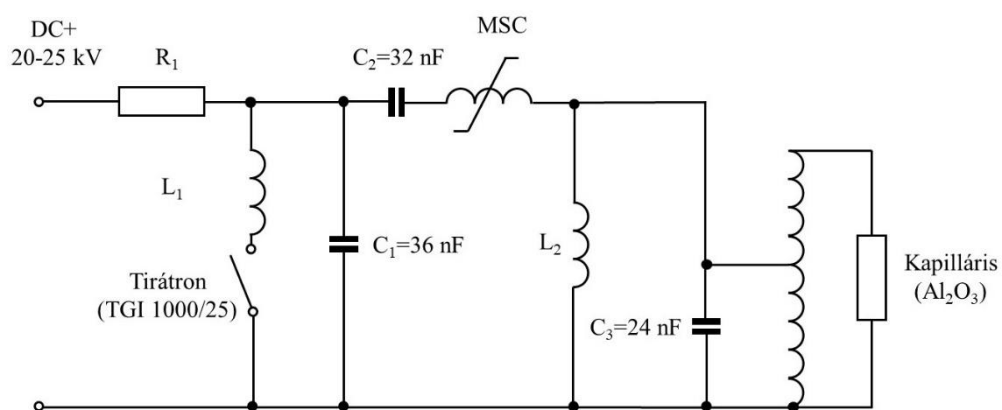


28. ábra Impulzustranzformátor vasmag és tekercek.

Az impulzus-tranzformátoros rendszer a 4.2 fejezetben bemutatott, 13. ábra szerinti elrendezéshez nagyon hasonló. A gerjesztő rendszer egy vitrovac 6030Z telítődő mágnescapcsolót (MSC) tartalmazó (Lambda Physics LPX 100) excimer lézer tápegységén alapul (29. ábra).

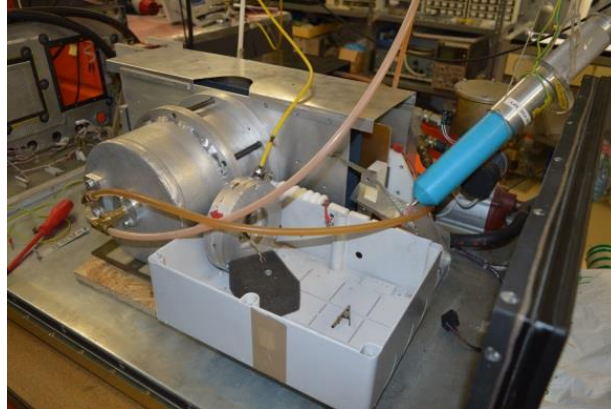
Az átvinni kívánt energiát  $C_1 = C_2$  (16 db 2,0 nF-os 40 kV-os kondenzátorokból álló) bankokban tároljuk. A kondenzátorok a DC tápegységen keresztül  $U_0 = 20\text{-}25$  kV feszültségre tölthetők fel.

$C_3$  peaking kondenzátor (12 db 2,0 nF 40 kV-os kondenzátorokból álló) bank feladata a sorosan kapcsolódott  $C_1$  és  $C_2$ -n lévő töltés átmeneti tárolása a transzformálás előtt.



29. ábra Impulzus transzformátorral szerelt LC inverziós tápegység kapilláris terheléssel (kapcsolási rajz).

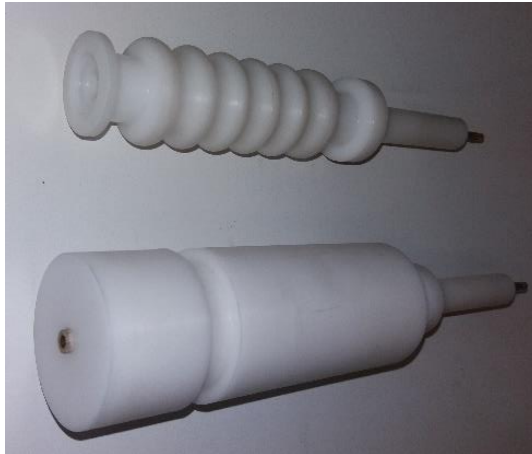
A primer tekercsen megjelenő feszültséget az impulzus transzformátor 1:4 áttételi arányának megfelelően transzformálja fel. Az impulzustranzformátor szekunder tekercse és a tápegység földpontja közé kötjük be a kapilláris terhelést.



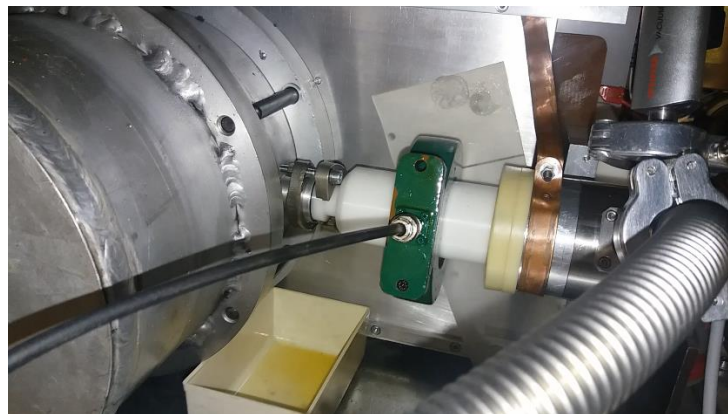
30. ábra Impulzus-transzformátoros LC inverziós tápegység.

Diplomamunkám elkészítése során korábban műterheléses méréseket végeztem, így már birtokomban voltak az impulzus-transzformátor kimeneti paraméterei különböző terheléseken mérve. Feladatomban ezúttal az volt, hogy megépítsem a lézerfejet és a vákuumrendszert, hogy kapillárison is megvizsgáljuk az impulzus transzformátor gerjesztési paramétereit. A kísérletek elsődleges célja az volt, hogy bizonyítsuk, hogy nincs szükség a korábbi Marx-generátoros rendszerben használt  $600 \times 600 \times 600 \text{ mm}^3$  befoglaló méretű, réz árnyékolással készült, ioncserélt vízzel feltöltött kondenzátorra, ami korábban a lézer gyors kisülési körében a peaking kondenzátor szerepét töltötte be.

Ehhez mindenképp elő kellett készíteni egy speciális kapilláris tartót, ami a transzformátor kimeneti pontjához tud csatlakozni a lehető legkisebb induktivitással (31. ábra). Az impulzustranzformátor eredeti kimenete úgy lett kialakítva, hogy a (nagyfeszültségű oldalon lévő) elektróda egy POM anyagból készült tartóba lett elhelyezve, aminek palástján lévő O-ring tömítés feladata, hogy a transzformátorházban lévő olaj ne tudjon szivárogni. Ezt a tartót kellett úgy áttervezni, hogy (eredeti rendeltetéseit megőrizve) az elektróda helyére a kapilláris tartó kerüljön be a lehető legkisebb áramhurok kialakítása mellett. Az így készített kapilláris tartó tehát részben benyúlik az impulzustranzformátor olajjal feltöltött házába, ahol a legrövidebb úton (banándugós megoldással) kapcsolódik a transzformátor melegpontjára. A tartóba egy 22 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárist helyeztünk el.

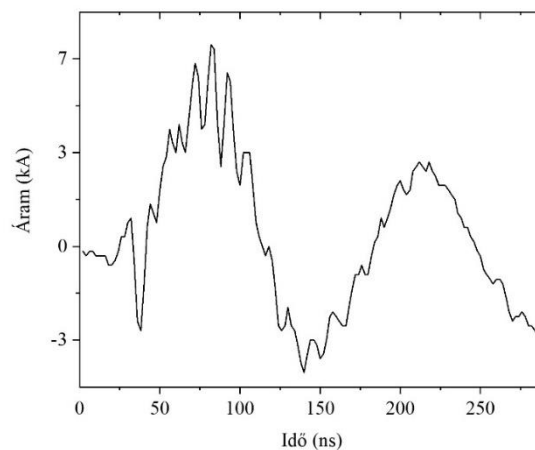


31. ábra Kapillárstartóra átalakított impulzus-transzformátor kimenet. Felül az eredeti nagyfeszültségű kimenet, alul az általunk készített kapilláris tartó.



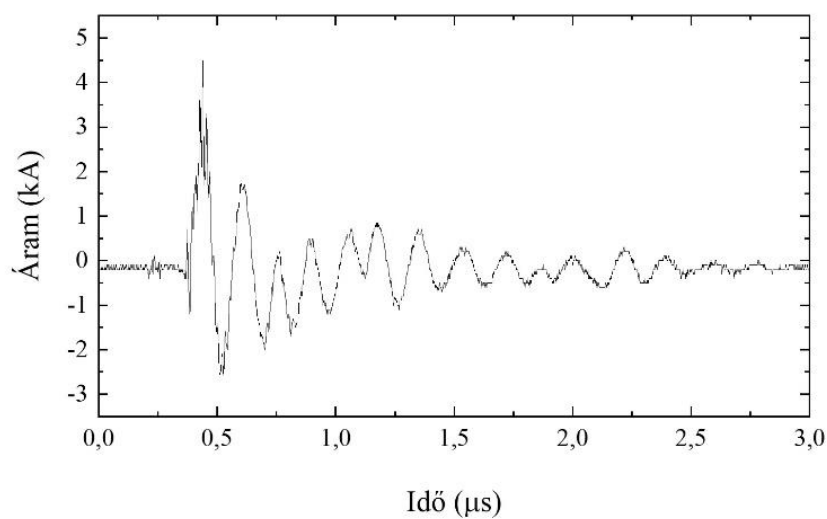
32. ábra Kapilláris tartó és a vákuumrendszer csatlakozása az impulzus-transzformátorhoz.

Ezután következtek az első „éles” mérések, ahol már Ar gázzal feltöltött (a vákuum és diagnosztikai rendszerhez csatlakoztatott) kapillárison végeztük a kísérleteket. Az impulzus-transzformátor tápegység segítségével (gerjesztőfeszültségtől függően) kb. 5-9 kA amplitúdójú, gyors (~25-30 ns felfutású) áramimpulzusokat sikerült a kapillárisban létrehozni. Egy ilyen Rogowski-tekerecs segítségével mért tipikus áramimpulzust a 33. ábra mutat.



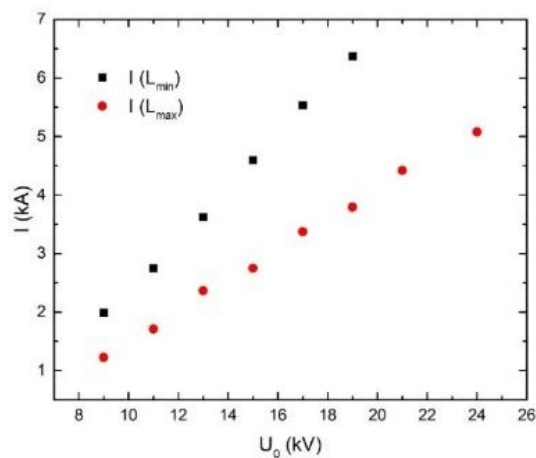
33. ábra Impulzus-transzformátor tipikus áram karakterisztikája ( $U_0=23$  kV gerjesztőfeszültséggel).

Kapilláris kisülésű röntgenlézerekben nagy hangsúlyt kell fektetni a gerjesztőrendszer és a lézercső (gyors kisülésű kör) impedanciájának illesztésére. A kapilláris Z-pinch plazma felfűtésének akkor a legjobb a hatásfoka, ha a gerjesztést erősen csillapodó rezgésű impulzusokkal végezzük, mivel a plazma fűtése és a lézerműködés a gerjesztőimpulzus első  $\frac{1}{4}$ -ed periódusában történik, az utána betáplált energia veszteségnek tekinthető. Az impulzus-transzformátor tápegység kapillárisban létrehozott gerjesztőimpulzusának kísérletileg mért időbeli lecsengését a 34. ábra mutatja.



34. ábra Impulzus-transzformátor áram lecsengési görbéje.

A lézercső (melegpontjának) elektromos csatlakozása az impulzus-transzformátor kimenetére és a lézercső földpontra való csatlakozásának (minimális induktivitású) gyakorlati kivitelezése rendkívül körülményes feladat. Az általunk használt diagnosztikai és vákuumrendszer szabványos (univerzális célú felhasználásra tervezett) alkatrészekből és műszerekből áll, így a kísérleti elrendezést nem tudtuk teljes mértékben a saját igényeinknek megfelelően ideálisan kialakítani. A kísérletek során mégis igyekeztünk a gyors kisülési körben a legkisebb áramhurokot létrehozni, ugyanis az induktivitás növelésével jelentős mértékben csökken az elérhető csúcsáram. Műterheléses mérések segítségével kísérletileg megvizsgáltuk, hogy a gyakorlatban elérhető legrövidebb áramhurok kialakításával milyen mértékben lehet növelni a csúcsáramot adott gerjesztőfeszültség mellett (35. ábra).



35. ábra Csúcsáram változása a kísérletben kialakítható minimális ( $L_{min}$ ) és a gyakorlatban ténylegesen alkalmazott ( $L_{max}$ ) induktivitású áramhurokok esetén.  $U_0$  a gerjesztőfeszültség.

Az optimalizált rendszerrel mérési sorozatokat végeztünk. A mérések során 0,1-1 mbar kezdeti Ar gáz nyomástartományon kerestük a lézert  $U_0 = 20-25$  kV gerjesztőfeszültség mellett, ahol a maximális (25 kV-os) gerjesztőfeszültségnél, 0,16 mbar Ar nyomáson sikerült a legintenzívebb sugárzást mérni (36. ábra).

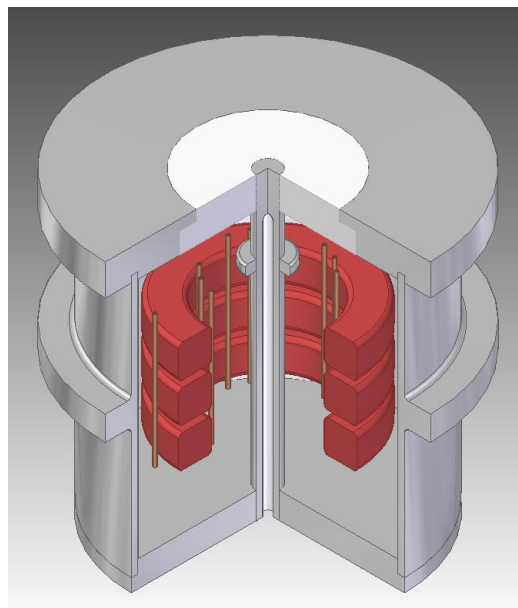




36. ábra Impulzus transzformátor tápegységgel létrehozott kapilláris kisülés erős spontán sugárzása.

### Impulzus-transzformátor modellezése

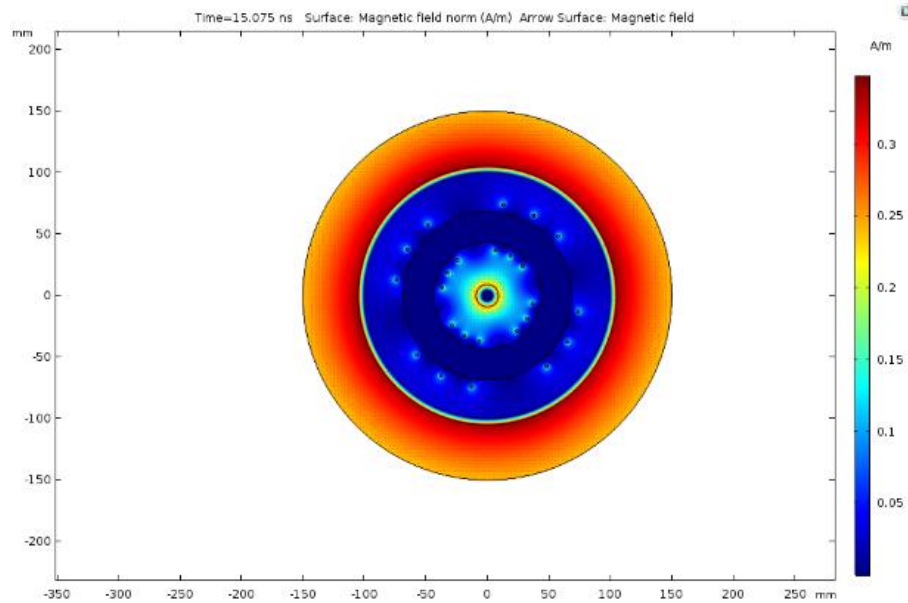
Ahhoz, hogy az általunk használt eszközök, berendezések kapilláris kisülésű röntgenlézerekben való alkalmazását jobban megértsük és hogy a jövőben a külön erre a célra kifejlesztendő eszközök tervezési szempontjait pontosabban meghatározhassuk, végesem (COMSOL Multiphysics®) szoftverrel elkészítettük (többek között) az impulzus-transzformátor pontos modelljét (37. ábra).



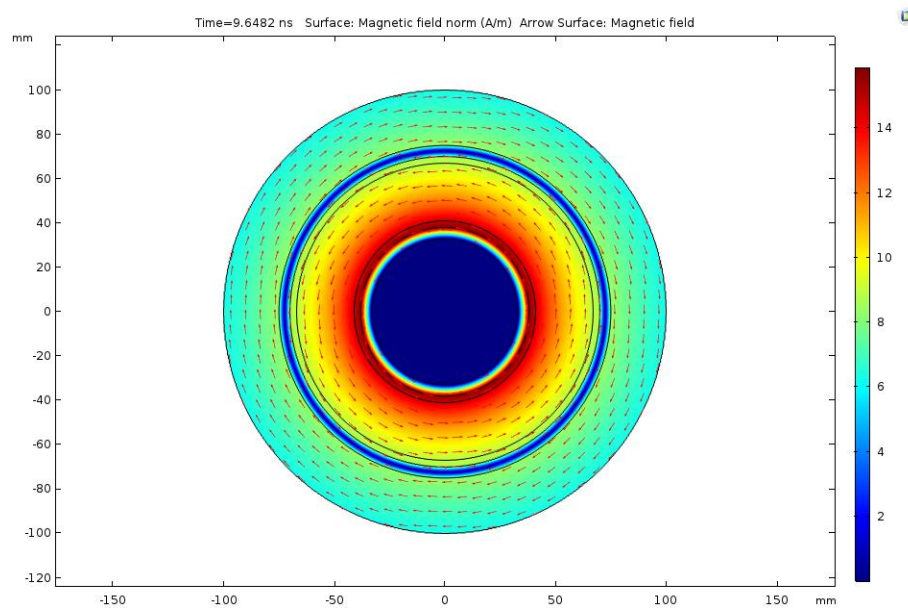
37. ábra Impulzus-transzformátor végelem analízishez elkészített 3D modellje.

Az ilyen szoftverek rendkívül nagy előnye, hogy (kellő számítási kapacitás esetén) nem csak kizárólag koncentrált paraméterű áramkörü hálózatokat és abból számolható kimeneti (pl. áram,

feszültség, stb.) paramétereket, hanem kiterjedt geometriával rendelkező rendszereket is lehet vizsgálni. A 3D modellezésnek első sorban tervezési/méretezési szempontból van nagy jelentősége, ugyanis azzal, hogy az elemek bármely pontján (térben is) meghatározhatunk pl. elektromos és mágneses térerősséget is, sokkal pontosabb képet kaphatunk a rendszerünk fizikai állapotáról (38. ábra, 39. ábra).

