

# PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

## Kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lágyröntgenlézerek

PhD értekezés

**Szász János Péter**

Témavezető:

**Dr. Kuhlevszkij Szergej**

egyetemi tanár



**PÉCS, 2016**

## Tartalom

1.	Bevezetés .....	3
2.	Lágyröntgensugárzás előállításának módjai .....	6
2.1.	Elektronütközéses gerjesztés .....	7
2.2.	Elektronütközéses-rekombinációs séma .....	9
2.3.	További gerjesztési sémák .....	11
3.	Kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézerek működése.....	13
4.	Kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézerek megvalósítása .....	19
4.1.	J. J. Rocca és munkatársai által fejlesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézer.....	19
4.2.	Az olaszországi L'Aquila egyetemen fejlesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézer.....	27
4.3.	A harbini egyetemen fejlesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézer .....	31
4.4.	További, kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézerkonstrukciók .....	34
5.	Motiváció és célkitűzés .....	36
6.	Elméleti és kísérleti módszerek .....	38
6.1.	A kisülési paraméterek előzetes meghatározása az „egyszerű” modellel .....	38
6.2.	Az általunk fejlesztett kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lágyröntgenlézer ..	41
6.3.	Vákuum- és gázrendszer .....	55
6.4.	Detektorrendszer a lágyröntgensugárzás vizsgálatára.....	58
7.	Eredmények .....	64
7.1.	Elektromos gerjesztőrendszer optimalizálása .....	64
7.2.	A lézerműködés optimalizálása.....	74
7.3.	Lézerműködés külső előionizáció nélkül .....	86
7.4.	Optikai lézeres triggerelés .....	91
8.	Összefoglalás .....	94
8.1.	Tézispontok .....	95
9.	Köszönetnyilvánítás .....	97
10.	Saját publikációk .....	98
11.	Summary.....	102
12.	Irodalom .....	108

## 1. Bevezetés

Az extrém ultraibolya (EUV) és a röntgen hullámhossztartomány közötti, 0,2-50 nm-es, ún. lágyröntgen-tartomány gyakorlati szempontból is fontos terület. A rövid hullámhossz nagyobb felbontásra ad lehetőséget a mikroszkópiában [1], [2], illetve röntgen-litográfiával akár néhány tíz nm-es méretű struktúrák alakíthatók ki [3]. Egy koherens forrás alapvető fontosságú a molekulamanipulációs technikáknál, molekuladinamikai és anyagtudományi vizsgálatok során [4], röntgensugárzás keltette lumineszcenciás jelenségek [5], valamint sűrű plazmák diagnosztikai vizsgálatában is [6], [7].

A lágyröntgensugárzás előállítására az ionok távoli héjainak energiaszintjei közötti átmenetek adnak lehetőséget. Ehhez sokszorosán ionizált atomi rendszert, forró plazmát kell létrehoznunk. Az ionok gerjesztéséhez jelentős pumpálási energiák szükségesek, tekintve, hogy a szintek átmeneti valószínűsége a hullámhosszal gyorsan csökken ( $P \sim \lambda^{4,5}$ ) [8]. A plazma előállítása történhet lézerrel vagy az átmérőjéhez képest hosszú csőben (kapillárisban) létrehozott nagyáramú (10-60 kA), gyors ( $\sim 10^{11}$  A/s felfutási sebességű) kisüléssel. Ez utóbbi esetben a plazmaoszlopra az áram keltette mágneses mezőben ható Lorentz-erő miatt a plazma „önmagát” összehúzza, így már alacsonyabb áramok mellett elérhető a szükséges elektronhőmérséklet, illetve elektron- és ionsűrűség. Az ilyen kisüléseket az irodalom z-pinch-nek nevezi. A z-pinch technikát eredetileg a termonukleáris fúzióhoz dolgozták ki, de az elv jól hasznosítható viszonylag egyszerű felépítésű, jó hatásfokú, asztali méretű lágyröntgenlézerek megvalósítására is. A módszert J. J. Rocca és munkatársai javasolták [9], és 1994-ben be is mutatták első ilyen lézerüket, ami tiszta argongázzal, a neonszerű  $\text{Ar}^{8+}$  ionok 46,9 nm-es hullámhosszú átmenetén működött [10].

Témavezetőm, Dr. Kuhlevszkij Szergej az olaszországi L'Aquila egyetemén 1998-ban kezdeményezte a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézeres kutatásokat. Csoportjuk Európában elsőként valósított meg ilyen lézert. A Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetében is nagy hagyománya volt a kisüléssel gerjesztett gázlézerek, azon belül a nitrogénlézerek, excimer lézerek kutatásának, fejlesztésének, így kézenfekvőnek látszott egy pécsi kutatócsoport létrehozása. Ennek szervezését és a kísérleti munka irányítását Dr. Sánta Imre vállalta fel, egyúttal biztosítva a kutatás anyagi forrásainak jelentős részét a Dél-Dunántúli Kooperációs Kutatási Központ vezetőjeként. Kuhlevszkij professzor

irányításával 2007-ben kezdett működni Pécsen Európa második, a világon az ötödik ilyen lézer.

Kutatásunk alapvető célja egy viszonylag alacsony feszültséggel ( $U = 150-200$  kV) működő, „asztali” méretű, kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer kifejlesztése volt. A kutatás során a lehető legegyszerűbb, gyakorlati szempontból is jól használható megoldásokat kerestük, így jutottunk el az ismertetésre kerülő rendszerhez.

A kutatáshoz a kezdetekkor, 2004-ben csatlakoztam. A rendszer fejlesztésében feladatom az elektromos/optikai indítórendszer, az előionizációs áramkör, a detektorrendszer, a vákuum- és gázrendszer megtervezése, fejlesztése, és elsősorban az elektromos rendszer megvalósítása volt. A központi lézeregységnek, a kapilláris mechanikus és elektromos rendszerének tervezésében és kivitelezésében is részt vettem.

*Célom volt, hogy a fejlesztett rendszerrel a lézerműködést optimalizáljam, hogy a lehető legnagyobb kimeneti impulzusenergiát és legfeljebb  $\sim 1$  mrad divergenciájú, Gauss-szerű nyalábot biztosító, 46,9 nm hullámhosszúságú, jól szinkronizálható koherens sugárzást állítsak elő.*

A kapilláris kisüléssel gerjesztett lézerekben a kezdeti kisülésnek homogénnek kell lennie, hogy a plazmaoszlop mágneses összehúzódása, a z-pinch kialakulása során létrejöjjön a megfelelő, közel hengerszimmetrikus elektronsűrűség- és elektronhőmérséklet-profil, ami biztosítja a populációinverziót és a plazma hullámvezető tulajdonságát. Ezt a kezdeti homogén plazmát tengelyirányú elektromos térrel, a főkisülést megelőző előkisüléssel lehet biztosítani. Az előkisülés az eddigi tudományos vizsgálatok szerint nélkülözhetetlen a lézerműködéshez.

*Munkám során célul tűztem ki, hogy külső előkisülést biztosító nagyfeszültségű egység nélkül is lézerműködést állítsak elő a fejlesztett lézerrel anélkül, hogy a kimeneti lézerimpulzus paramétereit (impulzusenergia, divergencia) lényegesen romlanának a külső előionizációs áramkörrel megvalósított elrendezéssel szemben.* Ez a lézer méretének további csökkentését, a rendszer egyszerűsödését eredményezi, egyúttal kísérletileg igazolja az eddig csak elméletben feltételezett magneto-elektromos plazmastabilizáló hatás kialakulását.

Dolgozatomban a jelen bevezetőt követően a lágyröntgenlézerek működési sémáit tekintem át, majd a harmadik fejezetben részletesen bemutatom a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézerek működésének elméleti hátterét, és bemutatom a megvalósításhoz szükséges plazmaparaméterek, valamint az azokhoz szükséges kapilláris kisülés paramétereinek meghatározásának módjait. A 4. fejezetben a már megvalósított ilyen

lézerek gyakorlati felépítését, paramétereit, a lézerekkel kapcsolatos tudományos eredményeket mutatom be, amely ismeretek nélkülözhetetlenek a fenti célok eléréséhez.