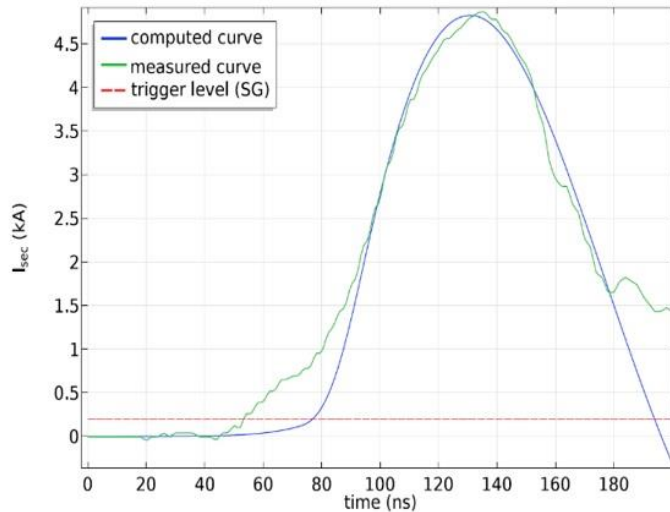


38. ábra Impulzus-transzformátorban kialakuló mágneses térerősség szimulációja.



39. ábra Mágneskapcsolóban (MSC) kialakuló mágneses mező szimulációja.

A végeelem analízis segítségével meghatározható egy összetett, esetünkben impulzus transzformátoros LC inverziós gerjesztőrendszer segítségével előállított áramimpulzus karakterisztikája. Ezeket a szimulációkat a kísérleti mérési eredményekkel összevetve lehetőségünk van az adott gerjesztőrendszer legpontosabb modellezésére. Egy ilyen számolt és kísérletileg mért áramgörbe összehasonlítását mutatja a 40. ábra.

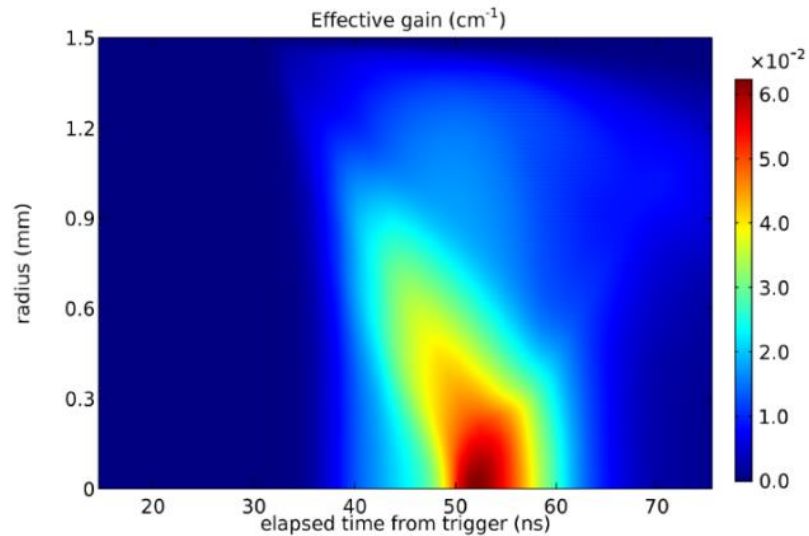


40. ábra Modellezett és kísérletileg mért áramkarakterisztikák összehasonlítása

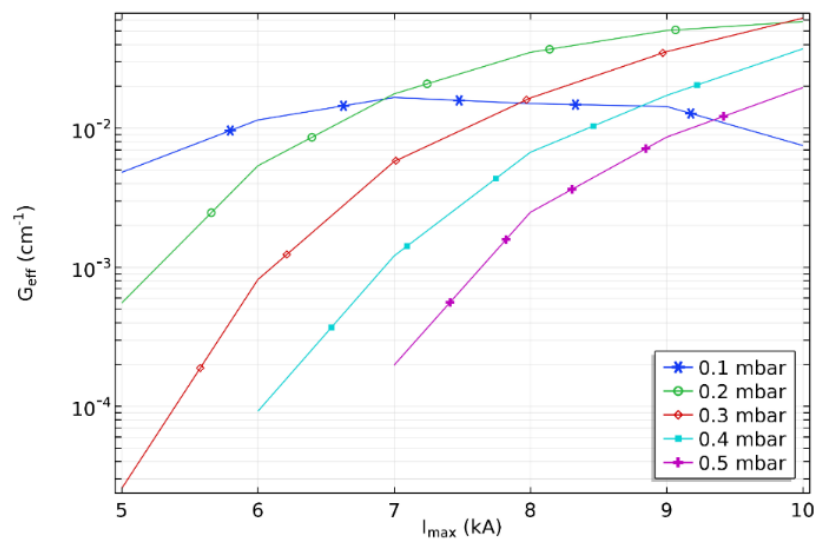
Kutatócsoportunk 2015 óta egy saját fejlesztésű MHD modellen dolgozik (3.1.5 fejezet). A modell azóta is folyamatos fejlesztés alatt áll és a kísérleti eredményeinkkel rendszeresen összevetve optimalizáljuk. Az MHD modellt sikeresen összekapcsoltuk áramköri szimulációinkkal így képesek vagyunk a szimulált gerjesztőimpulzus lézerezősítésre gyakorolt hatását is vizsgálni. A 41. ábra egy általunk szimulált impulzus-transzformátor gerjesztőimpulzussal kapillárisban (radiális irányban) elért effektív (gain) erősítési tényezőjét mutatja az idő függvényében. A szimulációk során használt (Shlyaptsev –Rocca csoport- által bevezetett) effektív erősítési tényezőt a következő egyenlet segítségével számoltuk:

$$G_{eff} = \frac{\lambda^4}{\pi 8c \Delta \lambda} A_{ul} \left( n_{i_u}^Z - \frac{g_u}{g_l} n_{i_l}^Z \right) - \frac{F_{cyl}}{R} \sqrt{\frac{n_e}{n_e^c}} \quad (35)$$

, ahol az utolsó korrekciós tagban  $F_{cyl} = 2,734$ ,  $R$  a kapilláris sugara,  $n_e$  átlagos elektronsűrűség és  $n_e^c$  kritikus elektronsűrűség.



41. ábra Erősítési tényező értéke a kapillárisban radiális irányban és időben szimulálva. A modell segítségével különböző csúcsáramok és kezdeti Ar gáznyomások esetén meghatároztuk, hogy elméletben milyen maximális erősítések érhetők el (42. ábra).



42. ábra Impulzus-transzformátoros gerjesztéssel elért maximális erősítés a csúcsáram és kezdeti Ar gáznyomás függvényében.

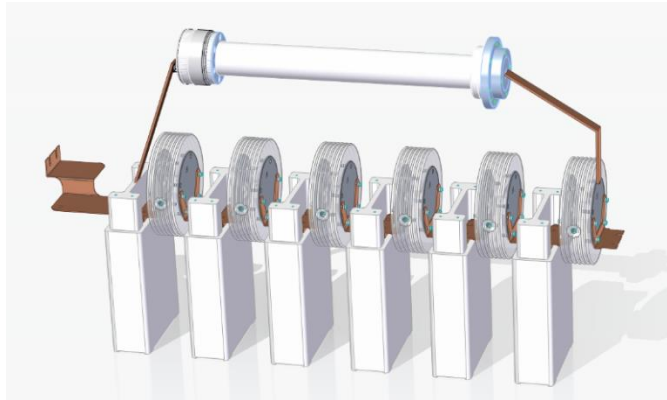
Az impulzus-transzformátoros kísérletek azért is voltak rendkívül jelentősek kutatócsoportunk számára, mert a modellünk továbbfejlesztéséhez nagymértékben hozzájárultak. Ennek a berendezésnek a segítségével végeztük el először sikeresen az 1D-s MHD modellünk összekapcsolását az áramköri szimulációval (erről bővebb információk a függelék részben találhatóak). A bemutatott szimulációs eredmények később nélkülözhetetlen segítséget

nyújtottak a tápegység továbbfejlesztésében. A továbbfejlesztett tápegységgel kapcsolatos eredményeket a 7.3 fejezetben fogom ismertetni.

## 7.2 Közvetlen Marx-generátoros gerjesztés

Kutatócsoportunk Marx-generátor alapú berendezése, kapilláris kisülésű röntgenlézereknél egyedülállóan hosszú ( $L_{\text{kap}} \sim 0,5$  m) kapillárisok alkalmazására lett tervezve és optimalizálva. Ezt a rezsimet tovább folytatva extrém ( $L_{\text{kap}} \sim 1$  m) hosszúságú kapillárisok alkalmazását tűztük ki célul azzal a különbséggel, hogy a Marx-generátort ezúttal a (korábbi alfejezetben említett) nagyméretű  $600 \times 600 \times 600$  mm<sup>3</sup> befoglaló méretű peaking kondenzátor nélkül kívántuk használni. Mivel a kapilláris hosszának növelésével a rendszer induktivitása is jelentősen megnő, ezért a korábbi C-C áttöltés helyett egy közvetlen Marx-generátorral történő gerjesztést dolgoztunk ki, ahol a gerjesztéshez alkalmazott kondenzátorok (hasonlóan az excimer lézerekhez) az aktív közeggel párhuzamosan vannak elhelyezve, azonban a fő különbség, hogy nem transzverzális, hanem longitudinális irányú a gerjesztés.

Az aktív közeg (így a kapilláris) hosszának növelése jó hatással van egyes nyaláb paraméterekre (divergencia, nyalábprofil). Lágyröntgen-lézerekben nagyon körülményes rezonátor közegek kialakítása, ugyanis a lágyröntgen tartományon nincsenek jó reflexiójú tükrök, így ilyen módon nehezen érhető el szignifikáns erősítés. Kutatócsoportunknak már nagy tapasztalata van a hosszabb ( $\sim 450$  mm) kapillárisokkal végzett kísérletek terén, így célszerűnek láttuk még hosszabb kapillárisok irányába való továbblépés lehetőségét kísérletileg vizsgálni. A kutatásnak volt egy másodlagos célja is mégpedig annak a lézercső kialakításnak a továbbfejlesztése, amit a 7.1 fejezetben tárgyalt impulzus-transzformátor alapú gerjesztésnél bemutattam. Ezek voltak az első olyan kísérleteink Marx-generátoros rendszernél, amelyben nem víz dielektrikumban, hanem „levegőben” helyeztük el a lézercsővet (43. ábra).



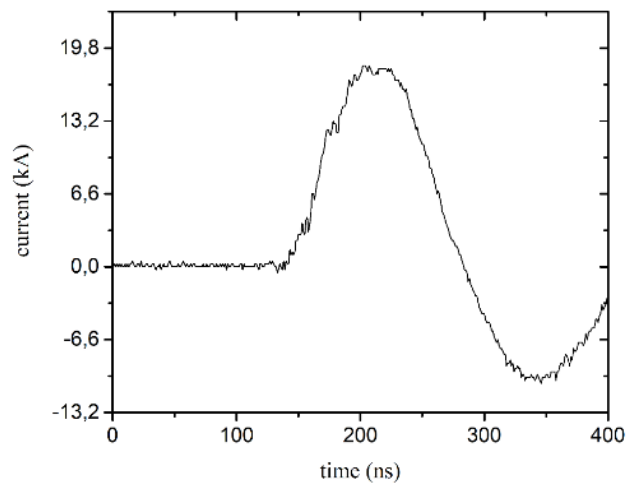
43. ábra Közvetlen Marx generátoros gerjesztés tervezett kísérleti elrendezés.

A kísérleti elrendezés összeállítása után lehetőség volt a gerjesztést a valós körülmények között tesztelni, először csak műterhelésen, majd később Ar gázzal feltöltött kapillárison is (44. ábra).



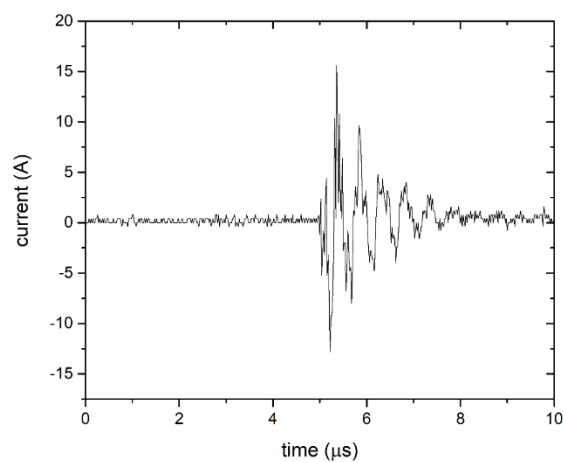
44. ábra Közvetlen Marx generátoros gerjesztés megvalósított kísérleti elrendezése

Műterhelésen meghatároztam a Marx-generátor kimeneti paramétereit. A mérés során  $\sim 150$  ns félpériódusú és 18 kA amplitúdójú áramimpulzusokat sikerült rögzíteni (45. ábra).

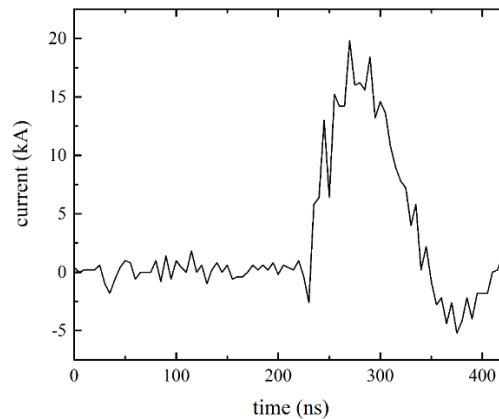


45. ábra Közvetlen Marx-generátoros gerjesztés áramkarakterisztika műterhelésen mérve.

Ezután megvizsgáltam, hogy kapilláris terheléssel hogyan viselkedik a rendszer. A kísérletekben 0,1 - 1 mbar Ar gáznyomással feltöltött 95 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisokat használtam.



46. ábra Közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel kapillárison mért áramimpulzus lecsengési görbéje.



47. ábra Közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel kapillárison mért tipikus áram karakterisztika.

A mérések során erős spontán (lézer-szerű) sugárzást sikerült detektálni (48. ábra).



48. ábra Foszforenyő kép közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel létrehozott lézer-szerű sugárzásról.

Kísérleteinkben maximális (200 kV) kimeneti feszültség esetén 18 kA amplitúdójú impulzusokat sikerült létrehozni. A Marx-generátorral (6 fokozat esetén) elméletben 240 kV kimeneti feszültség is elérhető, sőt további fokozatok beépítésével akár 320 kV-ig növelhető a kimeneti feszültség. A kísérletek során azonban 200 kV felett nagymértékben megnőtt a kapillárison kívüli átütések valószínűsége. Az átütések csökkentésének, és a gerjesztőfeszültség tovább növelésének kézenfekvő módja SF<sub>6</sub> gáz alkalmazása a Marx-generátorban. Megvizsgáltuk ennek lehetőségét, azonban egy (517/2014/EU) rendelet miatt túlságosan körülményessé (gyakorlatilag kivitelezhetetlenné) vált az SF<sub>6</sub> gáz ilyen célú alkalmazása így ezeket a kísérleteket határozatlan időre szüneteltettük.



### 7.3 Továbbfejlesztett impulzus tápegység

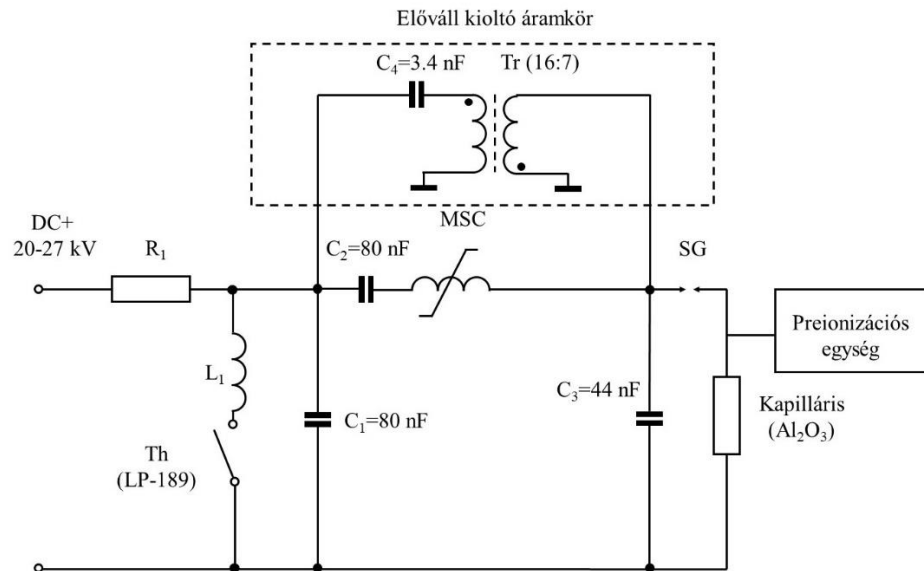
A 7.1 fejezetben tárgyalt impulzus-transzformátorral szerelt tápegység továbbfejlesztését tűztük ki célul 2018 végén. A továbbfejlesztett tápegység 2020. novemberében készült el és került Pécsre. Ez a berendezés már kifejezetten kapilláris kisülésű lágyröntgen-lézerek gerjesztésére lett tervezve.



49. ábra A továbbfejlesztett (LPX-300 excimer lézer házba szerelt) impulzus tápegység szállítás közben.

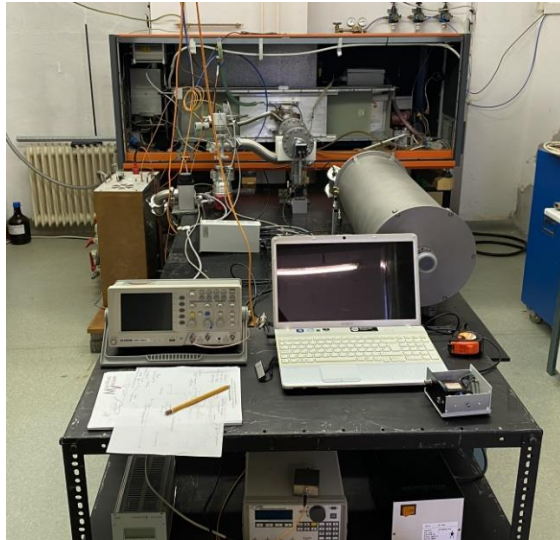
A továbbfejlesztett tápegység nem csak méretében, de egyéb paramétereiben is jóval meghaladja a korábbi társát. A kisebb tápegységben lévő (vitrovac 6030 Z) mágneskapcsoló helyett egy nagyobb teljesítményű (metglas 2605 CO típusú) mágneskapcsoló került beszerelésre amivel lehetőség nyílt az energiatároló és a gyors kisülési körben lévő (peaking) kondenzátorok kapacitásának jelentős (kb. 3x) mértékű megnövelésére. Ezen kívül az új tápegységbe integráltak egy előváll kioltó áramkört is. Az berendezés házába került beépítésre a háromfázisú hálózatról DC feszültséget szolgáltató tápegység is, így bár méretét tekintve jóval nagyobb, elődjéhez képest mégis kompaktabbnak mondható. Ezúttal már nem alkalmaztunk impulzus-transzformátort, aminek köszönhetően a kapillárison az elérhető maximális áram képes átfolyani. A transzformátor elhagyásával a gyors kisülési kör induktivitása is lecsökkent, így az áramimpulzus időbeli felfutása is javult. A tápegység egyszerűsített kapcsolási rajzát az 50. ábra mutatja. Ideális esetben az energiatároló ( $C_1, C_2$ ) kondenzátorokból a peaking ( $C_3$ ) kondenzátorba történő áttöltés során a vezérlő panelen beállított ( $U_0 = 20-27$  kV)

gerjesztőfeszültség maximum kétszerese képes megjelenni. Ez a gyakorlatban azonban csak közelítőleg teljesül és mindig az elméleti maximum alatt van.

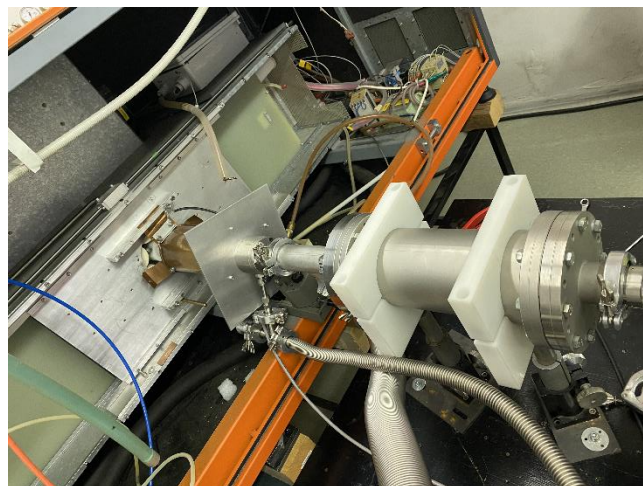


50. ábra Impulzus tápegység egyszerűsített kapcsolási rajza kapilláris terheléssel.

A tápegység telepítése után a feladat a lézercső és a diagnosztikai rendszer megépítése volt. A gázrendszer és diagnosztikai rendszer korábbi (Marx-generátoros) kísérletek apparátusára lett felépítve, a lézercső kialakításához pedig részben az impulzus-transzformátoros kísérletekhez alkalmazott és gyakorlatban is bevált technológiát alkalmaztam.



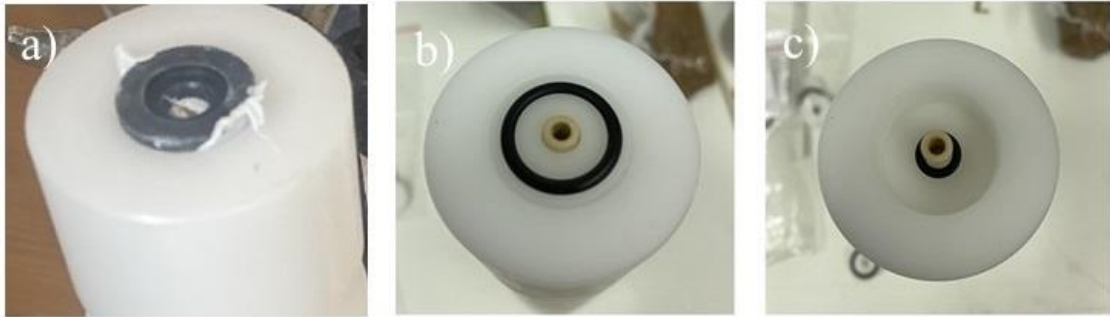
51. ábra Hátterben az impulzus tápegység, előtte az optikai asztalra felépített lézercső és a diagnosztika.



52. ábra Lézercső és vákuumrendszer csatlakozása a tápegységhez.

A kísérleteket a korábbi impulzus-transzformátoros rendszerhez előkészített 22 cm- hosszú és 3,2 mm belső átmérőjű  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisokkal kezdtem. A kapillárisokat egy vákuumra jó tömítettséggel rendelkező speciális tartóba kellett illeszteni. A kapillárisok tartóba történő illesztését korábban epoxi gyantával végeztük. Emiatt a tartók újrahasznosítása nem volt megoldott. Az alacsonyabb (maximálisan ~40-50 kV) kimeneti feszültségnek köszönhetően lehetőség adódott a kapilláristartók áttervezésére is így egy többszörös o-ring tömítésű perselyes megoldást választottunk. Egy ilyen tartóba adott hosszúságú, azonban tetszőleges

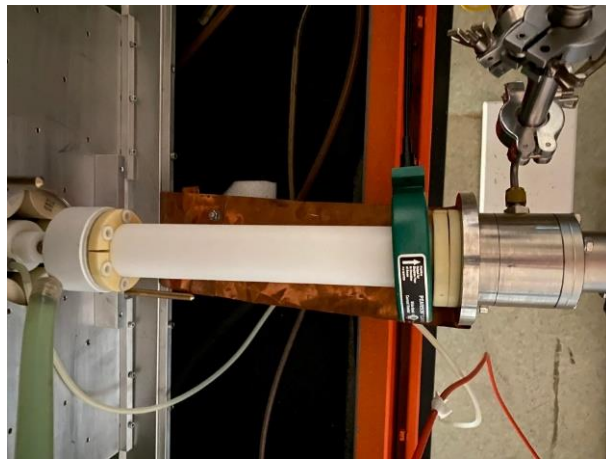
belső átmérőjű kapilláris is behelyezhető (az cserélhető) vagyis így a tartó teljesen újrahasznosítható lett (53. ábra).



53. ábra Epoxigyantával kiöntött kapilláris tartó (a) és a módosított tartó cserélhető kapilláris betéttel (b), (c).

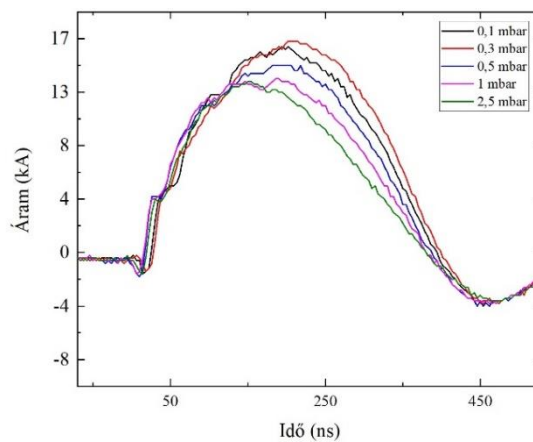
### 7.3.1 Vezetősínes földelés

A 7.1 fejezetben ismertetett impulzus-transzformátor tápegységgel végzett induktivitás csökkentő törekvéseink nyomán a lézercső földelésére egy széles, vörösréz anyagú, vezetősínt alkalmaztam az elérhető legrövidebb geometriai úton (54. ábra).



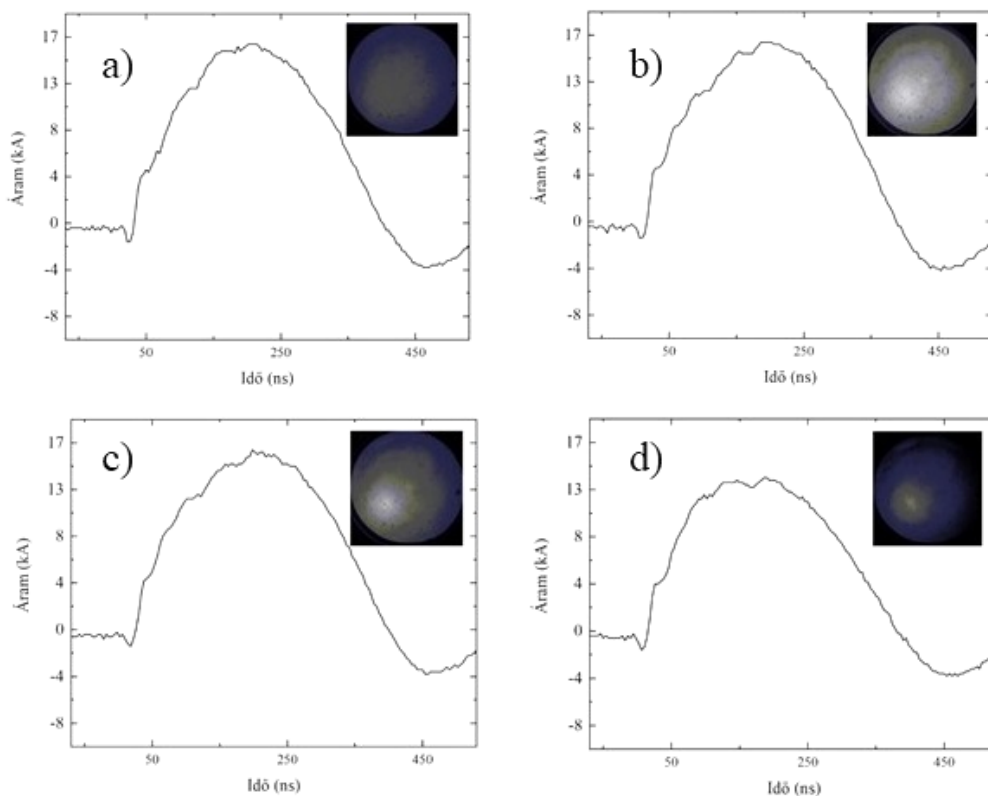
54. ábra Lézercső egy vezetősínes földeléssel.

Ezután mérési sorozatot végeztem az áramimpulzus karakterisztikájának meghatározására (55. ábra).



55. ábra Áramimpulzus karakterisztikák különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén .

A mérési eredmények alapján csúcáram szempontjából 0,1 - 0,5 mbar Ar-gáznyomástartomány az ideális (56. ábra). A korábbi, működő, Marx-generátor alapú rendszerünk esetén is ezen a tartományon alakult ki a lézerműködés.

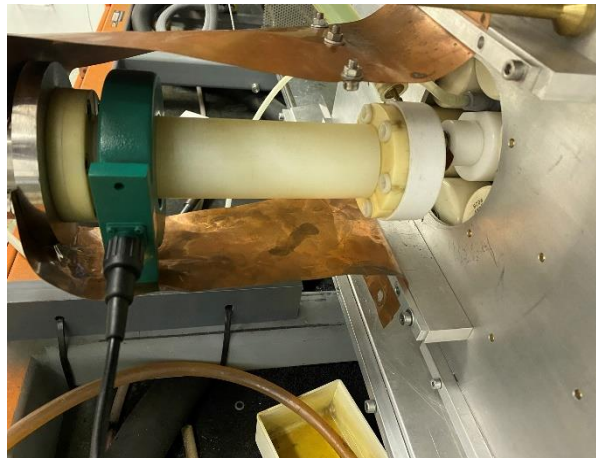


56. ábra Áramkarakterisztikák a) 0,1 mbar, b) 0,2 mbar, c) 0,3 mbar és d) 0,4 mbar kezdeti Ar-gáznyomások esetén.

Az intenzitáseloszlás (foszforernyő képek) alapján 0,2 - 0,3 mbar kezdeti Ar-gáz nyomástartományon a legerősebb a spontán sugárzás így a lézerműködés is ezen tartományon belül keresendő. Csúcsáram szempontjából a 14-16 kA elfogadhatónak mondható, azonban úgy gondoltuk, hogy a földeléshez további vezetősín beiktatásával még csökkenthető a rendszer induktivitása így javítható az időbeli felfutás és az elérhető csúcsáram.

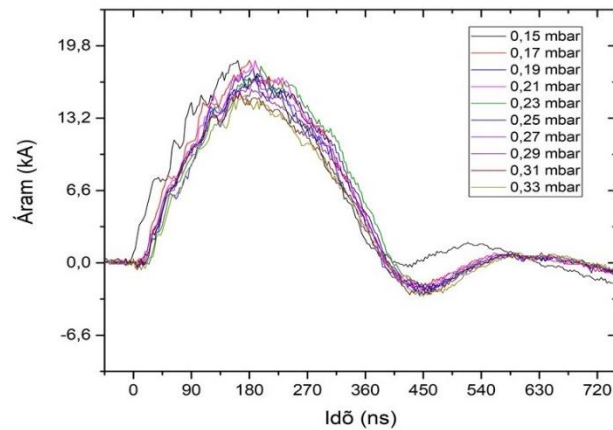
### 7.3.2 Dupla vezető sínes földelés

Annak érdekében, hogy tovább csökkentsem a lézercső saját induktivitását a meglévő vezetősínes földelés mellé további vezető sínt helyeztem el (57. ábra).



57. ábra Lézercső dupla vezető sínes földeléssel.

A dupla vezetősínes földelésnek köszönhetően sikerült tovább csökkenteni a lézercső induktivitását így javult a felfutás és az elérhető csúcsáram is magasabb (~15 - 17 kA) lett (58. ábra).



58. ábra Áramimpulzus karakterisztikák a lézerműködés feltételezett nyomástartományában.

A korábbi mérések során szerzett tapasztalatoknak megfelelően (az erős spontán sugárzású intenzitás-eloszlások alapján)  $\sim 0,15 - 0,3$  mbar Ar-gáz nyomástartományon kerestük a lézerműködést, azonban ennek elérése még az alkalmazható maximális csúcsfeszültség esetén sem sikerült.

### 7.3.3 Koaxiális vezetővel földelés

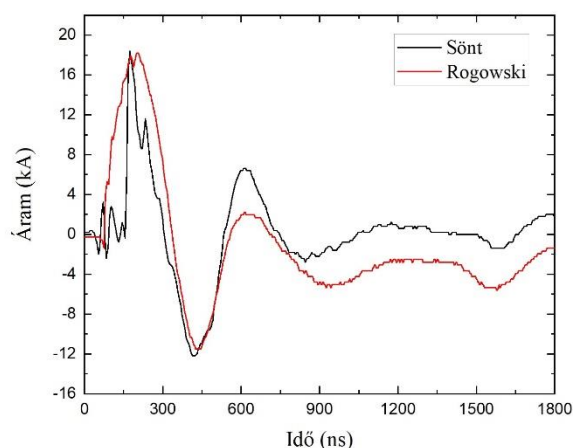
A vezetősínek számának növelése tehát javítja az áram felfutását és az elérhető maximumát, ezért kézenfekvő volt törekedni arra, hogy a lehető legtöbb ilyen vezetősínt helyezzük el a kapilláris körül, eljutva ezáltal a koaxiális kialakítású földeléshez. Ilyen típusú földeléshez hasonlót korábbi (Marx-generátoros) rendszerünk gyors kisülési körében is alkalmaztuk már azonban az ottani rendszernél a kapilláris átmérő és a koaxiális burkoat átmérő arány  $\sim 1:60$  volt. Ezt az arányt a jelenlegi rendszerrel az egyedi kialakításnak és az alkalmazott alacsony feszültségnek köszönhetően sikerült  $\sim 1:30$ -ra csökkenteni (59. ábra).





59. ábra Lézerső koaxiális földeléssel.

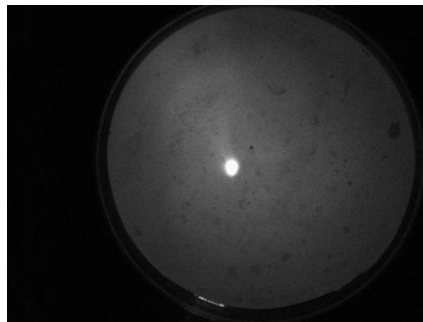
Az új (koaxiális) típusú földelési megoldás miatt az árammérés Rogowski-tekercs segítségével már nem volt praktikus megoldható. Ezért a továbbiakban inkább egy saját készítésű alacsony ( $R_s \sim 0,01 \Omega$ ) ellenállású mérősöntöt alkalmaztam, amit szintén a viszonylag alacsony alkalmazott feszültség tett lehetővé. A mérősönttel mért áramamplitúdókat a Rogowski-tekercses mérések alapján határoztam meg. A mérősöntnek köszönhetően sokkal pontosabban tudtuk vizsgálni a tranziens változásokat (60. ábra).



60. ábra Árammérés söntellenállással és Rogowski-tekercssel. A referencia méréshez és sönt kalibrációhoz külön erre a célra készítettem egy lépcsős, koaxiális-szerű burkolatot.



A koaxiális kialakítással az induktivitást tovább csökkentve a csúcsáramot  $\sim 16 - 18$  kA értékre sikerült megnövelni. A sönttel történő mérések szerint nagyon gyors  $\sim 15$  ns felfutást tudtunk elérni. Az optimalizációknak (és a számos erőfeszítésnek) köszönhetően **2023.02.02.**-án először sikerült lézerműködést létrehozni az új rendszerrel (61. ábra). A kísérletben 22 cm-es hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapilláris esetén 25 kV gerjesztőfeszültséggel, 0,23 mbar kezdeti Ar-gáznyomás mellett detektáltam a lézernyalábot. A preionizációs impulzus 50  $\mu$ s széles, 20 A amplitúdójú volt, továbbá a főkísülés a preionizáció ( $t_0$ ) indulásához képest 5  $\mu$ s-al volt késleltetve.

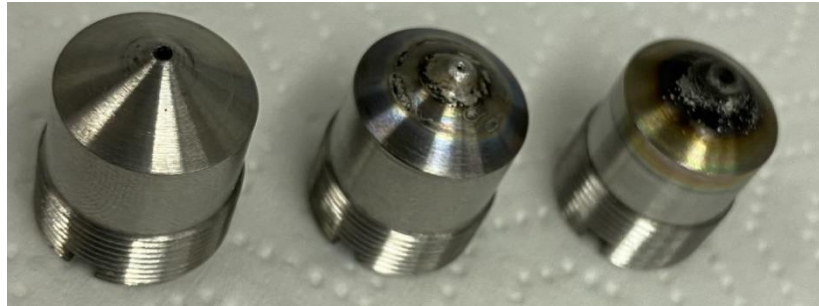


61. ábra Foszforenyőkép az "első" lézerről.

Ezután több, szisztematikus mérési sorozatot kellett elvégezni, aminek célja a lézersugárzáshoz szükséges működési tartomány (gerjesztőfeszültség, kezdeti Ar-gáznyomás, stb.) behatárolása és a lézernyaláb paramétereinek vizsgálata volt. A mérési sorozatok elvégzéséhez mindenekelőtt szükséges volt a rendszer működését stabilizálni, amihez számos alkatrészt javítani vagy cserélni kellett (62. ábra, 63. ábra).



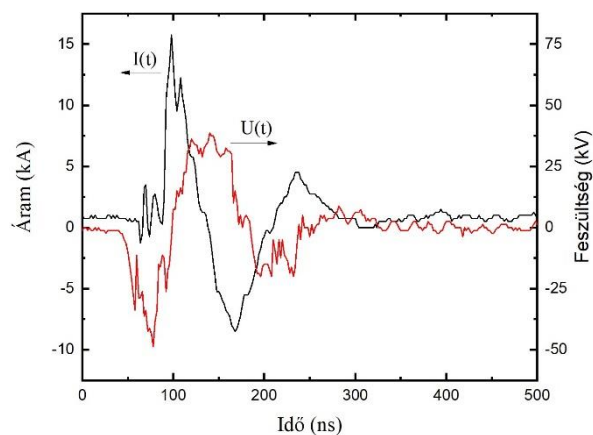
62. ábra Nagyfeszültségű átütések okozta meghibásodások.



63. ábra Balról jobbra: új, közepes mértékben és teljesen elhasznált apertúrák (gázadagoló fúvókák).

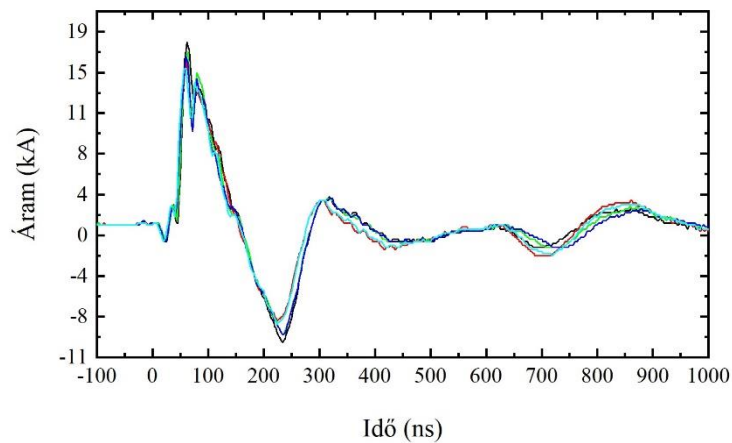
A javítási/felújítási műveletek során a szerelési munkák elvégzése volt a feladat, a gyártási munkálatokat pedig Szegeden (Prof. Szatmári Sándorék) végezték. Így (~ 3 hét alatt) sikerült a teljes lézercsővet felújítani és az elektromos szigetelések is megerősítésre kerültek.

A felújított rendszerrel ezután mérési sorozatokat készítettem, melyeknek célja a 3,2 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisal létrehozott lézerimpulzus részletes vizsgálata volt. Elsődlegesen megvizsgáltam, hogy milyen viszonyban áll a peaking kondenzátoron lévő feszültség a kapillárison mért árammal (64. ábra).