Az elméleti áttekintés és a célkitűzések után a hatodik fejezetben a kutatás során alkalmazott elméleti és elvégzett kísérleti módszerekről lesz szó. A 6.1. szakaszban a kisülési paramétereknek a mások által fejlesztett, ún. „egyszerű” modellel végzett előzetes számítás eredményeit mutatom be. A 6.2. szakaszban ismertetem az általunk fejlesztett rendszert. Az elrendezés összefoglaló bemutatását követően a nagyfeszültségű tápforrás működését, kivitelezését, majd az általam fejlesztett előionizációs egységet, illetve a közös munkával készült központi lézeregységet (kapilláris és gyors kisülési kör) ismertetem. A következő fejezetekben az általam összeállított vákuum- és gázrendszert, végül a 6.4. szakaszban a lágryöntgensugárzás vizsgálatára általam készített detektorrendszert mutatom be, amellyel az előállított lézersugárzás paramétereit vizsgáltam.

A hetedik fejezetben az elért saját eredményeket ismertetem. A 7.1. szakaszban az elektromos gerjesztőrendszer modellszámításon és elvégzett méréseken alapuló optimalizációját, a 7.2. szakaszban a lézer működésének kísérleti optimalizációját mutatom be, külön hangsúlyozva az új eredményeket: az alacsony kapilláris csúcsáram mellett előállított Gauss-szerű, alacsony divergenciájú nyaláb előállításához szükséges paramétereiket, és azok meghatározási módját. A 7.3. szakaszban bemutatom a külső előionizációs áramkör nélkül működő lézerműködés megvalósítását, valamint a külső előionizáció nélkül előállított lézernyaláb paramétereire kapott méréseim eredményét. A 7.4. szakaszban a lézer időbeli bizonytalanságának (jitter) csökkentése érdekében, általam összeállított külső optikai lézeres szikraköz-indításáról és annak eredményéről lesz szó. A nyolcadik fejezetben összefoglalom a kapott eredményeket.

## 2. Lágyröntgensugárzás előállításának módjai

A koherens lágyröntgensugárzás előállításának számos módja ismert, amelyek közül nemcsak a különleges, nagyteljesítményű rendszerek állnak a kutatások középpontjában, hanem legalább ennyire fontosak a kisméretű, iparban, kutatásban jól használható, „asztali” (table-top) röntgenforrások. Koherens lágyröntgenforrások közül a legrégebbi eszközök a szinkrotronok, amelyeknek előnye a folyamatosan hangolható hullámhossz és az undulátorokkal kivitelezett változatokkal elérhető nagy (~10-50 kW) impulzusteljesítmény, 10-20 ps impulzushossz mellett [11], [12], [13]. A lágyröntgen hullámhossztartományban működő szabadelektron-lézerekkel (XFEL) a szinkrotronsugárzáshoz képest még nagyobb impulzusteljesítményt (1-3 GW) illetve impulzusenergiát (10-500  $\mu\text{J}$ ) és kisebb divergenciát értek el [14], [15], [16]. Ezek a berendezések azonban költséges, kezelhető méretben nem kivitelezhető, egyedi rendszerek. A méretek csökkentésének egyik fejlesztési iránya a nagyméretű gyorsítók helyett nagy teljesítményű, ultrarövid impulzushosszúságú lézeres elektrongyorsítók alkalmazása a szabadelektron-lézerekben [17], [18], [19].

Gázokban illetve plazmában optikai lézerek impulzusaival magasrendű felharmonikusok kelthetők. Ez szintén koherens lágyröntgensugárzás, de jellemzően nJ nagyságrendű impulzusenergiával [20], [21]. Terawatt impulzusenergiájú, ultrarövid impulzusedőtartamú lézerekkel a  $\mu\text{J}$ -os impulzusenergia is elérhető, 10-20 mrad divergencia mellett [22].

Valóban asztali méretű (table-top), koherens lágyröntgenforrások megvalósításának további lehetséges módja, hogy aktív közeget, vagyis lézert készítsünk erre a hullámhossztartományra. A megvalósítás során számos nehézséget kell leküzdenünk. Röntgen hullámhossztartományú elektronátmeneteket sokszorosán ionizált atomok esetén találunk, amely ionizációs szint elérése jelentős gerjesztési energiát tesz szükségessé. A gerjesztést 20-1000 eV elektronhőmérsékletű plazmaoszloppal érhetjük el [5]. A plazma lehet lézerindukált vagy létrehozható nagy hossz/átmérő arányú (ún. kapilláris) elektromos kisüléssel.

Az indukált emisszió valószínűsége a hullámhossz csökkenésével lineárisan csökken, a spontán emisszió valószínűsége pedig négyzetesen nő (a hullámhossz négyzetével fordítottan arányos). Ahhoz, hogy a spontán emisszióhoz képest az indukált emisszió domináljon, nagy populációinverziót kell létrehozni. Ezt viszont a spontán emisszió gyorsan lecsökkenti. Mivel a spontán emisszió a hullámhossz négyzetével fordítottan arányos, így az

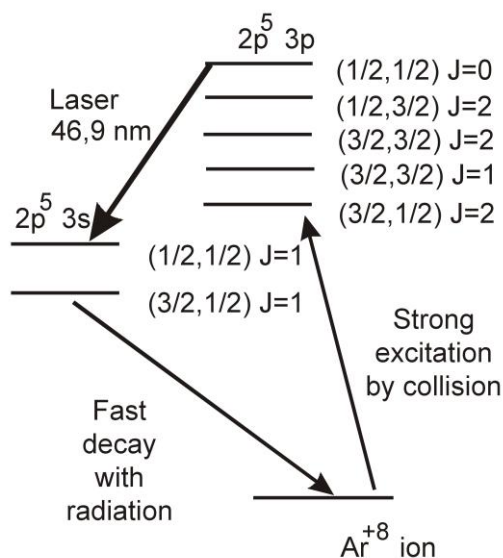
átmenetek rövid, legfeljebb 10-100 ps élettartamúak, ezért gyors pumpálás szükséges. Sőt, az aktív közeg hosszán való átfutási idő is összemérhető ezekkel az élettartamokkal, többszörös körülfutásra (rezonátor) nincs idő. Egyébként erre a hullámhosszra nincsenek magas reflexiójú tükrök, amelyekkel rezonátort építhetünk. Így valójában erősített spontán emisszió (Amplified Spontaneous Emission - ASE) révén épül fel a koherens sugárzás [5]. A spontán emissziót a kialakuló plazmacsatorna radiális elektronsűrűség gradiense okozta hullámvezető jelenség csatolja vissza (tartja bent) a hosszúkás üregben. A sugárzás  $\varphi$  divergenciája a  $\varphi \sim L_x / L_z$  (plazmasugár / plazmahossz) aránytól függ, ez hosszú kapilláris kisüléssel, akár 1 mrad értéknél is kisebb lehet, ám az erősítés telítődése és a refrakciós veszteségek miatt az intenzitás nem növelhető tetszőlegesen.

Az EUV és lágyröntgen hullámhossztartományú aktív közegek kutatása gyakorlatilag egyidős a lézer felfedezésével [23], [24], [25], [26]. A gyors, nagy intenzitású pumpálásra alapvetően két lehetőség kínálkozik: rövid, nagy energiájú lézerimpulzusokkal keltett, vagy gyors (< 200 ns), nagy áramú (10-60 kA) kapilláris kisüléssel gerjesztett plazmával. Gerjesztési sémáik szerint a lágyröntgenlézerek elsősorban elektron-ütközéses, elektron-ütközéses-rekombinációs, vagy fotoionizációs gerjesztésűek lehetnek. A következőkben ezeket a sémákat tekintem át vázlatosan.