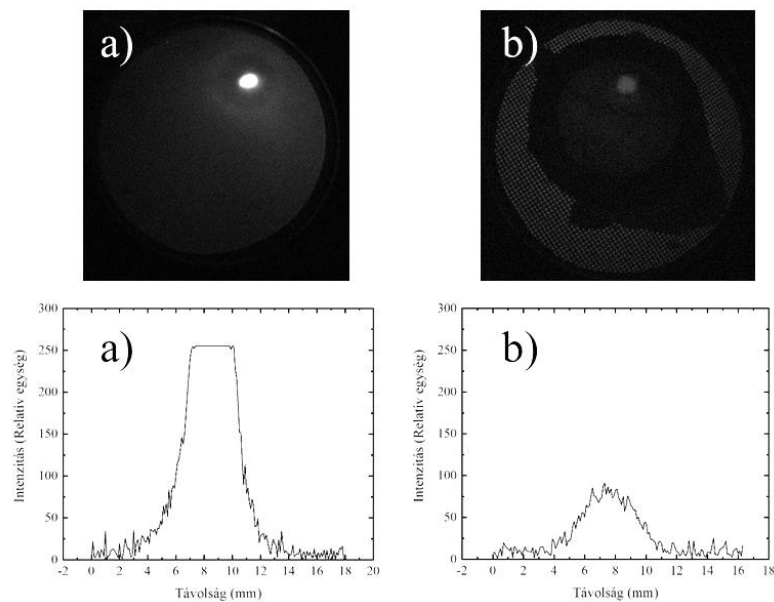
64. ábra Peaking kondenzátor feszültsége és a kapillárison átfolyó áram viszonya.

A peaking kondenzátor és lézercső közötti szikraköz távolságával, és a preionizáció megfelelő időzítésével a kisülések közötti időbeli bizonytalanság (jitter) értékét (az áramimpulzus első negyedperiódusában mérve) sikerült 5-10 ns (!) értékre csökkenteni. A lövések közti (shoot to shoot) stabilitást a 65. ábra mutatja.



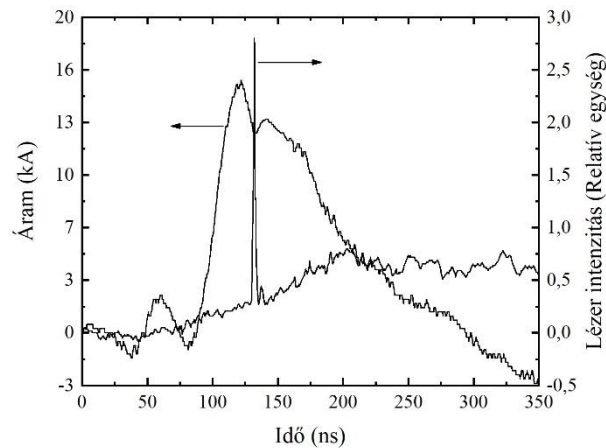
65. ábra Áramkarakterisztikák kisülések közti időbeli stabilitása 5 egymást követő lövés esetén.

A lézerpulzus 0,18 - 0,24 mbar kezdeti Ar-gáz nyomásértéken (ahol már megjelenik a lézervolt a foszforenyőn) Gauss-szerű eloszlást mutatott, az intenzitás maximumot maximális gerjesztőfeszültség (27 kV) mellett 0,23 mbar kezdeti Ar-gáznyomásnál mértem. Az intenzitás telítődése miatt 0,4  $\mu\text{m}$  vastagságú Al fólia csillapítót helyeztem el a foszforenyő elé, amivel telítési érték alá sikerült csökkenteni a lézerpulzus intenzitását. (66. ábra).



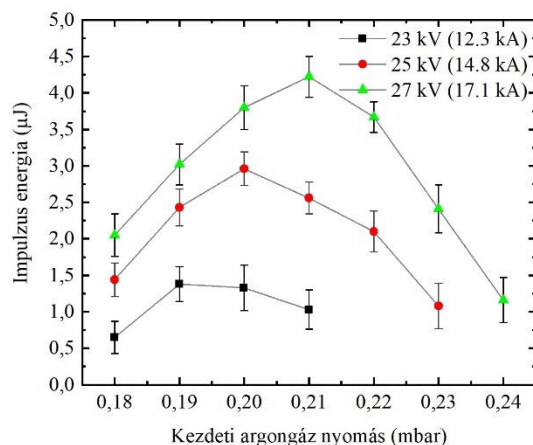
66. ábra Lézernyaláb intenzitásprofilok a): csillapítás nélkül, b): 0,4  $\mu\text{m}$  vastagságú Al fólia csillapítással.

A következő feladat a lézerpulzus időbeli alakjának kimérése volt. Ehhez egy általunk készített (korábbi Marx-generátoros rendszerénél is alkalmazott) gyors-fotodiódát használtam. A gyors fotodiódával végzett mérések alapján a lézerpulzus 1,6 ns (FWHM) szélességű (67. ábra).



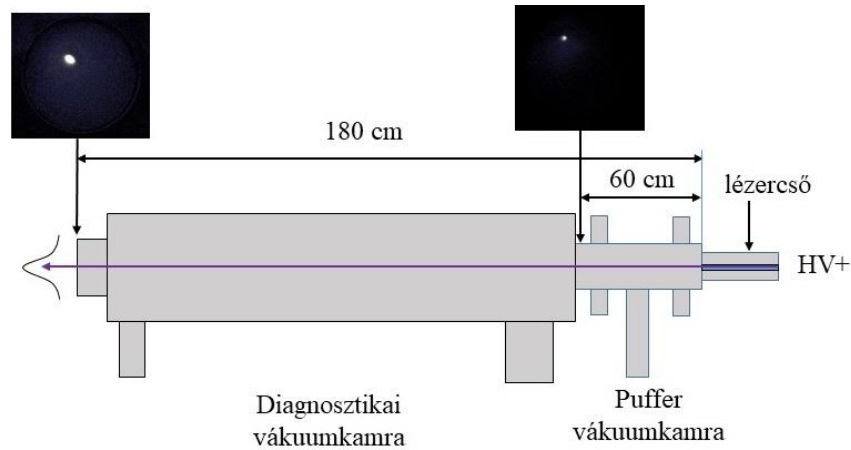
67. ábra Gyors fotodiódával mért lézerpulzus és a kapilláris árama

Gyors fotodiódával lehetőség van az impulzus energia mérésére is a detektor által szolgáltatott feszültségimpulzus amplitúdója alapján. Korábbi (lézerpulzus) mérések segítségével megbecsültem különböző kezdeti Ar-gáznyomások és alkalmazott gerjesztőfeszültségek függvényében az új rendszer esetén az impulzusenergiát (68. ábra).



68. ábra Kísérletileg mért lézer impulzus energia a kezdeti Ar-gáznyomás függvényében 23 kV, 25 kV és 27 kV gerjesztőfeszültségek esetén.

Divergencia mérésére (lézer intenzitás-profilokat ábrázoló) foszforernyő képeket használtam. Közeli térben  $L_1 = 60$  cm-re helyeztem a foszforernyőt a lézercső apertúrájától míg távoli tér esetén  $L_2 = 180$  cm volt a távolság (69. ábra).



69. ábra Kísérleti elrendezés sematikus rajza a divergencia mérésére. Az ábrán lévő foszforernyő képek szemléltető jellegűek csupán.

A mérések során 10-10 db foszforernyős képet rögzítettem mindkét pozícióban, majd az intenzitás eloszlást ábrázoló képeknek elkészítettem az intenzitás profilját (ImageJ 1.54) szoftver segítségével. A foltméretek pontos meghatározása után a divergenciát a

$$\Theta = \frac{(d_2 - d_1)}{2(L_2 - L_1)} \quad (36)$$

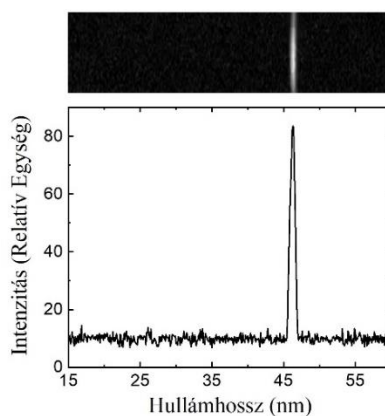
képlet segítségével számoltam, ahol  $d_1, d_2$  foltméretek és  $L_1, L_2$  a foltméretek mérési helyének az apertúrától mért távolságai. A mérések alapján a divergencia  $1,9 (\pm 0,1)$  mRad.

A spektrum mérésére Jobin-Yvon TGS300 típusú spektrométert használtam. A belépő oldali kar 292 mm hosszúságú, ahol a vizsgált nyaláb  $70,6^\circ$ -os szögben esik a platina-bevonatú, 450 l/mm karcolatsűrűségű toroid rácstra. A spektrométert a gyári kalibrációs beállítások mellett használtam, a kimeneti ablaknál foszforernyőt alkalmaztam. A kísérleti összeállítást a 70. ábra mutatja.



70. ábra Spektrum mérése a kísérletben.

A spektrométerrel végzett mérések során  $100\ \mu\text{m}$  belépő rés mellett gyári beállításokkal a 71. ábra szerinti spektrumot mértem. Feltételezésünknek megfelelően az  $\text{Ar}^{+8}$  ionok  $2p5\ 3p\ (J = 0) - 2p5\ 3s\ (J = 1)$  átmenethez tartozó  $46,9\ \text{nm}$  hullámhosszú sugárzás volt domináns az időintegrált spektrumban.



71. ábra Kísérletileg mért időintegrált spektrum, ahol a  $46,9\ \text{nm}$ -es hullámhosszú vonal domináns.

### 7.3.4 Mérések 22cm hosszúságú, különböző belső átmérőjű és anyagú kapillárisokkal

A következő lépés a rendelkezésünkre álló 22 cm hosszúságú, különböző belső átmérővel rendelkező kapillárisokkal történő vizsgálat volt. Mivel kutatásunk elején nem tudhattuk előre, hogy milyen belső átmérővel rendelkező és milyen anyagból készült kapillárisokkal célszerű a rendszert használni, ezért lehetőségeink szerint (3 különböző anyagú) ~1-2-3-5 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárisokat készítettünk elő a kísérletsorozathoz (72. ábra). A 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisal végzett szisztematikus mérési sorozatot az előző alfejezetben ismertettem.

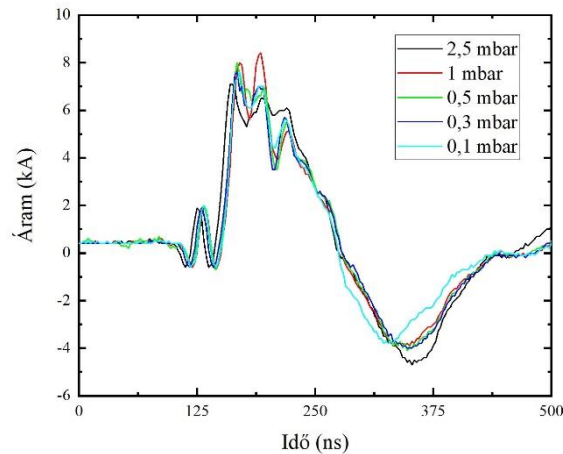


72. ábra Kísérlethez előkészített 22 cm hosszúságú, különböző belső átmérőjű és anyagú kapillárisok a hozzájuk tartozó illesztékekkel.

#### 1 mm belső átmérőjű kapillárisokkal végzett mérések

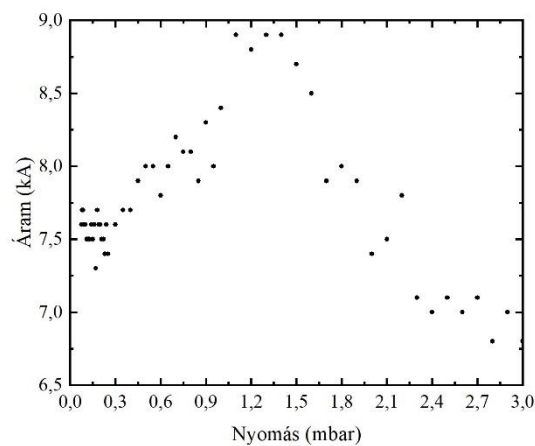
A kísérletben alkalmazott kapilláris 22 cm hosszúságú és 1 mm belső átmérőjű, BeO anyagú volt. Ennél a kapillárisnál nem tapasztaltam számottevően nagyobb ablációt, mint az  $\text{Al}_2\text{O}_3$  anyagból készült kapillárisok esetén. A mérési sorozat első lépéseként különböző nyomásértékeken rögzítettem a kapillárison átfolyó áram karakterisztikáját és az elérhető csúcsáram nagyságát (73. ábra). A méréseket maximális (27 kV) gerjesztőfeszültséggel végeztem.





73. ábra Különböző (2,5 - 0,1 mbar) kezdeti Ar-gáznyomásokon mért áram karakterisztikák 22 cm hosszúságú és 1 mm belső átmérőjű kapilláris esetén.

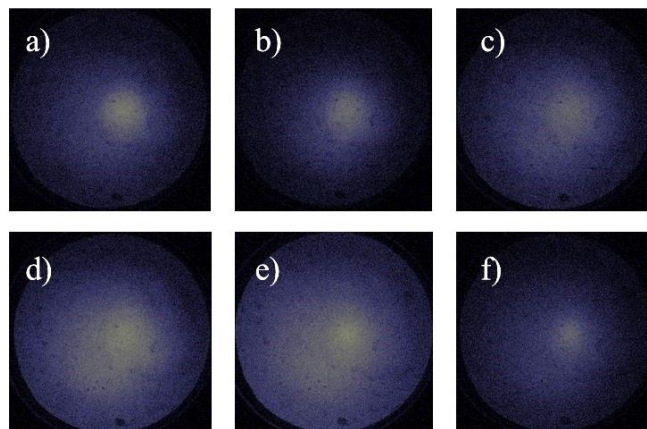
A 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisokkal összehasonlítva azt tapasztaltam, hogy az elérhető csúcsáram jóval alacsonyabb (~8 - 9 kA) értékű, ráadásul az áramcsúcs eltolódott a magasabb kezdeti Ar-gáz nyomástartományba. Ezután a pontosabb vizsgálathoz 0,07 - 3 mbar kezdeti Ar-gáz nyomástartományon ~50 különböző nyomásértéken (oszilloszkóppal, egyesével) rögzítettem az áram karakterisztikákat, melyeknél meghatároztam az áramamplitúdókat (74. ábra).



74. ábra 1 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárison átfolyó áram csúcsértéke különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén.



A kapillárison átfolyó maximális (~9 kA) áramokat ~1 - 1,5 mbar kezdeti Ar-gáz nyomástartományon figyeltem meg. A korábbi tapasztalatok alapján így a lézerműködés is ezen a tartományon volt várható, ezért foszforenyőn is vizsgáltam a sugárzás profilját (75. ábra).

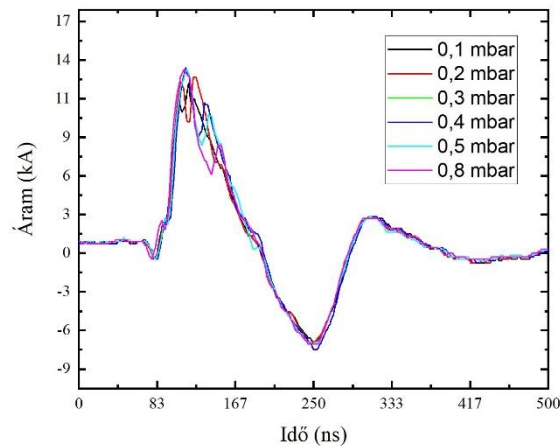


75. ábra Foszforenyővel rögzített intenzitás eloszlások különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén: a): 0,1 mbar, b): 0,3 mbar, c): 0,7 mbar, d): 1 mbar, e): 1,5 mbar és f): 3 mbar.

A foszforenyős képek vizsgálata alapján 1,5 mbar kezdeti Ar gáznyomás esetén (a legnagyobb csúcsáram körül) leginkább foltszerű a sugárzás intenzitás-eloszlása, azonban lézerműködést nem sikerült elérni.

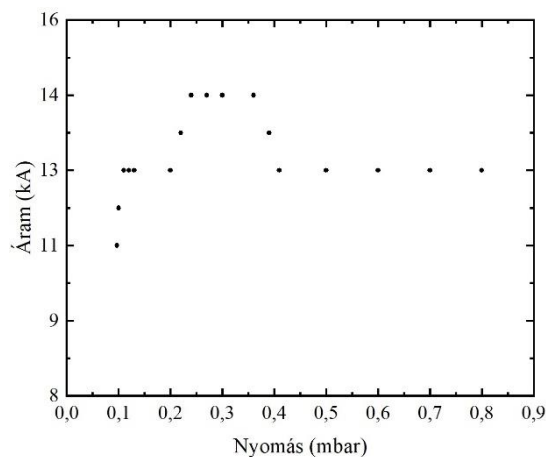
### **2,1 mm belső átmérőjű kapillárisokkal végzett mérések:**

A kísérletben alkalmazott kapilláris 22 cm hosszúságú és 2,1 mm belső átmérőjű, SiO<sub>4</sub> anyagú volt. Az üveglapillárisnál számottevően nagyobb ablációt tapasztaltam, mint az Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> vagy BeO anyagokból készült kapillárisok esetén. A mérési sorozat első lépéseként különböző nyomásértékeken rögzítettem a kapillárison átfolyó áram karakterisztikáját és meghatároztam az elérhető csúcsáram nagyságát (76. ábra). A méréseket maximális (27 kV) gerjesztőfeszültséggel végeztem.



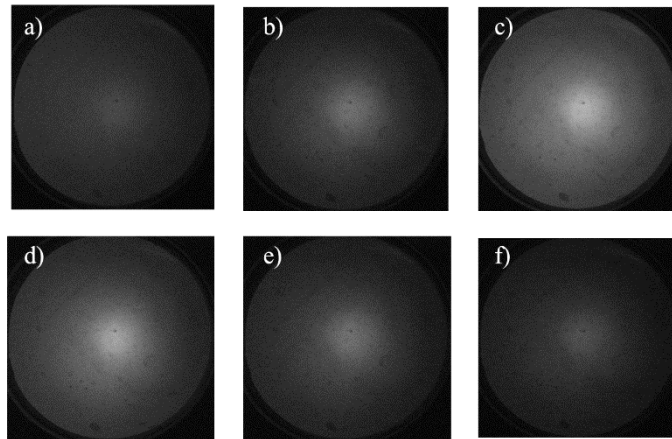
76. ábra Különböző (0,1 - 0,8 mbar) kezdeti Ar-gáznyomásokon mért áram karakterisztikák 22 cm hosszúságú és 2,1 mm belső átmérőjű kapilláris esetén.

A 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisokhoz képest valamelyest alacsonyabb (~12 - 14 kA) csúcsáramokat mértem, azonban a csúcsértékek hasonlóan 0,2 - 0,3 mbar kezdeti Ar-gáznyomástartományon voltak. Ezután a pontosabb vizsgálathoz 0,1 - 1 mbar kezdeti Ar-gáznyomástartományon ~15 különböző nyomásértéken rögzítettem az áram karakterisztikákat, melyeknél megmértem az áram amplitúdókat is (77. ábra).



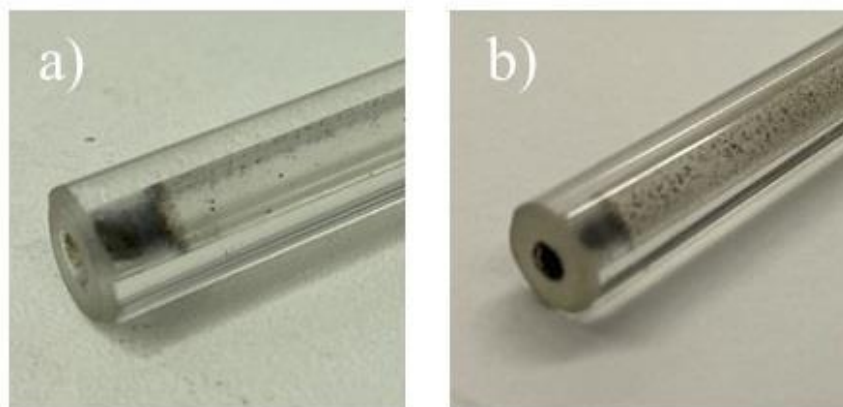
77. ábra 2,1 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárison átfolyó áram csúcsértéke különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén.

A kapillárison átfolyó maximális (~ 14 kA) áramokat ~0,2 - 0,3 mbar kezdeti Ar-gáznyomástartományon figyeltem meg. A lézerműködést főként ezen a tartományon kerestem, amelyhez foszforernyővel is vizsgáltam a sugárzás intenzitásprofilját (78. ábra).



78. ábra Foszforenyővel rögzített intenzitás eloszlások-különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén: a): 0,1 mbar, b): 0,2 mbar, c): 0,3 mbar, d): 0,4 mbar, e): 0,5 mbar és f): 0,8 mbar.

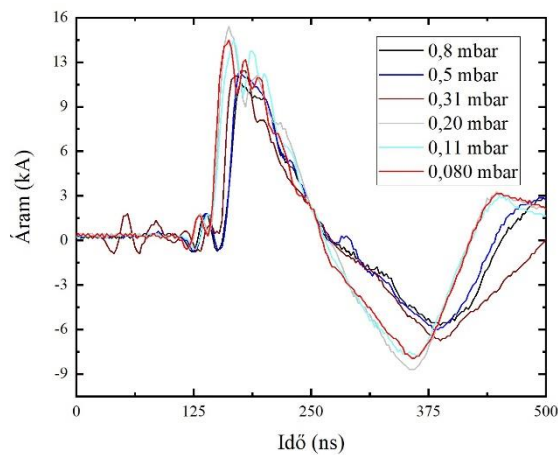
A foszforenyős képek vizsgálata alapján 0,3 – 0,4 mbar kezdeti Ar-gáznyomás esetén a leginkább intenzív és foltszerű a sugárzás intenzitás-eloszlása, azonban nem sikerült tényleges lézerműködést elérni ezzel a kapillárisal. A méréseket rendkívül megnehezítette, hogy a kisülések között sokszor percekkel kellett várni, amíg a kapillárisban lévő nyomás visszaállt közvetlen a kisülés előtti nyomásértékre. Ennek oka feltehetően a kapilláris falának nagymértékű ablációja volt (79. ábra).



79. ábra Üvegekappilláris belső falának állapota; a): ~50 lövés, b): ~100 lövés után.

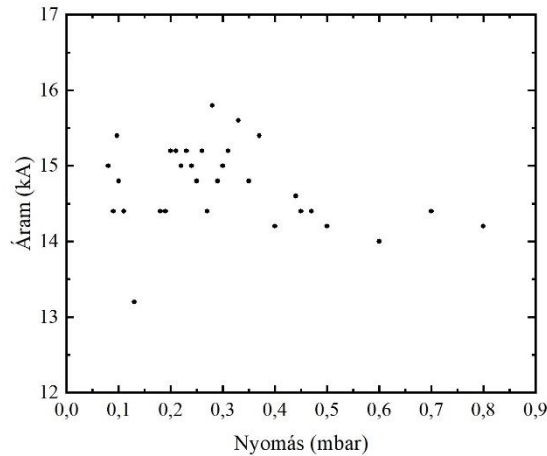
### 5mm belső átmérőjű kapillárisokkal végzett mérések:

A kísérletben alkalmazott kapilláris 22 cm hosszúságú és 5 mm belső átmérőjű  $\text{Al}_2\text{O}_3$  anyagú volt. A mérési sorozat első lépéseként különböző nyomásértékeken rögzítettem a kapillárison átfolyó áram karakterisztikáját és meghatároztam az elérhető csúcsáram nagyságát. A méréseket maximális (27 kV) gerjesztőfeszültséggel végeztem (80. ábra).



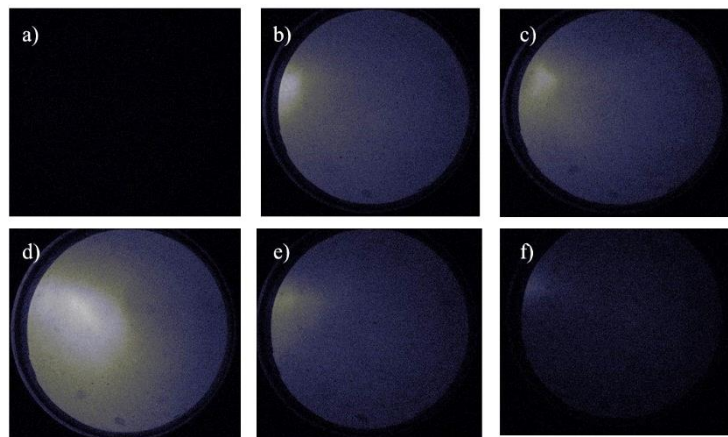
80. ábra Különböző (0,08 - 0,8 mbar) kezdeti Ar-gáznyomásokon mért áram karakterisztikák 22 cm hosszúságú és 5 mm belső átmérőjű kapilláris esetén.

Az 5 mm belső átmérőjű kapillárisokkal hasonló csúcsáramok érhetők el, mint a 3,2 mm belső átmérőjű ugyanilyen (22 cm) hosszúságú kapillárisokkal. Ezután a pontosabb vizsgálathoz 0,08 - 0,8 mbar kezdeti Ar-gáz nyomástartományon (~ 30) különböző nyomásértékeken rögzítettem az áram karakterisztikákat, melyeknél megmértem az áram amplitúdókat is (81. ábra).



81. ábra 5 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárison átfolyó áram csúcsértéke különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén.

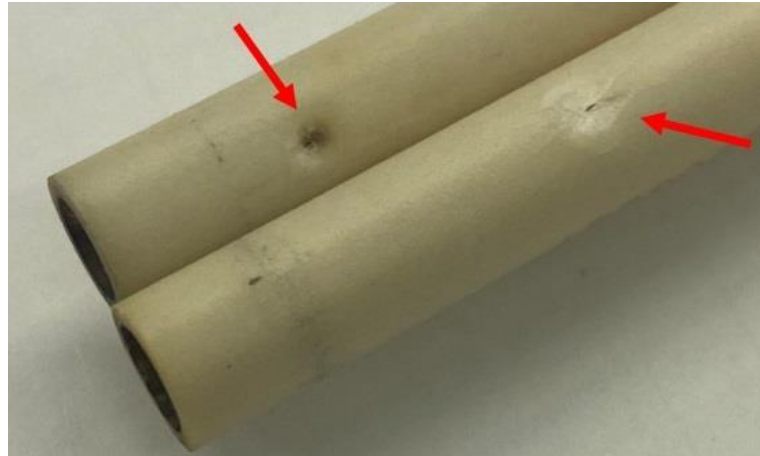
Az általam vizsgált nyomástartományon 0,1 és 0,3 mbar környezetében lehetett megfigyelni 1-1 csúcsot az áram amplitúdókban (81. ábra).



82. ábra Foszforenyővel rögzített intenzitás-eloszlások különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén: a): 0,08 mbar, b): 0,15 mbar, c): 0,20 mbar, d): 0,24 mbar, e): 0,4 mbar és f): 0,8 mbar.

A foszforenyős képek vizsgálata alapján 0,20 - 0,40 mbar kezdeti Ar-gáznyomás esetén a leginkább intenzív a sugárzás intenzitás-eloszlása, különösen 0,24 mbar-nál. A 0,1 mbar alatti tartományban nem sikerült intenzív sugárzást detektálni. Tényleges lézerműködést nem sikerült elérni 5 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárisal semmilyen vizsgált nyomástartományon.

Az 5 mm belső átmérőjű kapillárisokkal végzett kísérletek során egyedülálló módon a kapilláris falát átütötte néhány kisülés így azok használhatatlanná váltak. 1 mbar feletti kezdeti Argáznomás esetén szinte azonnal, alacsonyabb (0,01 - 0,1 mbar) nyomás esetén ~100-200 kisülés után következett be átütés a kapilláris falán keresztül (83. ábra).



83. ábra Kapilláris falának átütése 5 mm-es kapillárisok esetén.

Az 5 mm belső átmérőjű kapillárisok anyagukat ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) és falvastagságukat (~ 1 mm) tekintve megegyeznek a 3,2 mm-es belső átmérőjű kapillárisokéval, amelyekkel >1000 kisülés esetén sem történt nem kívánt átütés a kapillárisok falán. Az általunk alkalmazott paraméterek (lézercső kialakítás, gerjesztőfeszültség, Ar-gáznomás, stb. ) mellett 3 mm belső átmérő felett javasolt a nagyobb (1,5 - 2 mm) falvastagságú kapillárisok használata.

### 7.3.5 Mérések 35 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű $\text{Al}_2\text{O}_3$ kapillárisokkal

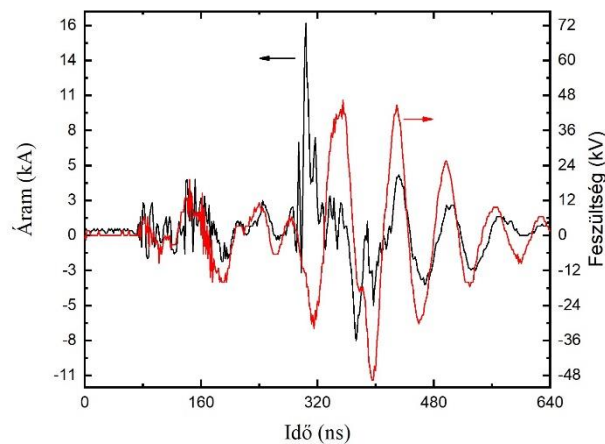
A lézerezés mértékét az erősítési tényező és az aktív közeg hossza (azaz  $g \cdot l$ -szorzat) határozza meg, így megvizsgáltuk, hogy az új gerjesztőrendszerrel hosszabb (35 cm) kapillárisokon is elérhető-e a lézerműködés, melyhez összeállítottam az új kísérleti elrendezést (84. ábra). A hosszabb (35 cm) tartóba a már bevált perselyes megoldással 3,2 mm belső átmérőjű kapillárist illesztettem.



84. ábra Beépített 35 cm hosszúságú, mellette a rövidebb (22 cm) kapillárisokhoz készített koaxiális földelés.

A kísérletek első részeként megmértem a kapillárison átfolyó áram és a peaking kondenzátoron eső feszültség karakterisztikáját (85. ábra).

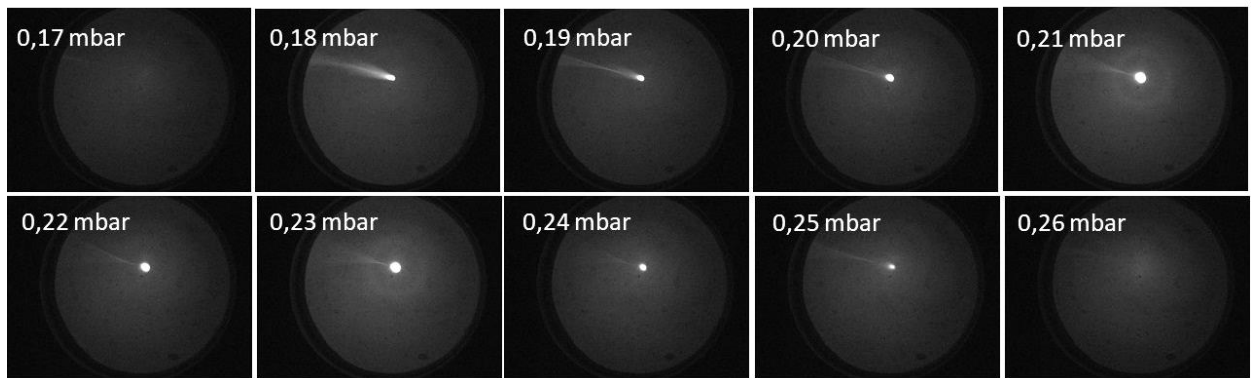




85. ábra Kapilláris áram és a peaking kondenzátor feszültségének lecsengési görbéje. A mérést maximális (27 kV) gerjesztőfeszültséggel végeztem.

A mérések során azt tapasztaltam, hogy az áram-karakterisztika a 22 cm-es kapilláris mérésekhez képest a csúcáramot megelőző  $\sim 200$  ns-ban sokkal bizonytalanabb, ami a preionizációs impulzus időbeli hangolásával javítható, azonban ettől a lézerműködés bizonytalanabb. Emellett a lecsengés is jóval több (kevésbé csillapodó) oszcillációban történik. A hosszú lecsengés feltételezett oka, hogy a lézercső impedanciáját a 35 cm-es kapillárishoz még nem illesztettem, továbbá a szikraköz beállítást is a rövidebb (22 cm hosszúságú) kapillárishoz hangoltam. Ugyanakkor rendkívül fontos megjegyezni, hogy a 85. ábra fekete színnel jelölt áram-karakterisztikában a csúcérték elérése után ( $t_0 + 320$  ns-nál) egy nagyon meredek ( $\sim 10$  ns-os) lefutással az amplitúdó  $1/3$  részére esik vissza az áram. Ez a jelenség nagyon hasonló a rekombinációs gerjesztéseknél (pulse-shaping eljárással) mesterségesen létrehozott háromszög-szerű impulzusokhoz, melyet a dolgozat 5.4 fejezetében mutattam be. A lézerműködést a kísérletekben 0,18 - 0,25 mbar kezdeti Ar-gáz nyomástartományon figyeltem meg (86. ábra).





86. ábra Lézernyaláb foszforenyő képek 35 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapilláris esetében különböző (0,17 - 0,26 mbar) kezdeti Ar-gáz nyomásokon.

A 35 cm hosszú kapillárisal elvégzett kísérletek egyelőre demonstrációs jellegűek a szisztematikus mérési sorozatokat (impulzus energia, impulzus idő, divergencia, spektrum, nyalábprofil, stb.) disszertációm elkészültéig már nem sikerült elvégezniem.

#### **Mérések során használt eszközök listája:**

Nagysebességű kamera a foszforenyős mérésekhez: The Imaging Source: DMK 31BU03

Oszilloszkóp: Tektronix TDS 1012B (100 MHz)

Rogowski tekercs az áram méréshez: Pearson Current Monitor Model 101

Nyomásmérő: Pfeiffer TPR 270

Spektrométer: Jobin-Yvon TGS300

#### **Alkalmazott informatikai szoftverek:**

Microsoft Office Word 2016

Microsoft Office Excel 2016

OriginPro 2018

ImageJ 1.54

## 8 Összefoglaló

Kutatócsoportunk (PTE TTK Röntgenlézer Kutatócsoport) és a SZTE Nagy Intenzitású Lézer Laboratórium által kifejlesztett LC inverziós, impulzus-transzformátoros tápegységgel sikeresen hozott létre kapilláris Z-pinch kisüléseket. Ezen kutatás mellett párhuzamosan, célkitűzésünknek megfelelően megvizsgáltuk extrém ( $\sim 1$  m) hosszú kapillárisokban a Z-pinch plazma létrehozásának lehetőségét is. Feladatom ezekben a kutatásokban a lézercső felépítése és a mérések elvégzése volt. Mindkét kutatás során új típusú gerjesztési módszereket mutattunk be, ahol erős spontán sugárzást sikerült előállítani. A továbbfejlesztett (impulzus-transzformátor nélküli) LC inverziós tápegységhez módosítottam a korábban alkalmazott lézercső felépítését. Meghatároztam a lézerműködéshez szükséges ideális kísérleti paramétereket. Különböző induktivitás csökkentési technikákat alkalmaztam, melyek közül a koaxiális kialakítással sikerült lézerműködést produkálni. A lézerműködés 22 cm hosszúságú, 3,2 mm belső átmérőjű  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisal, 23-27 kV gerjesztőfeszültség mellett 0,19 - 0,23 mbar kezdeti Ar-gáznyomás esetén volt megfigyelhető. Megmértem az impulzus energiát (maximum  $\sim 4$   $\mu\text{J}$ ), impulzus időt ( $\sim 1,6$  ns), divergenciát ( $\sim 1,9$  mrad), meghatároztam a nyaláb profilt, amely minden esetben Gauss-szerű és megmértem a spektrumot is, ahol a 46,9 nm hullámhosszúságú vonal volt a domináns. Kísérletileg megmutattam, hogy lehetséges 50 kV csúcshőfeszültség alatti gerjesztőrendszerrel kapilláris kisülésű lágyröntgen lézereket hatékonyan pumpálni, így ezek a rendszerek is a nitrogén és excimer lézerek feszültségtartományába hozhatók. A teljesen koaxiális kialakítással gyors ( $\sim 15$  ns) felfutású 16 - 18 kA amplitúdójú áramimpulzusokat lehet létrehozni, amelyek alkalmasak az  $\text{Ar}^{+8}$  ionok 46,9 nm-es hullámhosszú átmenetén megvalósítani a lézerműködést. A gyors felfutás a rendszer saját induktivitásának tranziens módon történő kioltásának következménye. A 22 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisoknál bevált rendszert 35 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapillárison tesztelve szintén sikerült lézerműködést demonstrálni az áram felfutásának jelentős csökkenése nélkül ( $\sim 1,5\text{-}2 \cdot 10^{12}$  A/s). Ez tovább bizonyítja azt, hogy a kapilláris hossz (és így a rendszer saját induktivitásának) jelentős mértékű növelésével a teljesen koaxiális kialakításnak köszönhetően tranziens módon mindig kialakul az induktivitás kioltás. Ez felveti a még hosszabb (0,5 - 1 m) kapillárisok alkalmazásának lehetőségét is. A saját rendszerünkön teljesen koaxiális kialakítással létrehozott áramimpulzusok karakterisztikája, azaz a gyors  $\sim 15$  ns-os felfutást követő 10-15 ns alatt a csúcsáramhoz képest  $>50\%$  visszesés az áramban alkalmas lehet rekombinációs gerjesztésre is.

## 8.1 Tézispontok

1. Kísérletileg megmutattam, hogy alacsony áramú ( $< 9$  kA) impulzus transzformátoros LC inverziós tápegységgel létre lehet hozni kapilláris Z-pinch kisüléseket, ahol erős spontán sugárzást sikerült elérni 22 cm hosszúságú 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisokban [E3], [P1].
2. Kísérletileg megmutattam, hogy extrém ( $\sim 1$  m) hosszú kapillárisokban közvetlenül Marx-generátorról, C-C áttöltés nélkül is, hatásosan lehet gerjeszteni kapilláris kisülésű röntgenlézereket. Ennek közvetlen bizonyítéka a detektált erős spontán sugárzás [E1], [E2].
3. Kísérletileg megmutattam, hogy lehetséges 50 kV csúcspotenzívitás alatti kapilláris kisülésű lágyröntgen-lézereket létrehozni, melyek így a hagyományos nitrogén és excimer lézerek működési feszültségtartományába sorolhatók [S1].
4. Kísérletekkel igazoltam, hogy az általunk kifejlesztett alacsony feszültségű ( $< 50$  kV) gerjesztőrendszerrel 22 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapillárisokban létrehozott Z-pinch plazmával megvalósítható lézerműködés 46,9 nm-en. A keletkezett nyaláb alakja Gauss-szerű profillal rendelkezik, impulzusenergiája pedig 4  $\mu$ J [S1].
5. Kísérletileg bizonyítottam, hogy az alacsony feszültségű ( $< 50$  kV) LC inverziós tápegységgel kizárólag csak akkor lehet hosszabb ( $l > 22$  cm) kapillárisokban gyors  $\sim 15$  ns-os felfutású, 16-18 kA amplitúdójú gerjesztőáramokat létrehozni, hogyha a kapillárist koaxiálisan leárnyékoljuk, a két végén leföldelt, jó vezetőképességgel rendelkező burkolattal. Ez a megoldás új utat jelenthet a további méretcsökkentés (akár félvezető alapú kapcsolási technikák) felé [S2], [S3].