## 2.1. Elektron-ütközéses gerjesztés

A látható és ultraibolya tartományú lézerekben jól ismert elektron-ütközéses gerjesztés (pl. folytonos üzemmódú argon-ion lézer) optikai lézerekkel gerjesztett plazmával és kapilláris kisüléssel is megvalósítható a lágyröntgen hullámhossztartományon. Ilyen séma szerint működik az általunk is vizsgált neon-szerű  $\text{Ar}^{8+}$  lézer is. Az erősítő közeg létrehozására –stabilitásuk, hosszabb élettartamuk révén – a lezárt elektronkonfigurációjú ionok alkalmasak. Ilyenek a neonszerű (10 külső elektronnal rendelkező), nikkelszerű (28 külső elektronnal rendelkező) és a palládiumszerű (lezárt héjakon 46 elektront tartalmazó) ionok. A 2.1. ábrán látjuk a neonhoz hasonló elektronszerkezetű ionok közül az  $\text{Ar}^{8+}$  termsémáját [8]. A plazmában az ionizáció és az ionok gerjesztése az elektronokkal való ütközéssel történik. Erősítésre olyan átmenetek alkalmasak, amelynél a közvetlen átmenet tiltott, az alsó szintek élettartama pedig alacsony, így gyors, sugárzásos átmenettel kiürül. A példaként említett neonszerű ionok esetén populációinverziót legkönnyebben a

$2p^5 3p (J = 0) - 2p^5 3s (J = 1)$  átmenetek között lehet létrehozni, mivel ez utóbbi szint gyorsan kiürül.



2.1. ábra Lézerműködés a neonszerű-argon  $2p^5 3p (J = 0) - 2p^5 3s (J = 1)$  átmenetén [8].

Az első, ilyen séma szerint működő, lágyröntgen-tartományú erősített spontán emisszió megfigyeléséről 1985-ben Matthews és munkatársai számoltak be [27]. Kísérleteikben vékony szelén-, illetve ittriumfólián lézerrel (2,4 TW, 0,527  $\mu\text{m}$ , 450 ps) keltettek maximálisan 12 mm hosszúságú plazmát, és mértek  $5,5 \text{ cm}^{-1}$  értékű erősítést a neonszerű szelén ionok 20,63 nm és 20,96 nm-es hullámhosszán ( $J = 2 \rightarrow 1$ ). A neonszerű titán esetén szintén a  $3p \rightarrow 3s (J = 0 \rightarrow 1)$  átmenetnél 32,65 nm-en működő lézerről számoltak be [28]. Germánium illetve réz vékonyfilmen, Nd:YAG lézerrel, keltett 800 eV elektronhőmérsékletű plazmával Lee és munkatársai 19,5-28,5 nm hullámhosszon, több átmenet esetén tapasztaltak maximálisan  $4,1 \text{ cm}^{-1}$  erősítést [29]. Germániumban, haladóhullámú, többszörös gerjesztő impulzussal mintegy tízszeresére növelhető az erősítés [30]. A tranziens elektronütközéses gerjesztési sémát Shlyaptsev és munkatársai javasolták [31]. A többszörös gerjesztő impulzusok alkalmazásával elérhető, hogy az első impulzus létrehozza a plazmát, a további impulzusok pedig a gerjesztett állapotú ionokat [8], [32], [33]. A targetlemez/fólia hengeres kiképzése szintén kedvezőbb gerjesztési geometriát biztosít [34].

A hullámhossz rövidítése nikkell- vagy palládium-szerű ionok gerjesztésével valósítható meg, amelyhez a gerjesztő lézer teljesítményét is növelni kell [5]. A nikkell-szerű



ionok  $3d^94d - 3d^94p$  átmenetein elsőként eurórium (6,58 nm, 7,1 nm) illetve itterbium (5,0 nm, 5,6 nm) fólia esetében figyeltek meg erősítést [35]. A 10-100 ps impulzusedejű, 10-250 J impulzusenergiájú lézerekkel, néhány cm-es plazmaoszlopban gerjesztett, maximálisan néhány 10  $\mu$ J impulzusenergiájú lágyröntgenforrásokra számos példát találunk az irodalomban a 10 nm alatti hullámhossztartományra [36], [37], [38].

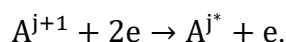
A lézeres plazmakeltéshez szükséges nagyobb teljesítményt, illetve a kisebb méreteket a szub ps-os, csörpölt impulzuserősítés technikájának fejlődése tette lehetővé. 4 J impulzusenergia, 1 ps impulzushossz esetén, lantán targettel, 8,85 nm-en az erősítés telítődését érték el [39]. Többszörös impulzusok alkalmazásával, 1,5 ps impulzushosszal Nd üveg lézerrel a nikkelszerű báriumban [40], diódalézerrel molibdéntargeten nagy ismétlődési frekvenciájú (100 Hz) lágyröntgen-impulzusok állíthatók elő [41], [42].

A nagy teljesítményű ultrarövid lézerimpulzusokkal megvalósított kísérletek közül kiemelkedőek a Csehországban működő PALS jódlézerrel (> 1 kJ impulzusenergia, 1,315  $\mu$ m) végzett plazma-kísérletek. Lágyröntgenlézeres kísérleteikben a neonszerű cink 21,2 nm-es hullámhosszán 100-120 ps impulzusszélességgel 10 mJ impulzusenergiát érték el [43], [44].

Az elektron-ütközéses gerjesztési sémán alapul a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $Ar^{8+}$  lézer működése is, ezt részletesen a 3. és 4. fejezetben ismertetem.

## 2.2. Elektronütközéses-rekombinációs séma

A sémában a lezárt héjszerkezetű ionok helyett eggyel magasabban ionizált állapotból, elektronokkal történő ütközéssel jönnek létre a lezárt elektronkonfigurációjú ionok gerjesztett állapotai, úgy hogy a háromtest-ütközés során az egyik elektron befogódik, az ezáltal gerjesztett állapotú, eggyel kisebb ionizáltsági fokú ion jön létre, a másik pedig elviszi a fölös impulzust és mozgási energiát [5], [45]:



Az ionok rendszerint több lépcsőben gerjesztődnek le, az alsóbb szintek alacsonyabb élettartama biztosítja a populációinverzió lehetőségét. A folyamat elsősorban kis rendszámú elemek magasan gerjesztett állapotú, hidrogénszerű, lítiumszerű vagy nátriumszerű ionjai esetén valósítható meg. Ennek az az oka, hogy a „háromszereplős” rekombináció ( $R_{3br}$ ) valószínűsége ugyan az  $n$  főkvantumszámmal erősen növekszik és az  $n_e$  elektronsűrűséggel négyzetesen nő, de a  $T_e$  elektronhőmérséklettel csökken:  $R_{3br} \sim n^4 n_e^2 T_e^{-4,5}$  [8]. Ez a

megvalósítás szempontjából jelent problémát, tekintve, hogy a magasan ionizált állapotok elérése nagy elektronhőmérsékletet és elektronsűrűséget kíván meg, míg a rekombinációhoz hideg és ritka plazma szükséges. Ezért a kezdeti nagy elektronhőmérsékletet a plazma gyors adiabatikus expanziója, a plazma környezetének hővezetésével (pl. kapillárisban annak fala) vagy sugárzással valósulhat meg. A séma előnye, hogy viszonylag alacsony gerjesztési energiákkal alacsony hullámhosszak ( $< 20$  nm) érhetőek el, hátránya viszont az alacsony erősítés-hossz szorzat ( $G \cdot l < 4$ ), illetve kapilláris kisüléskor a kapilláris falának ablálódása, így annak gyors elhasználódása [45].

Az első ilyen séma szerint megvalósított lágyröntgenlézerről 1985-ben Suckewer és munkatársai számoltak be [46]. 1 kJ impulzusenergiájú CO<sub>2</sub> lézerpulzussal gerjesztettek 20 mm hosszúságú grafit élen plazmaoszlopot, amelynek EUV tartományú spektrumát tengely- és oldalirányban megfigyelve a C<sup>5+</sup> ionok 18,2 nm hullámhosszúságú átmenetén tapasztaltak erősítést. A két irány két különböző hullámhosszú vonalai intenzitásának megfigyelésével 100-120 értéket kaptak a kényszerített és spontán sugárzások intenzitásainak arányára. A nagyobb elektron- illetve ionsűrűség, valamint a plazmaoszlop stabilizálására külső mágneses mezőt alkalmaztak, amelyet egy szolenoiddal biztosítottak (~9 T). Kísérleteiket egy 18,2 nm hullámhosszon mintegy 12 % reflexiójú homorú tükörrel is elvégezték. A technikai nehézségek (a gerjesztő lézer direkt sugárzása, plazma-jet hatása) ellenére a tengelyirányú intenzitásnövekedéssel demonstrálták az erősítés kialakulását.

Rocca és munkatársai a kapilláris kisüléssel gerjesztett plazmaoszlop alkalmazását javasolta lágyröntgen-tartományú erősítő közeg megvalósítására és ehhez terveztek kísérleti elrendezést [9]. A hosszú plazma viszonylag nagy elektromos ellenállása lehetőséget biztosít a plazma felfűtésére, a kis térfogat, illetve a kapilláris falának hővezetése segíti a plazma gyors kihűlését a rekombinációhoz. Modellszámításaikban 100  $\mu$ m átmérőjű és 2 cm hosszúságú polietilén kapillárist használtak. A plazmaoszlopban az elektródák anyagául szolgáló grafit ablációja révén a szén ötszörösen ionizált állapotban biztosítja az erősítő közeget 18,2 nm hullámhosszon. A szükséges energiát 0,15 nF-os, 700 kV-ra töltött kondenzátor kisülésével modellezték. A kisülés megindulásától mintegy 12 ns elteltével alakul ki a populációinverzió. A szükséges elektronhőmérséklet 17,8 eV, az elektronsűrűség  $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , az elérhető erősítés  $6 \text{ cm}^{-1}$  értékűnek adódott. Kísérleti elrendezésükről nem árultak el részleteket, de a gyors kapilláris kisülés megvalósítására az eljárást két évvel később szabadalmaztatták [47]. Viszonylag rövid, 1 cm hosszúságú polietilén és poliacetál

kapillárisban, grafit elektródák között hoztak létre 1 mm és 0,5 mm átmérőjű kapillárisokban kisüléseket 20 kV, illetve 40 kV feszültség mellett [48]. Kétféle elrendezésben (fóliakondenzátoros illetve diszkrét kapacitásokkal) a kapott spektrumban a magasan ionizált szén nagy intenzitású vonalait figyelték meg. A plazma tengelyirányú sugárzásának spektrumát egy rácsos spektrométerrel, illetve annak kimenetén elhelyezett sokcsatornás detektorral figyelték meg. Vizsgálták a kapilláris falának ablációját is. Véleményük szerint a kapilláris falából származó hidrogénionokkal történő ütközés segíti az alsó szintek gyors kiürülését. Grafit esetén az 13,5 nm és 18,6 nm hullámhosszú  $C^{5+}$  vonalak intenzitásának maximumát az áramimpulzus-csúcs (35 kA) időpillanata után 30 ns-mal tapasztalták. Poliacetál esetén a spektrumban a szén vonalai mellett az  $O^{6+}$  17,3 nm-es intenzív vonala jelentkezett, már alacsony, 7-10 kV feszültség mellett is. Polietilén kapillárisal (0,8-1,6 cm) maximálisan 27 kV-on a kísérleteket Shin és munkatársai is elvégezték, és az erősített és nem erősített vonalak intenzitásának összehasonlításával, illetve a kapilláris hosszának változtatásával 18,2 nm-en  $2,8 \text{ cm}^{-1}$  erősítést mértek [49]. Az intenzitás- illetve erősítésmaximumot időben szintén a kapilláris csúcsárama után tapasztalták, valamint megfigyelték, hogy a vonal intenzitása lövésről lövésre határozottan csökken a kapilláris elhasználódásával.

Az elektronütközéses-rekombinációs sémán alapuló források fejlesztése gyakorlatilag 2002-re kifutott az elérhető alacsony erősítés-hossz szorzat és alacsony pumpálási hatások miatt [50]. Az általunk vizsgált kapilláris kisülésszerű lézerek fejlesztéséhez azonban a témában végzett kutatások eredményei nagyban hozzájárultak.

### 2.3. További gerjesztési sémák

Az úgynevezett **töltés-kicserélési gerjesztési séma** alapján működő EUV sugárzás előállításáról Dixon és Elton számolt be 1977-ben [51]. Kísérletükben a grafit targetre fókuszált lézerrel előállított plazmában a  $C^{6+}$  ion és egy semleges C atom, illetve  $C^{5+}$  ion és egy C atom között történik egy elektron „átadása”, miközben a keletkező  $C^{5+}$  illetve  $C^{4+}$  ionok gerjesztődnek, és kialakul a populációinverzió. Kapilláris kisüléssel, ilyen séma szerint működő lézert Kunze és munkatársai készítettek, a  $C^{5+}$  ionok 18,22 nm hullámhosszúságú átmenetén [52]. Viszonylag rövid, 40 mm-es kapillárisban – amelynek ablálódó falából származtak a szénionok – hoztak létre kisülést. Tapasztalatuk szerint a vékonyabb, 0,7 mm átmérőjű kapillárisban tudtak 4,5 erősítés-hossz szorzatot elérni. A konstrukció azonban a kapilláris gyors elhasználódásával járt együtt [53]. Atomi gázokban,

és ún. klaszterekben ultrarövid impulzussal megvalósított töltés-kicserélési séma szerint működő elrendezést javasoltak Chichkov és munkatársai [54].

Az eddig ismertetett sémák mindegyike nagy pumpálási energiákat, magas elektronhőmérsékletet követel meg a gerjesztéshez. Lehetséges azonban alacsony hőmérsékleten, szelektív gerjesztéssel közvetlenül a belső héjak ionizációja, illetve csak azok gerjesztése [5]. A **fotoionizáció/fotopumpálás** során kiürülő alsó szinttel létrejön a populációinverzió, az alacsony hőmérséklet miatt a Doppler-kiszélesedés is kisebb, és nagy erősítés érhető el. A röntgentartományon (a neon  $K_{\alpha}$ -vonalán, 1,46 nm-en) megvalósított, femtoszekundomos impulzussal ezen séma szerint működő lézert Kapteyn mutatta be [55]. Lágyröntgen-tartományon Eder és Moon javasolt, nagyrendszámú targetre fókuszált lézerplazmából mint termikus forrásból, szűrővel valósítottak meg szelektív gerjesztést a szén 4,6 nm-es hullámhosszára [56]. A plazmakeltés során megfelelő plazmaparaméterek esetén a fotogerjesztés válik dominánssá, ezen a sémán alapuló átmenetekre Nielsen és Dunn csoportja tett javaslatot, többek között a nikkelszerű molibdén 22,6 nm-es hullámhosszára [57], [58].

A lézeres gerjesztésű, rekombinációs séma szerint működő lézerek egy lehetséges megoldása az **optikai tér-indukált ionizáció** (optical field-induced ionization, OFI): lineárisan vagy cirkulárisan polarizált, ultrarövid impulzussal hozzuk létre az ionizációt, és a keletkező „hideg” elektronokkal a háromszereplős rekombináció során a populációinverziót [45]. Ezzel a módszerrel, 100 fs-os, 248 nm hullámhosszú, 25-100 mJ impulzusenergiájú ( $10^{17} \text{ Wcm}^{-1}$ ) gerjesztő impulzusokkal a lítiumszerű neon 8,9 nm-es átmenetén [59], illetve 500 fs-os hidrogénszerű lítiumban 500 fs-os impulzusokkal 13,5 nm-es hullámhosszra készítettek lézert [60]. Cirkulárisan polarizált Ti-zafir lézerral, 800 nm-es, 40 fs-os és 75 mJ impulzusokkal 10 Hz-es ismétlődési frekvenciájú lézert készítettek a palládiumszerű xenon 41,8 nm-es hullámhosszán is [61].