## 9 Summary

Our research group (PTE TTK X-ray Laser Research Group) and the SZTE High Intensity Laser Laboratory have successfully created capillary Z-pinch discharges using an LC inversion pulse transformer power supply. In parallel to this research, we have also investigated the possibility of generating Z-pinch plasmas in extremely ( $\sim 1$  m) long capillaries, in line with our objectives. My task in these studies was to set up the laser tube and perform the measurements. In both studies, we have demonstrated new types of excitation methods where strong spontaneous emission has been produced. For the improved LC inversion power supply (without pulse transformer), I modified the previously used laser tube design. I have determined the ideal experimental parameters required for laser operation. Different inductance reduction techniques were used, of which the coaxial design was successful in producing laser operation. The laser operation was observed with an  $\text{Al}_2\text{O}_3$  capillary of 22 cm length and 3.2 mm inner diameter at an excitation voltage of 23-27 kV and a preferred Ar gas pressure of 0.19 - 0.23 mbar. I measured the pulse energy (maximum  $\sim 4$   $\mu\text{J}$ ), pulse time ( $\sim 1.6$  ns), divergence ( $\sim 1.9$  mrad), determined the beam profile, which in all cases was Gaussian, and measured the spectrum, where the wavelength line of 46.9 nm was dominant. Experimentally, I have shown that it is possible to pump capillary-discharge soft-X-ray lasers efficiently with excitation systems below 50 kV peak voltage, so that these systems can be brought into the voltage range of nitrogen and excimer lasers. The fully coaxial design can be used to generate current pulses with fast ( $\sim 15$  ns) rise-up amplitudes of 16 - 18 kA, capable of laser operation at the 46.9 nm wavelength transition of  $\text{Ar}^{+8}$  ions. The fast rise-up is a consequence of the transient extinction of the self-inductance of the system. Testing the system, which has been proven for capillaries with a length of 22 cm and an inner diameter of 3.2 mm, on capillaries with a length of 35 cm and an inner diameter of 3.2 mm, also demonstrated laser operation without a significant decrease in current rise-up ( $\sim 1.5 - 2 \cdot 10^{12}$  A/s). This further demonstrates that with a significant increase in capillary length (and thus in the self-inductance of the system), inductance extinction always occurs transiently due to the fully coaxial design. This raises the possibility of using even longer (0.5 - 1 m) capillaries. The characteristics of the current pulses generated in our own system with a fully coaxial design, i.e.  $>50\%$  drop in current after a fast  $\sim 15$  ns rise time of 10-15 ns compared to the peak current, may also be suitable for recombination excitation.

## 9.1 New Scientific Results

1. I have experimentally shown that low current ( $< 9$  kA) pulse transformer LC inversion power supplies can be used to generate capillary Z-pinch discharges, where strong spontaneous emission was achieved in 22 cm long capillaries with an inner diameter of 3.2 mm [E3], [P1].
2. Experimentally, I have shown that capillaries of extreme ( $\sim 1$  m) length can be used to excite capillary-discharge X-ray lasers directly from a Marx generator without C-C transitions. Direct evidence of this is the strong spontaneous emission detected [E1], [E2].
3. I have experimentally shown that it is possible to create soft X-ray lasers with capillary discharge below 50 kV peak voltage, which can be classified in the operating voltage range of conventional nitrogen and excimer lasers [S1].
4. Experimentally demonstrated that laser operation at 46.9 nm is feasible with a Z-pinch plasma created in 22 cm long and 3.2 mm inner diameter capillaries using our low voltage ( $< 50$  kV) excitation system. The shape of the resulting beam has a Gaussian-like profile and a pulse energy of 4  $\mu$ J [S1].
5. I have experimentally demonstrated that with low voltage ( $< 50$  kV) LC inversion power supplies, excitation currents of 16-18 kA amplitude with fast  $\sim 15$  ns ramp-up in longer ( $l > 22$  cm) capillaries can only be generated if the capillary is coaxially shielded at both ends with a well-grounded, conductive sheath. This method could open a new path towards further size reduction (even semiconductor-based switching techniques) [S2], [S3].

## 10 Köszönetnyilvánítás

Túlzás nélkül mondhatom, hogy az elmúlt néhány év szakmai szempontból életem eddigi legmeghatározóbb időszaka volt. A számos nehézség és kudarc sokszor beárnyékolta a pillanatnyi sikereket, amelyek fontos építőkövei voltak azoknak az elért eredményeknek, amiket dolgozatomban bemutathattam. Mindez azonban nem jöhetett volna létre egy kitartó és jól összekovácsolódott csoport nélkül, akiknek először szeretnék ezúton is köszönetet mondani. Első sorban témavezetőmnek Prof. Dr. Kuhlevszkij Szergejnek, aki mindent megtett annak érdekében, hogy ne térjek le arról az útról, ami végül e dolgozat megszületéséhez vezetett. Köszönöm Prof. Dr. Szatmári Sándornak és kutatócsoportjának áldozatos munkáját, amivel kitartóan támogatták közös kutatásunkat, annak megteremtették a technológiai/dologi feltételeit, továbbá a bölcsességeket és felbecsülhetetlen tudást, amit a szegedi utazások során kaptam. Köszönöm Dr. Sapolov Anatolij „levelezős” kutatócsoport tagunknak a nélkülözhetetlen segítséget, akinek a kutatómunka elméleti/modelljezi (alapokról felépített) precíz kivitelezését köszönhetjük. Köszönöm Kiss Mátyás kollégámnak a kísérleti munkában nyújtott segítségét. Hálával tartozom korábbi témavezetőmnek Dr. Sánta Imrének, akinek köszönhetően bekerülhettem a kutatócsoportba és akitől elsajátíthattam a kísérleti fizika alapjait. Köszönöm Prof. Dr. Almási Gábor intézetigazgató végtelen türelmét, akihez bármikor fordulhattam bármilyen problémával, és aki lehetővé tette PTE-s jogviszonyom folyamatos fennállását. Köszönöm Prof. Dr. Hebling Jánosnak a Fizika Doktori Iskola vezetőjének minden támogatását és köszönettel tartozom Prof. Dr. Pálfalvi Lászlónak, akinek (2018-1.2.1-NKP-2018-00010) pályázata nyújtott az utóbbi időben nélkülözhetetlen anyagi támogatást. Köszönöm Lóki Andreának a Fizikai Intézet ügyvivő szakértőjének az adminisztrációs ügyekben nyújtott nélkülözhetetlen segítségét és biztató támogatását.

Végül, de nem utolsó sorban köszönöm kedvesemnek, családomnak és barátaimnak a lelki támogatást és azt, hogy mindvégig hittek bennem, hogy az általam kitűzött célokat elérhetem.

A disszertáció elkészítését az **EFOP-3.6.2-16-2017-00005** és a **2018-1.2.1-NKP-2018-00010** projektek támogatták.

## 11 Saját közleményeim

### 11.1 A disszertációhoz kapcsolódó publikációk

[S1] B. Fekete, M. Kiss, A.A. Shapolov, S. Szatmari and S.V. Kukhlevsky, „Soft x-ray Ar<sup>+8</sup> laser excited by low-voltage capillary discharge”, Optics Express, vol. 31, no. 21, pp. 34381- (doi: 10.1364/OE.498927) 2023.

[S2] B. Fekete, M. Kiss, A. A. Shapolov, S. Szatmari, and S. V. Kukhlevsky, „Low-voltage capillary Z-pinches with short rise times and high currents for portable soft X-ray Ar<sup>+8</sup> lasers”, Transactions on Plasma Science, 2023, publikációra elküldve.

[S3] B. Fekete, M. Kiss, A. A. Shapolov, S. Szatmari, and S. V. Kukhlevsky, „Short rise and decay time z-pinch currents for soft-x-ray laser excitation”, Physical Review Letters, 2023, publikációra elküldve.

### 11.2 Előadások

[E1] Fekete Balázs, Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Szatmári Sándor, Kuhlevszkij Szergej „1m Hosszú Kapilláris Röntgenlézer Közvetlen Marx-generátoros Gerjesztéssel” In: (dof) $\phi$  - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája (DOFFI 2019). Konferencia helye: Balatonfenyves, Magyarország, 2019.06.13-16. p. 9-10.

[E2] Fekete Balázs, Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Kuhlevszkij Szergej, Szatmári Sándor „Preliminary Experiments for 1m Long Capillary Discharge Ar<sup>+8</sup> X-ray Lasers and Waveguides” In: VIII. Interdiszciplináris Doktorandusz Konferencia. Konferencia helye, ideje: Pécs, Magyarország, 2019.05.24-25. p. 14.

[E3] Fekete Balázs, Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Kuhlevszkij Szergej, Szatmári Sándor „Developing Low Current Impulse Transformer for Capillary Z-Pinch Ar<sup>+8</sup> Lasers And Waveguides” In: XVI. János Szentágothai Multidisziplinary Conference and Student Competition. Konferencia helye, ideje: Pécs, Magyarország, 2019.02.14-15. p. 37

[E4] Fekete Balázs, Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Szatmári Sándor, Kuhlevszkij Szergej „Impulzus-transzformátor fejlesztése alacsony áramú kapilláris kiskisüléssel gerjesztett

lágyröntgen-lézerekhez” in: (dof) $\phi$  - Fizikus Doktoranduszok Konferenciája (DOFFI 2018). Konferencia helye: Balatonfenyves, Magyarország, 2018. Június 14. - Június 17.

### 11.3 Poszterek

[P1] B. Fekete; M. Kiss; A. A. Shapolov; S. Szatmári; S. V. Kukhlevsky „Soft X-ray Ar+8 lasers and wake-field electron accelerators by using low-current capillary Z-pinches” In: Kvantumelektronika: IX. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről: (doi: 10.14232/kvantumelektronika.9.7) pp. 39-44 Szeged, 2020.

[P2] B. Fekete, M. Kiss, A.A. Shapolov, S. Szatmari, S.V. Kukhlevsky „Development of soft X-ray Ar+8-lasers excited by low-current capillary Z-pinch discharges” In: The 3rd EMN Meeting on Photonics. Konferencia helye, ideje: Kaohsiung, Taiwan, 2018.10.21-2018.10.25. p. 36.

[P3] B Fekete, A A Shapolov, M Kiss, S Szatmari, S V Kukhlevsky, „Impulse Transformer for Sub 9 kA Capillary Z-Pinch Ar+8 Lasers and Waveguides” In: V Aubrecht, V Celedova Plasma Physics and Technology. Konferencia helye, ideje: Prague, Csehország, 2018.06.18-2018.06.21. Prague: Czech Technical University in Prague, 2018. p. 30. 48 p.

[P4] Fekete Balázs, Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Szatmári Sándor, Kuhlevszkij Szergej „Röntgenlézer Gerjesztése Impulzus-Transzformátorral” In: Kvantumelektronika 2018: VIII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2018.06.15 Pécs: Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Kar (PTE TTK), 2018. pp. 48-49. (ISBN: 978-963-429-250-0)

[P5] B Fekete, A A Shapolov, M Kiss, S Szatmári, S V Kukhlevsky „Capillary Z-pinch plasma generated by impulse transformer” In: 45th IOP PLasma Physics Conference: Programme and Abstract Book. Konferencia helye, ideje: Belfast, Egyesült Királyság / Észak-Írország, 2018.04.09-2018.04.12. London: Institute of Physics (IOP), p. 45. 61 p.



#### 11.4 Egyéb közlemények

[K1] Anatolij Shapolov, Balázs Fekete, Matyas Kiss, Sandor Szatmari, Sergei Kukhlevsky „Study of the Effects of Laser Pulse Intensity Modulations on the Plasma Oscillations and Electron Energy Gain in the Bubble Regime” In: IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conference. Konferencia helye, ideje: Orlando, Florida, U.S., 2019.06.23-28. p. 167.

[K2] Shapolov A., Balázs Fekete, Mátyás Kiss, Sándor Szatmári, Sergei V.Kukhlevsky „Waveguiding of the High Intensity Laser Pulse in a Hydrogen Z-pinch Plasma and its Influence on the LWFA in the Bubble Regime” In: 4th Global Summit & Expo on Laser Optics & Photonics. Konferencia helye, ideje: Dubai, Egyesült Arab Emírségek, 2019.04.15-16. p. 3.

[K3] A.A. Shapolov, B. Fekete, M. Kiss, S. Szatmari, S.V. Kukhlevsky „Theoretical Study of Wakefield Acceleration of Electrons in Capillary Z-Pinch Plasma Waveguide” In:2019 3rd International Conference on Engineering Physics and Optoelectronic Engineering (ICEPOE 2019). Konferencia helye, ideje: Kuala Lumpur, Malaysia, 2019.02.21-2019.02.24. p. 30.

[K4] A Shapolov, Matyas Kiss, Balázs Fekete, Sandor Szatmari, Sergei V Kukhlevsky „Modeling of soft X-ray Ar<sup>+8</sup>-laser excited by capillary Z-pinch versus experiments” In: CLEO Pacific Rim 2018. Konferencia helye, ideje: Kaulung, Hongkong, 2018.07.29-2018.08.03.p. 51. 1 p.

[K5] A.A. Shapolov, B. Fekete, M. Kiss, S. Szatmari and S.V. Kukhlevsky „Two MHD models of capillary Z-pinch Ar plasma versus experiments regarding the lasing in 46,9 nm line of Ar<sup>+8</sup> ions” In: 19th International Congress on Plasma Physics (ICPP2018). Konferencia helye, ideje: Vancouver, Kanada, 2018.06.04-2018.06.08. P036.

[K6] A A Shapolov, B Fekete, M Kiss, S Szatmari, S V Kukhlevsky „Optimization of The Excitation Current Pulse of Capillary Z-Pinch Plasma Waveguide By Using Different Gases” In: V Aubrecht, V Celedova, Plasma Physics and Technology. Konferencia helye, ideje: Prague, Csehország, 2018.06.18-2018.06.21. Prague: Czech Technical University in Prague, 2018. p. 31. 48 p.

[K7] A A Shapolov, B Fekete, M Kiss, S Szatmari, S V Kukhlevsky „Two MHD models of capillary Z-pinch Ar plasma versus experiments regarding the lasing in 46,9 nm line of Ar<sup>+8</sup>

ions” In: 19th International Congress on Plasma Physics. Konferencia helye, ideje: Vancouver, Kanada, 2018.06.04-2018.06.08.

[K8] A Shapolov, B Fekete, M Kiss, S Szatmári, S V Kukhlevsky „Waveguide properties of the capillary Z-pinch plasma” In: 45th IOP PLasma Physics Conference: Programme and Abstract Book. Konferencia helye, ideje: Belfast, Egyesült Királyság / Észak-Írország, 2018.04.09-2018.04.12. London: Institute of Physics (IOP), p. 46. 61 p.

[K9] Kiss Mátyás, Sapolov Anatolij, Fekete Balázs, Szatmári Sándor, Kuhlevszkij Szergej „Analysis of gas-filled capillary plasma discharge systems” In: Book of Abstracts: ICEL 2017 - International Conference on Extreme Light, p. 30. Konferencia helye, ideje: Szeged, Magyarország, 2017.11.06-2017.11.09.

## 12 Irodalomjegyzék

- [1] J. J. Rocca, D. C. Beethe and M. C. Marconi, "Proposal for soft-x-ray and XUV lasers in capillary discharges," *Optics Letters*, vol. 13, no. 7, pp. 565-567, 1988.
- [2] J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortázar, H. Hartshorn and J. L. A. Chilla, "Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft-X-Ray Laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, no. 16, pp. 2192 - 2195, 1994.
- [3] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, O. Frolov and J. Straus, "Ways to discharge-based soft X-ray lasers with the wavelength  $\lambda < 15$  nm," *Cambridge University Press*, vol. 26, no. 2, pp. 167-178, 2008.
- [4] D. L. Silva, J. E. Trebes, S. Mrowka, J. T. Barbee, J. Brase, J. A. Koch, R. A. London, B. J. Macgowan and D. L. Matthews, "Demonstration of x-ray microscopy with an x-ray laser operating near the carbon K edge," *Opt. Lett.*, vol. 17., no. 10., pp. 754-6, 1992.
- [5] A. Ritucci, A. Reale, P. Zuppela, E. Reale, P. Tucceri, G. Tomasetti, P. Bettotti and L. Pavesi, "Interference lithography by a soft x-ray laser beam: Nanopatterning on photoresists," *J. Appl. Phys.*, vol. 102., 2007.
- [6] O. Frolov, K. Kolacek, J. Straus, J. Schmidt, V. Prukner and A. Shukurov, "Generation and application of the soft X-ray laser beam based on capillary discharge," *Journal of Physics: Conference Series 511*, 2014.
- [7] J. J. Thomson, *Discharge of Electricity Through Gases*, New York: C. Scribner's Sons, 1898.
- [8] W. Crookes, "On the illumination of lines of molecular pressure, and the trajectory of molecules," *Phil. Trans.*, vol. 170, pp. 135-164, 1878.
- [9] H. Murray, "Inventing the World's First Continuous-Wave Laser," 21 05 2020. [Online]. Available:

- [https://www.photonics.com/Articles/Inventing\\_the\\_Worlds\\_First\\_Continuous-Wave\\_Laser/a65796](https://www.photonics.com/Articles/Inventing_the_Worlds_First_Continuous-Wave_Laser/a65796). [Accessed 03 02 2023].
- [10] E. Ault, M. Bhaumik, W. Hughes, R. Jensen, C. Robinson, A. Kolb and J. Shannon, "Xe Laser Operation at 1730 Å," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 63, no. 7, p. 907, 1973.
- [11] R. C. Elton, X-Ray Lasers, 1250 Sixth Avenue, San Diego, CA 92101: Academic Press, Inc., 1990.
- [12] S. Suckewer and P. Jaegle, "X-Ray laser: past, present, and future," *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, no. 6, pp. 411-36, 2009.
- [13] J. Nilsen, "X-ray lasers: the evolution from Star Wars to the table-top," in *17th International Conference on X-ray Lasers 2020 online*, Svájc, 2021.
- [14] J. F. Holzrichter, E. M. Campbell, J. D. Lindl and E. Storm, "Research with high-power short-wavelength lasers," *Science*, vol. 229, no. 4718, pp. 1045-51, 1985.
- [15] L. B. DaSilva, B. J. MacGowan, S. Mrowka, J. A. Koch, R. A. London, D. L. Matthews and J. H. Underwood, "Power measurements of a saturated yttrium x-ray laser," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1174-76, 1993.
- [16] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will and W. Sandner, "Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 2748-51, 1997.
- [17] J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev and R. E. Stewart, "Demonstration of X-Ray Amplification in Transient Gain Nickel-like Palladium Scheme," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 2825-28, 1998.
- [18] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, R. F. Smith and V. N. Shlyaptsev, "High-Repetition-Rate Grazing Incidence Pumped X-Ray Laser Operating at 18.9 nm," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, 2005.

- [19] B. A. Reagan, M. Berrill, K. A. Wernsing, C. Baumgarten, M. Woolston and J. J. Rocca, “High-average-power, 100-Hz-repetition-rate, tabletop soft-x-ray lasers at sub-15-nm wavelengths,” *Phys. Rev. A*, vol. 89, 2014.
- [20] „Spain X-FEL HUB,” [Online]. Available: <https://xfel-hub.es/xfels-worldwide-2/>. [Hozzáférés dátuma: 30 augusztus 2023].
- [21] A. Rundquist, C. G. Dufree, C. Zenghu, C. Herne, S. Backus, M. M. Murane and C. H. Kapteyn, “Phase-Matched Generation of Coherent Soft X-rays,” *Science*, vol. 280, no. 5368, pp. 1412-15, 1998.
- [22] J. Gao, J. Wu, Z. Lou, F. Yang, J. Qian, Y. Peng, Y. Leng, Y. Zheng, Z. Zeng and R. Li, “High-order harmonic generation in an x-ray range from laser-induced multivalent ions of noble gas,” *Optica*, vol. 9, no. 9, pp. 1003-8, 2022.
- [23] R. W. Waynant, J. D. Shipman, R. C. Elton and A. W. Ali, “Vacuum Ultraviolet Laser Emission From Molecular Hydrogen,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, pp. 383-384, 1970.
- [24] S. I. Braginskii, *Transport Processes in Plasma*, New York: Consultants Bureau, 1965, pp. 214 - 253.
- [25] B. H. Mahan, “Microscopic Reversibility and Detailed Balance,” *Journal of Chemical Education*, vol. 52, no. 5, pp. 299 - 302, 1975.
- [26] D. G. Hummer and G. B. Rybicki, “A Unified Treatment of Escape Probabilities in Static and Moving Media. I. Plane Geometry,” *The Astrophysical Journal*, vol. 254, pp. 767-779, 1982.
- [27] H. K. Chung, M. H. Chen, W. L. Morgan, Y. Ralchenko and R. W. Lee, “FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements,” *High Energy Density Phys.*, vol. 1, pp. 3-12, 2005.
- [28] J. D. Callen, *Fundamentals of Plasma Physics*, Madison: University of Wisconsin, 2003.
- [29] J. D. Huba, *NRL Plasma Formulary*, 1994.