### 3. Kapilláris kisüléssel gerjesztett Ar<sup>8+</sup> lézerek működése

A kapilláris kisüléssel gerjesztett lágryöntgenlézerekben az egyik leggyakrabban alkalmazott közeg az argon. Ahogy a 2.2. ábrán láttuk, az Ar<sup>8+</sup> ionok esetén populációinverziót a 2p<sup>5</sup>3p ( $J = 0$ ) – 2p<sup>5</sup>3s ( $J = 1$ ) átmenetek között lehet létrehozni, mivel ez utóbbi szint gyorsan kiürül. A keletkező sugárzás hullámhossza 46,9 nm, a pontosabb érték 46,875 nm [5].

Az erősítő közeg természetes erősítése ( $G_p$ ) a felső és alsó szintek betöltöttségétől ( $N_u$ ,  $N_l$ ) az alábbiak szerint függ [45]:

$$G_p = \frac{\lambda_{ul}^4}{8\pi c \Delta\lambda_{ul}} A_{ul} \left( N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right), \quad (3.1)$$

ahol  $\lambda_{ul}$  az átmenet hullámhossza,  $\Delta\lambda_{ul}$  a vonal félértékszélessége, amit a Doppler- és Stark-kiszélesedés határoz meg,  $A_{ul}$  a spontán átmenet valószínűsége,  $g_u$  és  $g_l$  az egyes energiaszintek súlyfaktora,  $c$  a fénysebesség. Az erősített spontán emisszió kialakulását, a tényleges erősítést a plazmában a hullámterjedés módja is befolyásolja. Az elektronsűrűség ( $N_e$ ) sugárirányú változásával a plazma törésmutatója ( $n$ ) a következőképpen változik:

$$n = [1 - (N_e / N_{ec})]^{1/2}, \quad (3.2)$$

ahol  $N_{ec} = 4\pi\epsilon_0 m_e c^2 / e^2 \lambda_{ul}^2$  a kritikus elektronsűrűség, amit a plazmafrekvencia határoz meg, és azonos a röntgenátmenet frekvenciájával ( $e$  és  $m_e$  az elektron töltése és tömege). A kialakuló törésmutató-profil révén a plazma hullámvezetőként működik, a sugárzás egy része viszont oldalirányban elvész - ezek a refrakciós veszteségek. A refrakciós veszteségek miatt a hengeres plazmaoszlop erősítése csökken:

$$G = G_p - F \left( r_{pl} \sqrt{\frac{N_{ec}}{N_{e0}}} \right)^{-1}, \quad (3.3)$$

ahol  $N_{e0}$  a plazmaoszlopban kialakuló maximális elektronsűrűség,  $r_{pl}$  a plazma sugara és  $F = 2,347$  egy, a geometriától függő együttható [62].

A felső és alsó állapotok  $N_u$  és  $N_l$  betöltöttsége nagy pontossággal leírható az energiaszintek (Ar<sup>8+</sup> ion esetén  $j = 0-26$ ) közötti átmeneteket jellemző egyenletrendszer megoldásával [62]. A  $j$  energiaszint populációjának változása a neonszerű argonban:

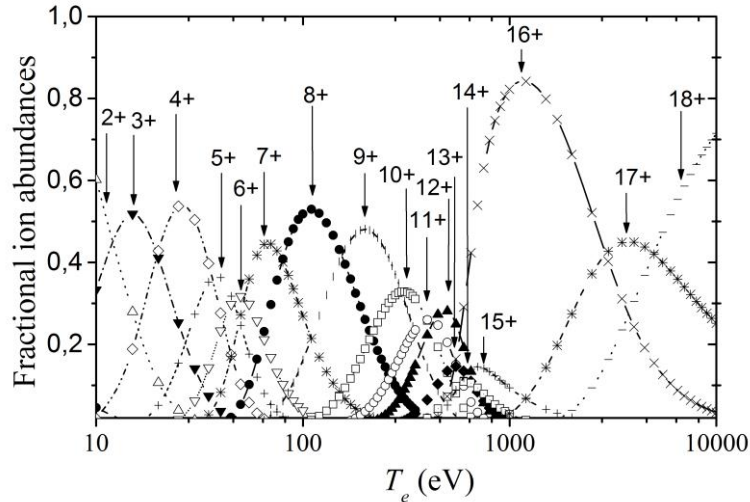
$$\frac{dN_j}{dt} = -N_j \left[ \sum_{i < j} (A_{ji} + P_{ji}^d) + \sum_{i > j} P_{ji}^e \right] + \sum_{i > j} N_i (A_{ji} + P_{ji}^d) + \sum_{i < j} N_i P_{ij}^e, \quad (3.4)$$

ahol  $A$ ,  $P^e$ , és  $P^d$  a spontán átmenetek, az ütközéses gerjesztések és legerjesztődések valószínűsége. A  $j$  szintek populációjának tranziens jellegét a (3.4) egyenlet írja le, de az egyenletek megoldására a kvázistacionárius közelítés is jól alkalmazható, mivel a sugárzásos átmeneteket nagyon rövid élettartamok jellemzik. További egyszerűsítés, hogy a magasabb energiaszintek 27-től 89-ig – a magasabb Rydberg állapotokat is beleértve ( $2s2p^63l$  ( $l = s, p, d$ : 10 szint) és a  $2p^54l$  ( $l = s, p, d, f$ : 52 szint) – elhanyagolhatóak az erősítés értékének meghatározásánál.

Az átmeneteket leíró egyenletrendszer megoldásához, vagyis ahhoz, hogy az  $Ar^{8+}$  ionok állapotainak elektronhőmérséklet szerinti eloszlását megkapjuk, az alapállapotú, nyolcszorosan ionizált állapotú ionok  $N_0^8$  sűrűségét kell meghatározni. Az alapállapotú ionok sűrűsége több nagyságrenddel nagyobb, mint a gerjesztett ionok sűrűsége ( $N_0^8 \gg N_{j>0}^8$ ). A gerjesztett állapotú  $Ar^{8+}$  ionok teljes sűrűsége  $N^8 = \sum_j N_j^8$ , megközelítőleg egyenlő az alapállapotú ionok sűrűségével ( $N_0^8$ ). Az összes gerjesztett ion eloszlását a csatolt egyenletek írják le az ionizáció és rekombináció egyensúlyi helyzetében valamennyi  $Ar^{k+}$  ionra:

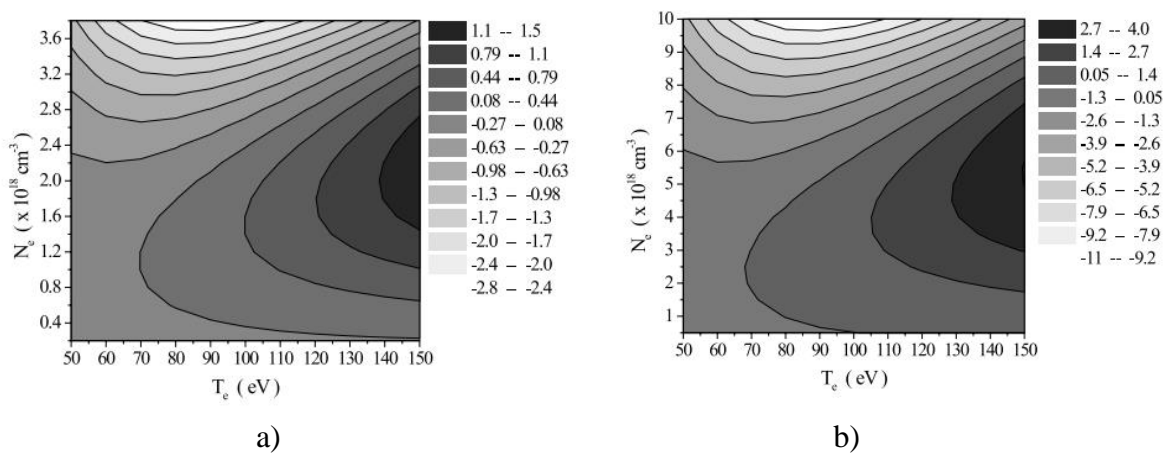
$$\frac{dN^k}{dt} = N_e \left[ N^{k-1} I^{k-1} + N^{k+1} (R_{rr}^{k+1} + R_{dr}^{k+1} + R_{cr}^{k+1}) - N^k I^k - N^k (R_{rr}^k + R_{dr}^k + R_{cr}^k) \right] \quad (3.5)$$

ahol  $k$  ( $k = 0, 1, \dots, 18$ ) az ionizációs fok,  $N^k$  a  $k$  ionizációs állapotú ionok sűrűsége,  $I$  az ionizációs valószínűség,  $R_{rr}$ ,  $R_{dr}$  és  $R_{cr}$  a sugárzási, kételektronos és az ütközési rekombinációs valószínűség. Egyensúlyi helyzetet ( $dN^k/dt = 0$ ) feltételezve, az atomi állandók ismeretében a csatolt egyenletrendszer megoldása a  $k$  ionizációs állapotú ionok relatív sűrűségét ( $N^k/\sum N^k$ ) adja meg, amelyet az elektronhőmérséklet függvényében grafikusán a 3.1. ábra mutat (ún. korona-egyensúly) [63]. A számunkra fontos  $Ar^{8+}$  ionok keletkezéséhez a 40-200 eV elektronhőmérséklet szükséges. A maximális ionsűrűség 80-110 eV értékek között várható, ennek számított értéke függ a felhasznált atomi állandók bizonytalanságától [62], [64].



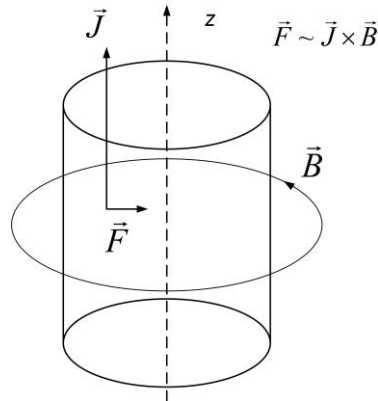
3.1. ábra. Különböző töltésű ionok relatív populációinak függései az elektrnhőmérséklettől [62].

A plazmaoszlop optikai erősítése ( $G$ ) a  $2p^53p (J=0) - 2p^53s (J=1)$  átmenethez tartozó 46,9 nm hullámhosszon a (3.1)-(3.4) egyenletek alapján függ a  $T_e$  elektrnhőmérséklettől és az  $N_e$  elektronsűrűségtől, ennek alakulását különböző plazmasugár mellett a 3.2. a) és b) ábrák mutatják. A negatív erősítés a sugárzás abszorpcióját jelenti. Erősítést viszonylag szűk tartományon,  $T_e \approx 60-150$  eV elektrnhőmérsékleten és  $N_e \approx 0,5-15 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  elektronsűrűség mellett kapunk. Nagyobb, 0,3 mm plazmasugár mellett az elérhető erősítés valamivel kisebb, mint a vékonyabb, 0,15 mm plazmasugár esetén. A nagyobb plazmasugár ugyan a (3.3) egyenlet szerint kisebb refrakciós veszteséget jelent, de a kisebb sugár esetén a plazma összehúzódásával az elektronsűrűség nagyobb lesz, így az erősítés a kisebb plazmasugár esetén lesz nagyobb.



3.2. ábra Az erősítés függése a plazma elektrnhőmérsékletétől és sűrűségétől 0,3 mm (a) és 0,15 mm (b) plazmasugár mellett [62].

Az erősítés telítődése  $\text{Ar}^{8+}$  plazmában 20 cm hosszú kapillárisban várható, ekkor a kísérleti adatokkal összhangban elérhető erősítés  $0,7 \text{ cm}^{-1}$  [65], amihez  $T_e \approx 80\text{--}120 \text{ eV}$  elektronhőmérséklet és  $N_e \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  elektronsűrűség szükséges. Nagyobb kapilláris hossz ( $\sim 45 \text{ cm}$ ) esetén  $0,3 \text{ cm}^{-1}$  erősítés elegendő, vagyis kisebb elektronsűrűséget kell elérnünk ( $N_e \approx 0,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Az elektronsűrűség ebben az esetben maximálisan  $N_e \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  lehet. A kisebb plazmaátmérő/hossz arány további előnye, hogy kisebb lesz a lézer divergenciája.



3.3. ábra A plazmára ható  $\mathbf{F} \sim \mathbf{J} \times \mathbf{B}$  Lorentz erő önszehúzó hatása (Z-pinch).

Az említett paraméterekkel rendelkező plazmát a kerámia kapillárisban létrehozott kisüléssel állíthatunk elő. Az elektromos pumpálás során nagy erősségű áram folyik az alacsony nyomású argongázzal feltöltött kapilláris Z tengelye mentén. A kialakuló plazma hőmérséklete és sűrűsége ugrásszerűen megnövekszik a  $\mathbf{J}$  áramsűrűségű áram által keltett  $\mathbf{B}$  indukciójú mezőben történő összehúzódás során, amíg a Lorentz erőből származó nyomás egyensúlyba nem kerül a belső nyomással (3.3 ábra).

A fenti plazmaparaméterek ( $N_e$ ,  $T_e$ ) eléréséhez szükséges kezdeti nyomásérték, illetve a szükséges kezdeti nyomásértékek, áramerősségek jellemző paramétereinek meghatározására többféle modell, az ún. magnetohidrodinamikai modellek (MHD) ismertek. Kérdés, hogy milyen áramok, feszültségek, illetve kezdeti gáznyomás esetén várható az erősített spontán emisszió kialakulása. Dolgozatomban nem célom a modellek részletes bemutatása és összehasonlítása, csupán az olasz-magyar együttműködés során használt korábbi modellszámításokat tekintem át, amit a kísérleti beállítások paramétereinek előzetes becsléséhez alkalmaztunk.

A plazmaoszlop paramétereinek időbeli és térbeli fejlődését standard egyfolyadékos, egydimenziós, két hőmérsékletes magnetohidrodinamikai (MHD) modellekkel írhatjuk



le [66], [67], [68], [69]. Ezekben a plazma paramétereinek (elektronhőmérséklet ( $T_e$ ), ionhőmérséklet ( $T_i$ ), a plazma teljes sűrűsége ( $\rho$ ) időbeli és térbeli fejlődését a következő csatolt MHD egyenletrendszer megoldásai adják:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_r), \quad (3.6)$$

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{c} j_z B_\phi - \frac{\partial}{\partial r} \Pi_{rr} - \frac{1}{r} (\Pi_{rr} - \Pi_{\phi\phi}), \quad (3.7)$$

$$N_e \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -\frac{p_e}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rq_e) - Q_r + Q_e, \quad (3.8)$$

$$N_i \frac{d\varepsilon_i}{dt} = -\frac{p_i}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_r) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rq_i) - \Pi_{rr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_r) - \frac{v_r}{r} (\Pi_{\phi\phi} - \Pi_{rr}) + Q_i, \quad (3.9)$$

$$E_z^* = \frac{j_z}{\sigma} - \frac{N}{B_\phi} \frac{\partial T_e}{\partial r}, \quad (3.10)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{B_\phi}{r\rho} = \frac{c}{r\rho} \frac{\partial}{\partial r} E_z^*, \quad (3.11)$$

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r}, \quad (3.12)$$

ahol  $\varepsilon_e = (3/2) T_e$ ,  $\varepsilon_i = (3/2) T_i$ ,  $v_r$  a plazma radiális sebessége,  $E_z$  az elektromos térerősség és  $B_\phi$  a mágneses indukció,  $\rho = m_e N_e + m_i N_i \sim m_i N_i$  a plazma teljes sűrűségét,  $p = p_e + p_i = N_e T_e + N_i T_i$  a plazma teljes nyomását jelöli.  $\Pi_{ij}$  az ionokra vonatkozó viszkozitás tenzor (az elektronokra vonatkozó viszkozitást elhanyagoljuk),  $q_e$  és  $q_i$  az elektronok illetve az ionok radiális termikus hőáramsűrűsége, ami az elektronok és az ionok közötti ütközésből származik és együttesen a plazmát fűtő Joule-hőtől függ:  $Q_e = Q_{Joule} - Q_i$ , amelyből  $Q_e$  hőmennyiséget az elektronok és  $Q_i$  hőmennyiséget az ionok vesznek fel. A hőveszteségeket  $Q_r$  adja meg, ez az ionok gerjesztődését/legerjesztődését, a rekombinációs és a fékezési sugárzásból származó hőmennyiséget foglalja magába,  $j_z$  a tengelyirányú áramsűrűség,  $\sigma$  az elektromos vezetőképesség,  $N$  a Nernst-koefficiens, ami a hőáramlásból származó részecskeáramnak a merőleges mágneses mezőben indukált elektromos térerősségét jellemzi. A kapilláris áramát szinuszosnak tekintjük:  $I(t) = I_0 \sin(t / T_0)$ , ahol  $I_0$  a csúcáram és  $T_0$  a periódusidő. A kapilláris falának ablációjával nem kell számolni, feltételezzük, hogy a kisülés nem ablálódó kerámiakapillárisban történik. Az egyenletrendszer a hidrodinamikai áramláson kívül figyelembe veszi az ohmikus felfűtést, az elektron-ion illetve ion-elektron energiacsereét, a hővezetést, a mágneses mező változását, a Lorentz-erőt, a sugárzásos

hővesztéseket és az ionizációt, valamint a Nernst- és Ettinghausen-hatást (hőmérsékleti gradiens miatt a mágneses mezőre merőlegesen kialakuló elektromos mezőt) [70], [71]. Az ionok elektronhőmérséklet szerinti eloszlásához az egyensúlyi modell eredményei („korona-eloszlás”) használhatóak (3.1. ábra). A fenti, ún. „standard” modell meglehetősen sok, gyakorlatban nehezen meghatározható paraméter ismeretét feltételezi. Használunk egyszerűsített, egyfolyadékos, egyhőmérsékletű MHD modelleket is, az ún. snow-plow modellt [72] és az ún. „egyszerű” (simple) modellt. Ez utóbbi figyelembe veszi a sugárzási energiavesztéget, a plazma viszkozitását és az ionizációs folyamatokat. Ezek az egyszerűsített modellek a gyakorlat számára is hasznos eredményt adnak a standard, egydimenziós, egyfolyadékos, kéthőmérsékletű MHD modellel is összevetve [77], [106], [74].

Az ún. „egyszerű” modellben a plazmát teljesen hengerszimmetrikusnak tekintjük, a plazma összehúzódását a plazmasugár időfüggése ( $R(t)$ ) írja le. Kezdetben homogén plazmát feltételezünk: a plazmaoszlop egyformán ionizált, az elektronhőmérséklet mindenütt azonosan  $T_{e0}$  értékű, és az áramsűrűség állandó az oszlop keresztmetszetében. Az összehúzódás során a plazma elektron- és ionsűrűsége, illetve hőmérséklete szintén homogén marad. A plazma összehúzódásának sebességét a  $v_r = dR(t)/dt$  mennyiséggel definiáljuk, amit az impulzusmegmaradás és a viszkozitás határoz meg. A plazma elektronhőmérsékletét az energiamegmaradásból számoljuk, amelyben az elektromos gerjesztés Joule-hője, a belső súrlódás, a plazma összehúzódásával járó belsőenergia-növekedés és a sugárzásos veszteségek szerepelnek, ez utóbbiba a fékezési sugárzást is beleértjük. Az elektronsűrűséget az ionsűrűség korona egyensúlyából származtathatjuk. A gerjesztőáramot hagyományosan a Kirchhoff-egyenlet írja le, a plazma ellenállását a Spitzer-féle ellenállással, induktivitását a változó plazmasugárral vesszük figyelembe [62], [74]. A modellel végzett konkrét számítás eredményét a 6.1 fejezetben ismertetem.

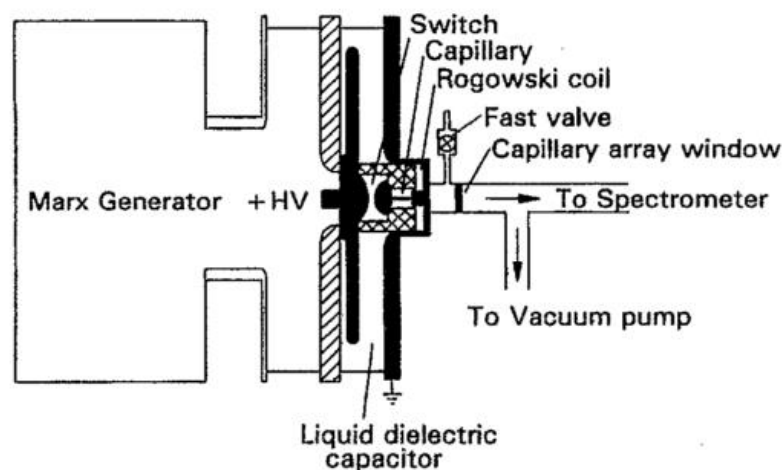
## 4. Kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézerek megvalósítása

Kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lézer megvalósítására relatív hosszú ( $l/d > 100$ ) plazmaoszlopot elsőként 1988-ban Rocca és munkatársai javasoltak [9]. Alapvetően ezen az elrendezésen alapul valamennyi kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgenlézer. A konstrukció látszólag egyszerű: nagyfeszültségre feltöltött kondenzátort kell a megfelelő nyomású gázt tartalmazó, elektródákkal ellátott kapillárison keresztül kisütetni. A megvalósítás azonban számos technikai nehézségbe ütközik: nagyfeszültségű (100-300 kV), nagyáramú (10-60 kA) és egyúttal gyors (~50 ns felfutási idő) elektromos rendszert kell megvalósítani üzembiztosan. A keletkező elektromágneses zavarokat pedig gondos árnyékolással, átgondolt vezetékezéssel kell csökkenteni, hogy a gyakorlatban is használható konstrukcióhoz jussunk.

Kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lézer megvalósításáról eddig hét kutatócsoport publikált eredményeket. A következőkben a csoportok témában elért eredményeit foglalom össze.

### 4.1. J. J. Rocca és munkatársai által fejlesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézer

A J. J. Rocca és munkatársai (Colorado State University) kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgen-lézerközegeket vizsgáltak. A kapilláris falából, illetve az elektródákról ablálódott atomok atomi átmeneteit vizsgálták, a felhasznált vékony (1-2 mm) kapillárisok anyagának változtatásával kutatták a lehetséges aktív közegeket [9]. Argongázban történő kapilláris kisülések mért paramétereiről elsőként 1993-ban számoltak be [75]. A nagy csúcsáramokhoz szükséges feszültséget (maximálisan 700 kV) Marx-generátorról biztosították. A kapilláris elektródái a lehető legkisebb induktivitással csatlakoznak a Marx-generátor által feltöltött energiatároló kondenzátorra, hogy a legnagyobb felfutási sebességet, vagyis a pumpálás sebességét maximalizálják. A kísérleti elrendezést a 4.1 ábra mutatja [76]. A mai napig ez az elrendezés a kapilláris kisüléssel gerjesztett lézerek alapvető sémája. A kapilláris kilépő oldalán a gázutánpótlást egy gyors szelepen keresztül biztosították. A sugárzás detektálásához, felhasználásához szükséges vákuumrendszer – minthogy a levegőben a sugárzás abszorpciója nagy – egy mikrokapillárisokból álló ablakon keresztül csatlakozik a kapillárishoz.