- [30] N. A. Krall és A. V. Trivelpiece, *Principles Of Plasma Physics*, Tokyo: McGraw-Hill, Inc., 1973.
- [31] P. V. Sasorov, N. A. Bobrova and O. G. Olkhovskaya, “The two-temperature equations of magnetic hydrodynamics of the plasma,” in *Keldysh Institute preprints*, Moscow, 2015.
- [32] Y. S. Sayasov, “Three-body electron recombination in Plasma,” *Bulletin der Naturforschenden Gesellschaft Freiburg*, vol. 65, pp. 76-87, 1976.
- [33] Y. Sakai, S. Takahashi, T. Hosokai, M. Watanabe, G. H. Kim and E. Hotta, “Magnetohydrodynamics control of capillary Z-pinch discharge by using a triangular current pulse for lasing a H-like N recombination soft x-ray laser,” *Journal of Applied Physics*, vol. 107, no. 8, 2010.
- [34] P. Vrba, M. Vrbova, N. Dezhda, A. Bobrova and P. V. Sasorov, “Modeling of a nitrogen x-ray laser pumped by capillary discharge,” *Central European Journal of Physics*, vol. 3, pp. 564-580, 2005.
- [35] N. S. Kampel, A. Rikanati, I. Be'ery, A. Ben-Kish, A. Fisher and A. Ron, “Feasibility of a nitrogen-recombination soft-x-ray laser using capillary discharge Z pinch,” *Phys. Rev. E.*, vol. 78, 2008.
- [36] A. Ben-Kish, M. Shuker, R. Nemirovsky, A. Fisher and A. Ron, “The effects of the pre-pulse on capillary discharge XUV laser,” *Physics of Plasmas*, vol. 13, no. 1, 2006.
- [37] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa and S. V. Kukhlevsky, “Magnetoelectric Confinement and Stabilization of Z Pinch in a Soft-x-Ray Ar+8 Laser,” *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 8, p. 4, 2013.
- [38] J. J. Rocca, “Compact Discharge Soft X-ray Laser”. U.S. Patent 6,167,065, 2000.
- [39] J. J. Rocca, “Capillary discharge X-ray laser”. U.S. Patent 7,251,263, 2007.
- [40] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz and J. J. Rocca, “Demonstration of a desk-top size high repetition rate soft x-ray laser,” *Optics Express*, vol. 13, no. 11, pp. 4050-55, 2005.

- [41] J. J. Rocca, B. A. Reagan, C. Baumgarten, M. Pedicone, L. Yin, V. N. Shlyaptsev, Y. Wang, S. Wang, A. Rockwood, M. Berrill, M. C. Marconi and C. S. Menoni, “High Average Power Table-Top Soft X-Ray Lasers Using Diode-Pumped Laser Drivers,” in *X-Ray Lasers 2016*, Japán, Springer, 2016, pp. 11-19.
- [42] Y. Zhao, Y. L. Cheng, Q. Wang and D. W. Yang, “Device of capillary discharge with pre-pulse and main pulse to excite soft X-ray laser,” *High Power Laser and Particle Beams*, vol. 16, no. 6, pp. 732-6, 2004.
- [43] Y. C. Li, B. L. Han, Y. B. Chu and D. Y. Wei, “Effect of pre-pulses on capillary discharge soft x-ray laser,” *Acta Physica Sinica*, vol. 54, no. 10, p. 4979, 2005.
- [44] M. H. Peng, W. D. Zheng, D. W. Yang and Q. Wang, “Influence of discharge parameters on capillary discharge-pumped soft X-ray laser,” *High Power Laser and Particle Beams*, vol. 17, no. 4, pp. 537-42, 2005.
- [45] M. U. Khan, Y. Zhao, D. Zhao and B. An, “Operation and output pulse characteristics of a discharge-pumped 46.9 nm soft X-ray laser with larger inner diameter capillary and higher discharge currents,” *The European Physical Journal Plus*, vol. 136, no. 6, 2021.
- [46] M. U. Khan, Y. Zhao, K. M. Shahzad, H. Cui and D. Zhao, “Impact of discharge currents on the intensity,” *Optics Express*, vol. 27, no. 12, 2019.
- [47] J. J. Rocca, F. G. Tomasel, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, J. L. A. Chilla, B. T. Szapiro and G. Giudice, “Discharge-pumped soft-x-ray laser in neon-like argon,” *Phys. Plasmas* 2, p. 2547–2554, 1995.
- [48] Y. Zhao, S. Jiang, Y. Xie and D. Yang, “Demonstration of soft x-ray laser of Ne-like Ar at 69.8 nm pumped by capillary discharge,” *Optics Letters*, vol. 36, no. 17, pp. 3458-60, 2011.
- [49] D. Zhao, Y. Zhao, B. An, J. Li and H. Cui, “Demonstration of multi-pass amplification of 46.9 nm laser pumped by capillary discharge,” *Matter and Radiation at Extremes*, vol. 8, no. 4, 2023.

- [50] C. A. Tan and H. K. Kwek, "Development of a low current discharge-driven soft x-ray laser," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, pp. 4787-92, 2007.
- [51] C. A. Tan and K. H. Kwek, "A Gigawatt High-Voltage Generator for Coherent Soft X-Ray Generation," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 57, no. 5, pp. 1023-1028., 2008.
- [52] C. P. Teh, B. Wong and K. H. Kwek, "Modeling of fast capillary-discharge for soft x-ray lasers," *Journal of Physics Conference Series*, vol. 370, no. 1, 2012.
- [53] Y. Sakai, Y. Kakuya, X. Yifan, T. Hiroaki, H. Yasushi, G. Hamid, W. Masato, O. Akitoshi, H. Kazuhiko and H. Eiki, "Performance of soft x-ray laser pumped by capillary discharge," *International Atomic Energy Agency*, pp. 39-42, 2005.
- [54] Y. Hayashi, N. Sakamoto, Y. Zhao, Y. Cheng, C. Priya, W. Masato, O. Akitoshi, H. Kazuhiko and H. Eiki, "On the time of lasing onset and the end-effect of a soft x-ray laser device using a capillary z-pinch discharge," *Plasma Sources Sci. Technol*, vol. 13, pp. 675-679, 2004.
- [55] E. Hotta, Y. Sakai, G. Niimi, G. Hayashi, M. Watanabe, A. Okino and K. Horioka, "Optimization of Capillary Discharge Condition for SXR and EUV Sources," in *28th ICPIG*, Prága, 2007.
- [56] S. K. Mishra, S. Nigam, K. Aneesh, C. P. Navathe and P. D. Gupta, "Measurement of EMI in a capillary discharge plasma system and its application as a diagnostic Tool," in *Electromagnetic Interference & Compatibility, INCEMIC 2008*, Bengaluru, 2008.
- [57] S. Barnwal, S. Nigam, K. Aneesh, R. S. Prasad, M. I. Sharma, P. K. Tripathi, S. A. Joshi, P. A. Naik, S. H. Vora and P. D. Gupta, "Exploring X-ray lasing in nitrogen pinch plasma at very high and fast discharge current excitation," *Appl. Phys. B.*, vol. 123, no. 178, 2017.
- [58] M. Nevrkla, A. Jancarek, P. Vrba and M. Vrbova, "Capillary discharge apparatus for intense XUV radiation generation," in *Pulsed Power Conference, 2009 IET European*, Svájč, 2009.



- [59] M. Vrbova, A. Jancarek, P. Vrba, M. Nevrkla and P. Kolar, "XUV Radiation Emitted by Capillary Pinching Discharge," in *X-Ray Lasers*, Springer, 2010, pp. 257-62.
- [60] T. Parkman, M. Nevrkla, A. Jancarek, J. Turnova, D. Panek and M. Vrbova, "Table-Top Water-Window Microscope Using a Capillary Discharge Plasma Source with Spatial Resolution 75 nm," *Applied Sciences*, vol. 10, no. 18, 2020.
- [61] M. Nevrkla and A. Jancarek, "Water window radiation from 40 kA Z-pinching capillary discharge plasma," in *International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources*, Írország, 2014.
- [62] M. Nevrkla, J. Hubner, J. Sisma, P. Vrba, M. Vrbova, N. Bobrova, P. Sasorov and A. Jancarek, "A Study of Current Controlled Discharge in a Nitrogen Filled Tube," *Applied Sciences*, vol. 11, 2021.
- [63] S. Li, G. Jingming, S. Chengyu, X. Liu and H. Yang, "Investigation on a fast rise time high voltage pulse transformer," *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 12, 2019.
- [64] S. Abuazoum, M. S. Wiggins, R. C. Issac, G. H. Welsh, V. Gregory, M. Ganciu and D. A. Jaroszynski, "A high voltage pulsed power supply for capillary discharge waveguide applications," *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 6, 2011.
- [65] Y. Sakai, S. Takahashi, T. Komatsu, I. Song, M. Watanabe and E. Hotta, "Highly efficient pulsed power supply system with a two-stage LC generator and a step-up transformer for fast capillary discharge soft x-ray laser at shorter wavelength," *The Review of scientific instruments*, vol. 81, no. 1, 2010.
- [66] G. Niimi, Y. Hayashi, N. Sakamoto, M. Nakajima, A. Okino, M. Watanabe, K. Horioka and E. Hotta, "Development and characterization of a low current capillary discharge for X-ray laser studies," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 30, no. 2, pp. 616-21, 2002.

## 13 Ábrajegyzék

1. ábra Fantáziarajz az Excalibur programban megálmodott rakétavédelemről [13].	5
2. ábra Nova lézer által gerjesztett röntgenlézer [15].	6
3. ábra $14^\circ$ -os sűrű szögben való gerjesztés [18].	7
4. ábra Erősített spontán emisszió működési mechanizmusa [10].	9
5. ábra Intenzitásnövekedéssel arányos $IG/Js$ tényező a $GL$ szorzat függvényében. Folytonos görbe a (2) egyenlet „pontos” numerikus megoldása, és annak approximációi az (1) ill. (3) egyenletek szerint [11].	12
6. ábra $Ar^{+8}$ -ion elektronütközéssel $2p^6$ alapszintről gerjesztett $3p-3s$ lézerátmenete (a) [10], és a modellben alkalmazott 4 energiaszintes termséma (b). A kétirányú nyilak a spontán emissziót és reabszorpciót, valamint a gerjesztést és legerjesztést reprezentálják.	14
7. ábra Sík plazma Doppler-kiszélesedett átmenetek menekülési faktora a centrális opacitás $\tau_c$ függvényében. Az alsó folytonos burkoló az áramlásmentes statikus plazmára vonatkozik, míg a szaggatott görbék a dinamikus áramlás termikus sebességgel normalizált $\tau_c$ szerinti sebességgradiensekhez tartozó eseteket reprezentálják [26].	17
8. ábra Maxwell-eloszlásra átlagolt effektív Gaunt-faktor $g$ a gerjesztési energia $\Delta E$ és az elektronhőmérséklet $Te$ hányadosának függvényében [10].	18
9. ábra Hidrogénszerű nitrogén rekombinációs séma [33].	22
10. ábra Marx-generátor egyszerűsített kapcsolási rajz.	23
11. ábra C-C áttöltésen alapuló áramköri kapcsolás.	25
12. ábra Rezonáns áttöltés telítődő másneskapcsolóval.	27
13. ábra Mágneskapcsolóval ellátott LC inverziós kör kapilláriskisülés létrehozására.	28
14. ábra Preionizációs egység kapcsolási rajz.	30
15. ábra Rocca féle első kapilláris kisülésű lágyröntgen lézer szabadalom [39].	31
16. ábra Rocca-féle asztali méretű kapilláris röntgenlézer [40].	32
17. ábra Kínai kutatócsoport első kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerének kapcsolási rajza [42].	33
18. ábra Kínai csoport kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerrendszerének sematikus ábrája [46].	33

19. ábra Malajziai kutatócsoport által megépített kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerrendszer [50].	35
20. ábra Japán rendszer sematikus ábra [54].	36
21. ábra Japán ionizációs gerjesztési sémán alapuló rendszer kapcsolási rajza [55].	36
22. ábra Rekombinációs gerjesztésű röntgenlézer kísérleti elrendezés [33].	37
23. ábra Rekombinációs gerjesztéshez kísérletben használt „háromszög” áramkarakterisztikák különböző hosszúságú (pulse-forming) „transmission line” beállításokkal [33].	37
24. ábra Indiai kutatócsoport kapilláris kisülésű lágyröntgen lézerrendszer [56].	38
25. ábra Indiai kutatócsoport rekombinációs pumpálású rendszere [57].	39
26. ábra Cseh kutatócsoport első kapilláris röntgenlézer rendszerének sematikus ábrája [58].	39
27. ábra Cseh csoport jelenlegi lézer rekombinációs gerjesztésére optimalizált rendszerének sematikus ábrája [61].	40
28. ábra Impulzustranzformátor vasmag és tekercsek.	43
29. ábra Impulzus transzformátorral szerelt LC inverziós tápegység kapilláris terheléssel (kapcsolási rajz).	43
30. ábra Impulzus-transzformátoros LC inverziós tápegység.	44
31. ábra Kapillárstartóra átalakított impulzus-transzformátor kimenet. Felül az eredeti nagyfeszültségű kimenet, alul az általunk készített kapilláris tartó.	45
32. ábra Kapilláris tartó és a vákuumrendszer csatlakozása az impulzus-transzformátorhoz.	45
33. ábra Impulzus-transzformátor tipikus áram karakterisztikája ( $U_0=23$ kV gerjesztőfeszültséggel).	46
34. ábra Impulzus-transzformátor áram lecsengési görbéje.	46
35. ábra Csúcsáram változása a kísérletben kialakítható minimális ( $L_{\min}$ ) és a gyakorlatban ténylegesen alkalmazott ( $L_{\max}$ ) induktivitású áramhurkok esetén. $U_0$ a gerjesztőfeszültség.	47
36. ábra Impulzus transzformátor tápegységgel létrehozott kapilláris kisülés erős spontán sugárzása.	48
37. ábra Impulzus-transzformátor végeelem analízishez elkészített 3D modellje.	48
38. ábra Impulzus-transzformátorban kialakuló mágneses térerősség szimulációja.	49
39. ábra Mágneskapcsolóban (MSC) kialakuló mágneses mező szimulációja.	49
40. ábra Modellezett és kísérletileg mért áramkarakterisztikák összehasonlítása.	50
41. ábra Erősítési tényező értéke a kapillárisban radiális irányban és időben szimulálva.	51

42. ábra Impulzus-transzformátoros gerjesztéssel elért maximális erősítés a csúcsáram és kezdeti Ar gáznyomás függvényében. ....	51
43. ábra Közvetlen Marx generátoros gerjesztés tervezett kísérleti elrendezés. ....	53
44. ábra Közvetlen Marx generátoros gerjesztés megvalósított kísérleti elrendezése .....	53
45. ábra Közvetlen Marx-generátoros gerjesztés áramkarakterisztika műterhelésen mérve....	54
46. ábra Közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel kapillárison mért áramimpulzus lecsengési görbéje. ....	54
47. ábra Közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel kapillárison mért tipikus áram karakterisztika.....	55
48. ábra Foszforernyő kép közvetlen Marx-generátoros gerjesztéssel létrehozott lézer-szerű sugárzásról. ....	55
49. ábra A továbbfejlesztett (LPX-300 excimer lézer házba szerelt) impulzus tápegység szállítás közben.....	56
50. ábra Impulzus tápegység egyszerűsített kapcsolási rajza kapilláris terheléssel. ....	57
51. ábra Hátterben az impulzus tápegység, előtte az optikai asztalra felépített lézercső és a diagnosztika. ....	58
52. ábra Lézercső és vákuumrendszer csatlakozása a tápegységhez. ....	58
53. ábra Epoxigyantával kiöntött kapilláris tartó (a) és a módosított tartó cserélhető kapilláris betéttel (b), (c). ....	59
54. ábra Lézercső egy vezetősínes földeléssel.....	59
55. ábra Áramimpulzus karakterisztikák különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén . ....	60
56. ábra Áramkarakterisztikák a): 0,1 mbar, b): 0,2 mbar, c): 0,3 mbar és d): 0,4 mbar kezdeti Ar-gáznyomások esetén.....	60
57. ábra Lézercső dupla vezető sínes földeléssel. ....	61
58. ábra Áramimpulzus karakterisztikák a lézerműködés feltételezett nyomástartományában. ....	62
59. ábra Lézercső koaxiális földeléssel. ....	63
60. ábra Árammérés söntellenállással és Rogowski-tekerccsel. A referencia méréshez és sönt kalibrációhoz külön erre a célra készítettem egy lépcsős, koaxiális-szerű burkolatot. ....	63
61. ábra Foszforernyőkép az "első" lézerről.....	64
62. ábra Nagyfeszültségű átütések okozta meghibásodások. ....	64

63. ábra Balról jobbra: új, közepes mértékben és teljesen elhasználódott apertúrák (gázadagoló fúvókák).....	65
64. ábra Peaking kondenzátor feszültsége és a kapillárison átfolyó áram viszonya. ....	65
65. ábra Áramkarakterisztikák kisülések közti időbeli stabilitása 5 egymást követő lövés esetén. ....	66
66. ábra Lézernyaláb intenzitásprofilok a): csillapítás nélkül, b): 0,4 $\mu\text{m}$ vastagságú Al fólia csillapítással.....	66
67. ábra Gyors fotodiódával mért lézerimpulzus és a kapilláris árama.....	67
68. ábra Kísérletileg mért lézer impulzus energia a kezdeti Ar-gáznyomás függvényében 23 kV, 25 kV és 27 kV gerjesztőfeszültségek esetén. ....	67
69. ábra Kísérleti elrendezés sematikus rajza a divergencia mérésére. Az ábrán lévő foszforernő képek szemléltető jellegűek csupán. ....	68
70. ábra Spektrum mérése a kísérletben. ....	69
71. ábra Kísérletileg mért időintegrált spektrum, ahol a 46,9 nm-es hullámhosszú vonal domináns.....	69
72. ábra Kísérlethez előkészített 22 cm hosszúságú, különböző belső átmérőjű és anyagú kapillárisok a hozzájuk tartozó illesztékekkel. ....	70
73. ábra Különböző (2,5 - 0,1 mbar) kezdeti Ar-gáznyomásokon mért áram karakterisztikák 22 cm hosszúságú és 1 mm belső átmérőjű kapilláris esetén. ....	71
74. ábra 1 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárison átfolyó áram csúcsértéke különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén. ....	71
75. ábra Foszforernővel rögzített intenzitás eloszlások különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén: a): 0,1 mbar, b): 0,3 mbar, c): 0,7 mbar, d): 1 mbar, e): 1,5 mbar és f): 3 mbar.....	72
76. ábra Különböző (0,1 - 0,8 mbar) kezdeti Ar-gáznyomásokon mért áram karakterisztikák 22 cm hosszúságú és 2,1 mm belső átmérőjű kapilláris esetén. ....	73
77. ábra 2,1 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárison átfolyó áram csúcsértéke különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén. ....	73
78. ábra Foszforernővel rögzített intenzitás eloszlások-különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén: a): 0,1 mbar, b): 0,2 mbar, c): 0,3 mbar, d): 0,4 mbar, e): 0,5 mbar és f): 0,8 mbar. ....	74
79. ábra Üvegkapilláris belső falának állapota; a): ~50 lövés, b): ~100 lövés után. ....	74
80. ábra Különböző (0,08 - 0,8 mbar) kezdeti Ar-gáznyomásokon mért áram karakterisztikák 22 cm hosszúságú és 5 mm belső átmérőjű kapilláris esetén. ....	75

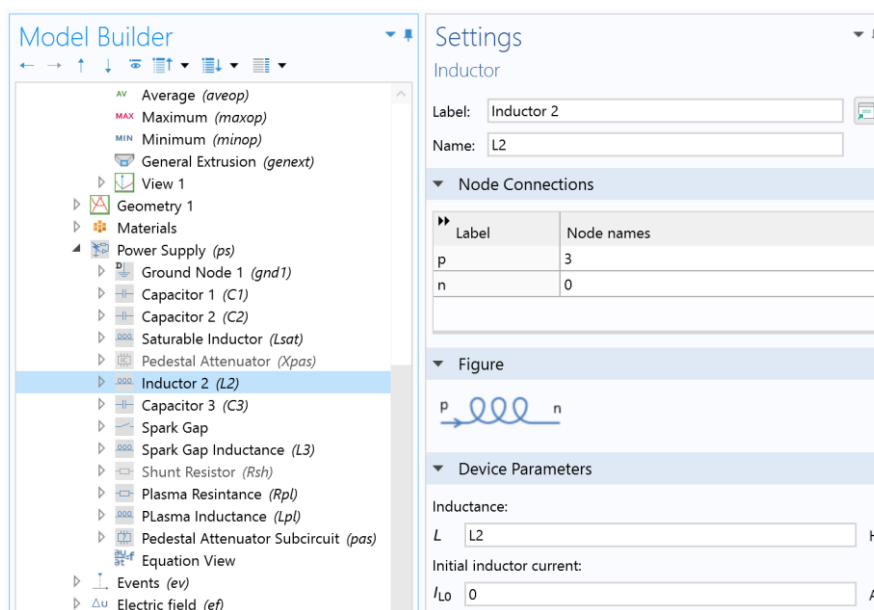
---

81. ábra 5 mm belső átmérőjű és 22 cm hosszúságú kapillárison átfolyó áram csúcsértéke különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén. ....	76
82. ábra Foszforennyővel rögzített intenzitás-eloszlások különböző kezdeti Ar-gáznyomások esetén: a): 0,08 mbar, b): 0,15 mbar, c): 0,20 mbar, d): 0,24 mbar, e): 0,4 mbar és f): 0,8 mbar. ....	76
83. ábra Kapilláris falának átütése 5 mm-es kapillárisok esetén. ....	77
84. ábra Beépített 35 cm hosszúságú, mellette a rövidebb (22 cm) kapillárisokhoz készített koaxiális földelés. ....	78
85. ábra Kapilláris áram és a peaking kondenzátor feszültségének lecsengési görbéje. A mérést maximális (27 kV) gerjesztőfeszültséggel végeztem. ....	79
86. ábra Lézernyaláb foszforennyő képek 35 cm hosszúságú és 3,2 mm belső átmérőjű kapilláris esetében különböző (0,17 - 0,26 mbar) kezdeti Ar-gáz nyomásokon. ....	80

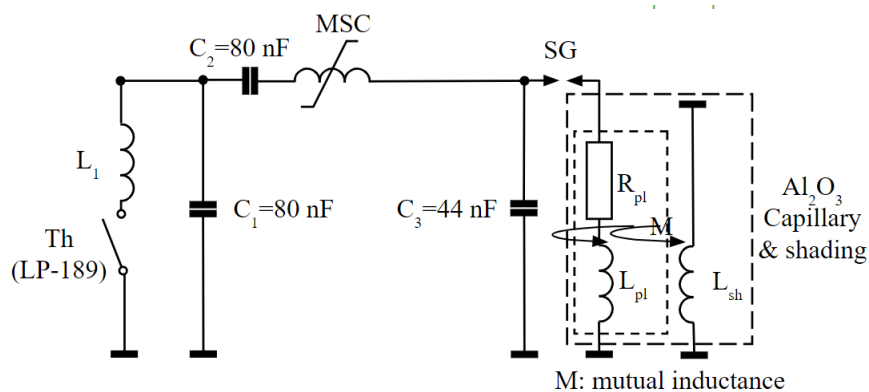
## 14 Függelék

Az itt felsorolt szimulációs eredmények fontos támpontot jelentettek a kísérleti munkában, azonban a dolgozat terjedelmi korlátai nem tették lehetővé ezeknek az eredményeknek a részletes bemutatását. A szimulációs modellt főként Dr. Sapolov Anatolij készítette, melynek kezdeti fázisában részt vettem, ezután inkább csak alkalmaztam azt (paraméter változtatással használtam a modellt). A kísérletben alkalmazott beállítási paraméterek megválasztásához a modell által jósolt eredmények adtak nélkülözhetetlen segítséget.

COMSOL-ban az áramköri modul úgy működik, hogy áramköri elemekből összerakott, és egymáshoz node-okkal csatlakoztatott áramkörre, Krichhoff-törvényei alapján a program lineáris egyenletrendszert állít össze, amiből az áramkör minden egyes pontjában kiszámolja az áramot és a feszültséget.



F1.ábra COMSOL Multiphysics Electrical Circuit Interface modul a továbbfejlesztett impulzus tápegység paramétereivel.



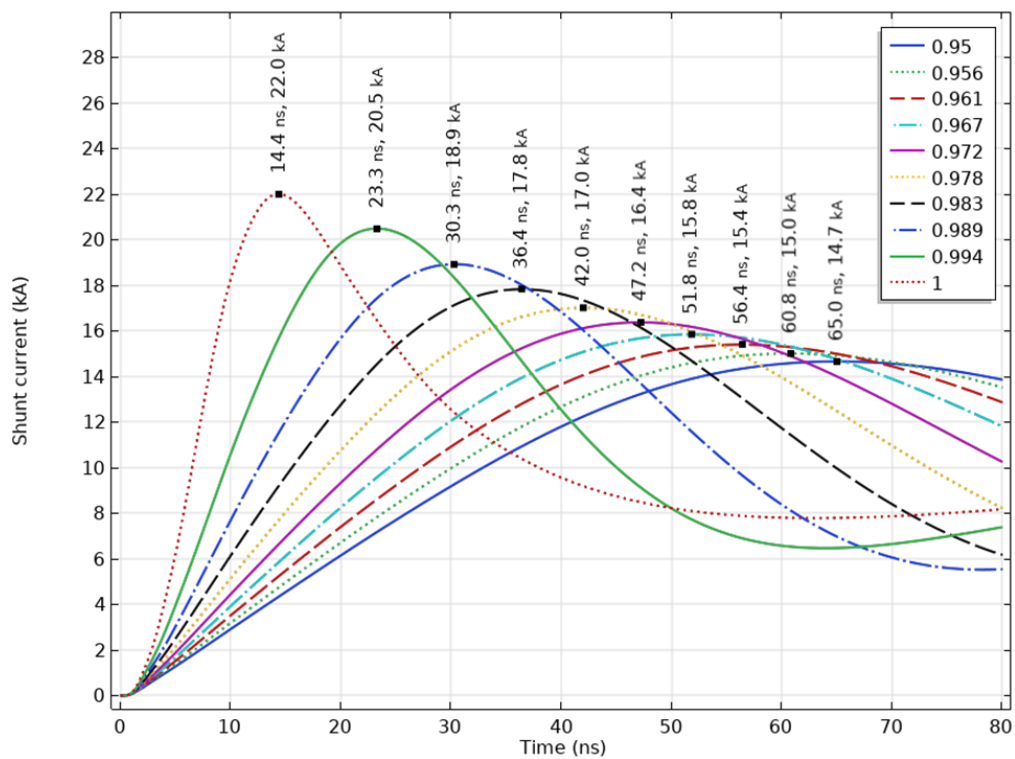
F2. ábra Szimulációban használt kapcsolási rajz.

Name	Expression	Value	Description
rcap	1.55[mm]	0.00155 m	Capillary radius
lcap	220[mm]	0.22 m	Capillary length
T0	300[K]	300 K	Initial gas temperature
p0	0.2[mbar]	20 Pa	Initial gas pressure
Te0	2[eV]	3.2044E-19 J	Initial electron temperature
Ti0	2[eV]	3.2044E-19 J	Initial ion temperature
U0	25[kV]	25000 V	Initial discharge voltage
C1	80[nF]	8E-8 F	Capacity of the 1st capacitor
C2	80[nF]	8E-8 F	Capacity of the 2nd capacitor
C3	44[nF]	4.4E-8 F	Capacity of the 3rd capacitor
L2	50[mH]	0.05 H	Inductance of the 2nd inductor
SG	2.5[mm]	0.0025 m	Spark gap
kM	0.98	0.98	Mutual inductance coupling factor
Sf	-2.8	-2.8	Scaling factor
Tsim1	2000[ns]	2E-6 s	Simulation time of the 1st part
Tsim2	150[ns]	1.5E-7 s	Simulation time of the 2nd part

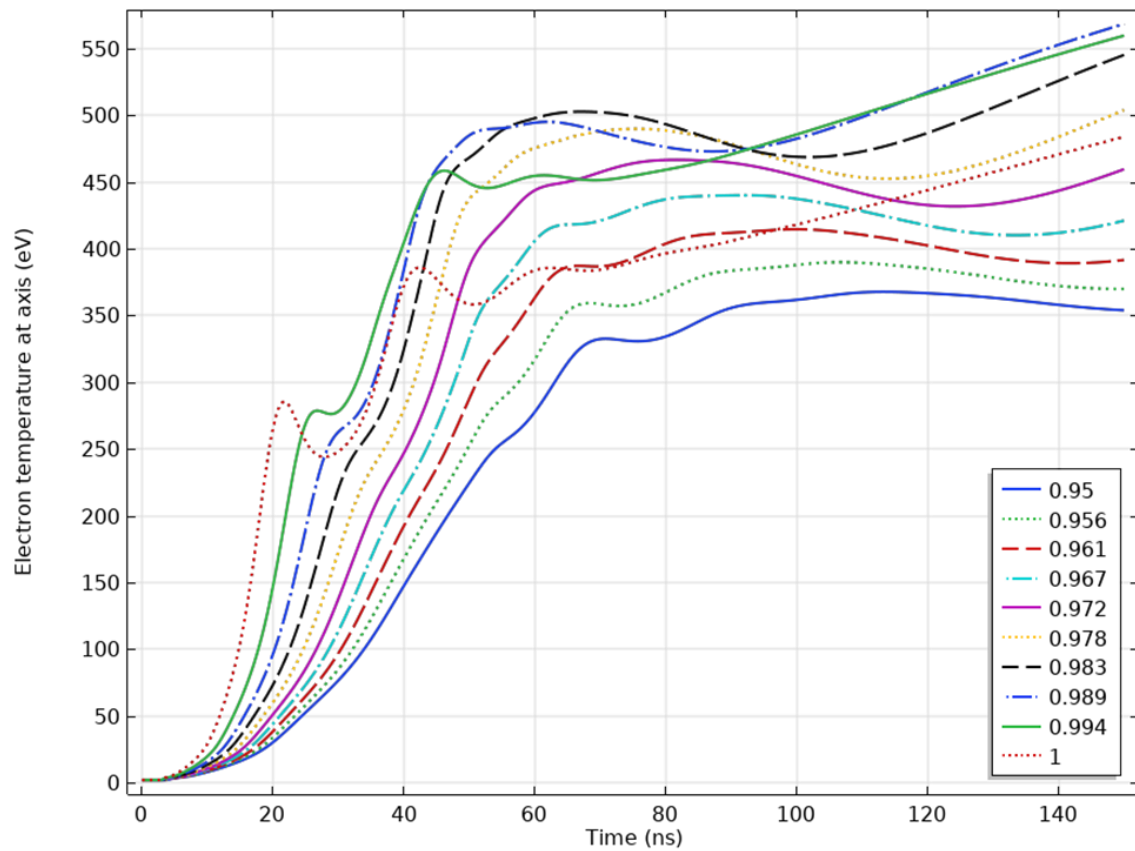
F3. ábra Peremfeltételek a szimuláció során.



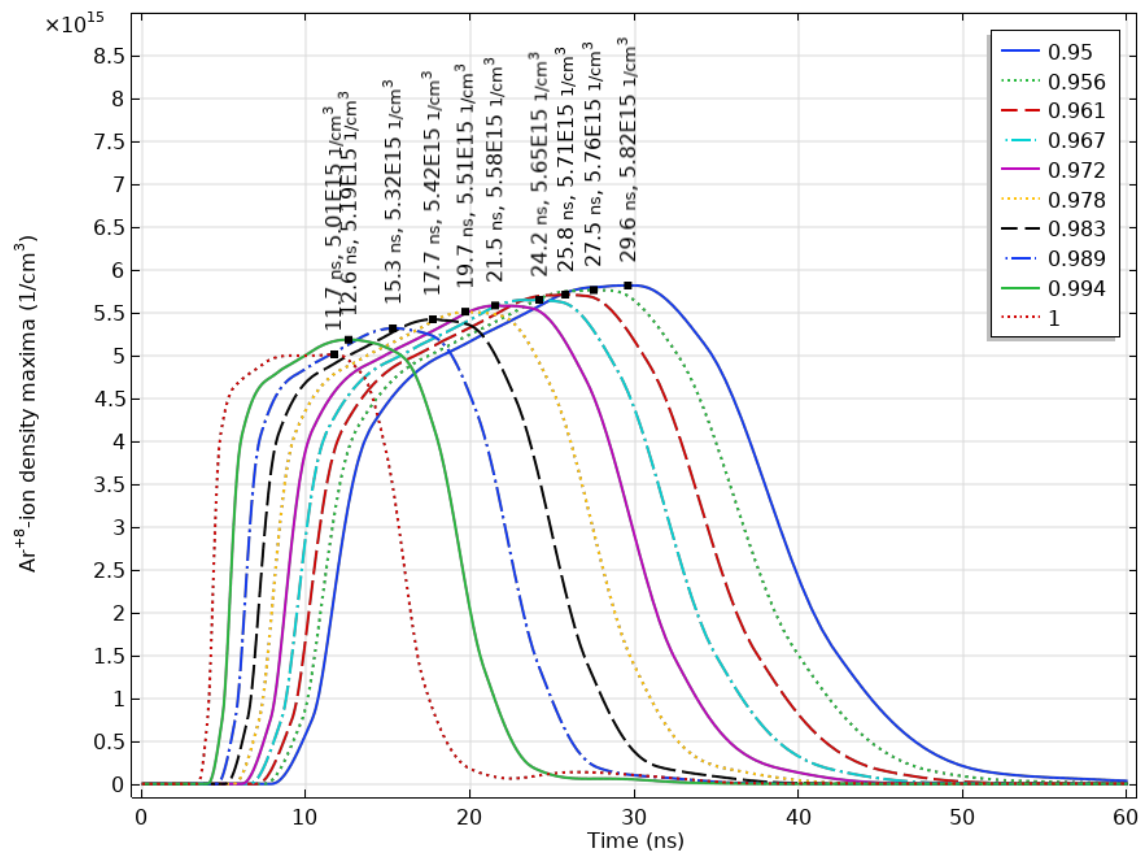
A következő ábrákon legújabb szimulációs eredményeink láthatóak. Ezekben a szimulációkban a rendkívül gyors  $\sim 15$  ns időbeli felfutásért felelős teljesen koaxiális kialakításnak köszönhető tranziens induktivitás kioltás jelenségét vizsgáljuk. A jelenség akkor a leginkább domináns, amikor a kapillárist körülvevő koaxiális henger és a plazma induktivitása megegyezik, aminek mértékére egy csatolási faktort vezetünk be. Az ábrák jelmagyarázatában (jobb felső sarokban) a koaxiális árnyékoló burkolat és a kapilláris induktivitásának kölcsönhatás mértéke szerepel (kölcsönös induktivitás csatolási faktora). A kísérletekben a csatolási faktor a koaxiális henger fizikai tényezőinek (hossz, átmérő, csatlakozási pontok kontaktellenállása, stb.) ideálishoz közelítő mértékét jelenti.



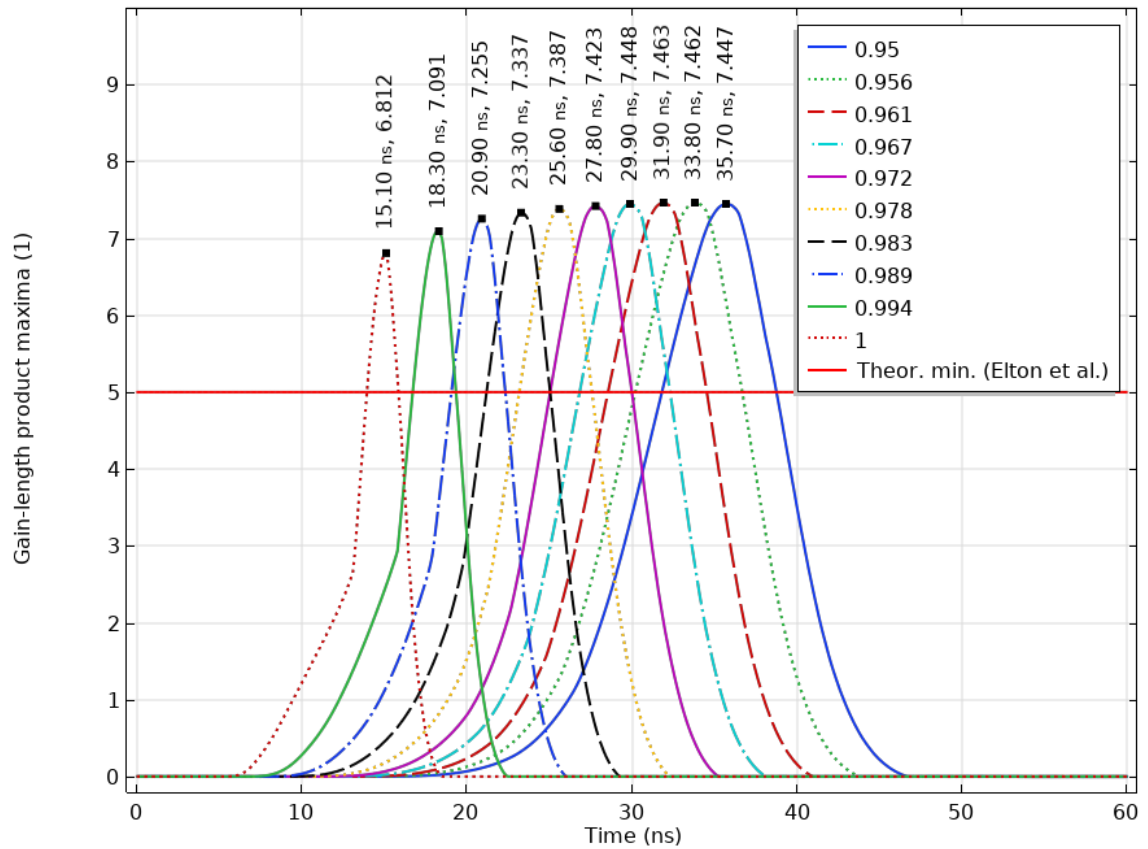
F4. ábra Szimulált áramimpulzusok különböző kölcsönös induktivitás csatolási faktorok (0,95-1) mellett.



F5 ábra Szimulált plazma elektronhőmérsékletek különböző kölcsönös induktivitás csatolási faktorok (0,95-1) mellett.



F6. ábra Szimulált Ar<sup>+8</sup> ion sűrűségek különböző kölcsönös induktivitás csatolási faktorok (0,95-1) mellett.



F7. ábra Szimulált GL-szorzatok (Gain-Length Product) különböző kölcsönös induktivitás csatolási faktorok (0,95-1) mellett.