4.1. ábra A kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgenlézerek sémája (J.J. Rocca) [76].

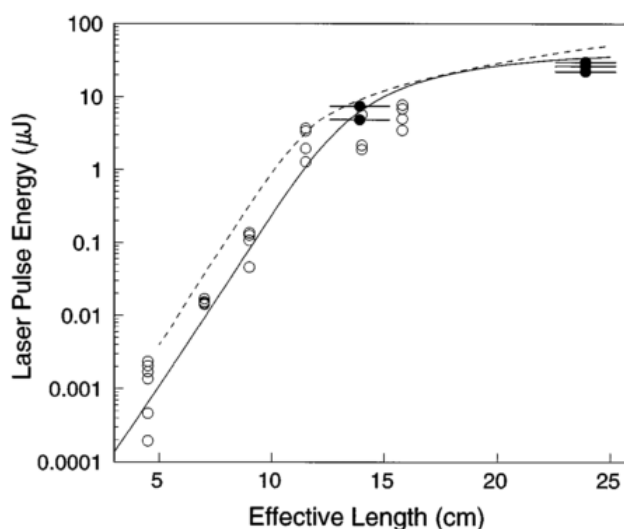
A kapilláris anyaga polietilén illetve teflon volt, 1,5 és 2 mm átmérővel, 1 és 5 cm hosszal. Kísérleteikben feszültségforrásként hétfokozatú Marx-generátort alkalmaztak, maximálisan 700 kV feszültségen. A lézerműködés előfeltétele volt, hogy a plazma hengerszimmetrikus, kezdetben relatíve homogén legyen. Ehhez a Marx-generátorból származó főkisülést megelőzően, független tápforrásból egy 20-40 A csúcsértékű, és mintegy 2  $\mu$ s szélességű nagyfeszültségű impulzust kapcsoltak a kapillárisra. Ennek az előionizációs impulzusnak a hiányában állításuk szerint a plazma hullámvezetőként nem működik, a megnövekvő refrakciós veszteségek az erősítés olyan mértékű csökkenéséhez vezetnek, hogy lézerműködés nem várható. A kísérleti elrendezésükben az alacsony induktivitású kivittel, 1 cm-es kapillárisal a főkisüléssel 13 ns felfutási időt és 28 ns fél periódusidejű áramimpulzust értek el, 44 kA-es csúcsárammal. A feszültség, és így a csúcsáram változtatásával a plazma jellemző elektronhőmérsékletét és így az argon ionizációs fokát tudták befolyásolni. A plazma tengelyirányú sugárzásának megfigyelésével, a nyalábot távoli, 90  $\mu$ m átmérőjű apertúrán keresztül, sokcsatornás erősítő (MCP) és foszforernyővel detektálták, a spektrumot egy rácsos spektrométerrel, illetve annak kimenetére kapcsolt diódasorral vették fel. Megemlítik, hogy korábbi feltételezések szerint a plazma kialakulásánál szerepe van a kapillárisfal ablációjának, viszont kísérleteik során nem tapasztaltak különbséget az egyes anyagok között, sem ablációra utaló nyomokat a kapilláris falán. Ennek oka, hogy a Z-pinch keletkezés során a magas hőmérsékletű plazma a cső tényleges méreténél kisebb, az áramerősség csúcsértékétől mért 5 ns múlva a plazma mindössze 200  $\mu$ m átmérőjű tehát a plazma jól elválk a kapilláris falától. Kísérletük

eredménye szerint 23 kA-es csúcsáram mellett már az  $\text{Ar}^{+9}$  átmenetek vonalai is megjelennek.

A fenti előzmények után a kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgenlézert Rocca és csoportja a sokak által hivatkozott [10] cikkükben mutatták be. Hangsúlyozzák, hogy az erősítő közeg létrehozásához szimmetrikus, stabil plazmaoszlop szükséges, amelyet vékony (4 mm belső átmérőjű) kapillárisal, illetve előkisüléssel biztosítottak. A kísérleti elrendezésükben a 12 cm hosszúságú kapillárisban a kisülést egy Marx-generátorral feltöltött, folyadék dielektrikumú (etilén-glikol) 3 nF-os kondenzátor biztosította, kapcsolóelemként  $\text{SF}_6$  gázzal töltött szikraközt alkalmaztak. A kisülés felfutási ideje így 20 ns, félérték szélessége 60 ns, a csúcsáram mintegy 40 kA volt. Detektálásra egy kapuzott pinhole röntgenkamerát, illetve egy súrlódó beesésű ráccsal készült, 47 nm-es hullámhossz környezetében 0,03 nm felbontású spektrométert alkalmaztak, amelynek kimeneti oldalán sokcsatornás erősítőt (MCP) helyeztek el. Az időbontott mérések során tiszta argongáz esetén 0,25 torr (0,33 mbar) nyomáson jól detektálhatóak voltak a magnézium-szerű és a neonszerű argonionok spektrumvonalai. Lézerműködést nagyobb nyomáson, az Ar -  $\text{H}_2$  1:2 arányú keverékénél tapasztaltak, 0,64 torr (0,85 mbar) értéknél, ekkor a neonszerű argon  $J = 0-1$  átmenetéhez tartozó 46,9 nm-es hullámhosszon egy erős vonalat figyeltek meg, amely a detektort telítésbe is vitte. A méréseket megismételték 3 illetve 6 cm hosszúságú kapillárisban is. Ezeken a hosszúságokon lézerműködést nem tapasztaltak, ám a 46,9 nm-es vonal intenzitása a 12 cm-es kapilláris esetén több mint 300-szorosára nőtt a 3 cm-es kapillárishoz képest. Az általuk számolt erősítés  $0,6 \text{ cm}^{-1}$  értékű, így 12 cm-es plazmaoszloppal  $G \cdot l = 7,2$  értékűnek adódik, kialakul az erősített spontán emisszió [77]. A sugárzás divergenciája ezen a hullámhosszon az intenzitás drasztikus növekedése mellett lecsökkent, ezt 8,7 mrad értékűnek mérték. Az elrendezés tehát alkalmasnak bizonyult laboratóriumi, kapilláris kisüléssel gerjesztett lézer megvalósításához. A plazmaoszlop fejlődését, a lézerműködés kialakulását a [78] cikkükből ismerhetjük meg. A plazmaoszlop összehúzódását a csúcsáram időpillanatát követő időtartományban figyelték meg. A tengelyirányú sugárzást a kapilláristól 36 cm-re elhelyezett  $45 \mu\text{m}$  átmérőjű lyukra bocsátották, detektorként továbbra is kapuzott MCP-detektort alkalmaztak. Megfigyelték a plazmaoszlop összehúzódását, majd a nyaláb kiszélesedését, korrelációban a lézersugárzás intenzitásának változásával. A 12 cm-es kapillárisban 0,7 torr (0,93 mbar) nyomású argongáz, és 39 kA erősségű csúcsáram esetén tapasztalták a maximális impulzusenergiát. A nyaláb divergenciája 5,8 mrad értékű volt. Megjegyzik, hogy számításuk szerint a kapilláris kisüléssel gerjesztett plazma esetén  $10^{-4}$  határfok érhető el egy impulzusra

számítva, a lézeres gerjesztés biztosította  $10^{-6}$  értékkel szemben. Cikkükben megemlítik a hullámhossz-csökkentésre alkalmas elemeket (Ca, Ti, Fe, Mo, Nb, és Xe), amelyhez 70-100 kA nagyságrendű csúcsáramokra, és  $2\text{-}5\cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$  elektronsűrűségekre van szükség.

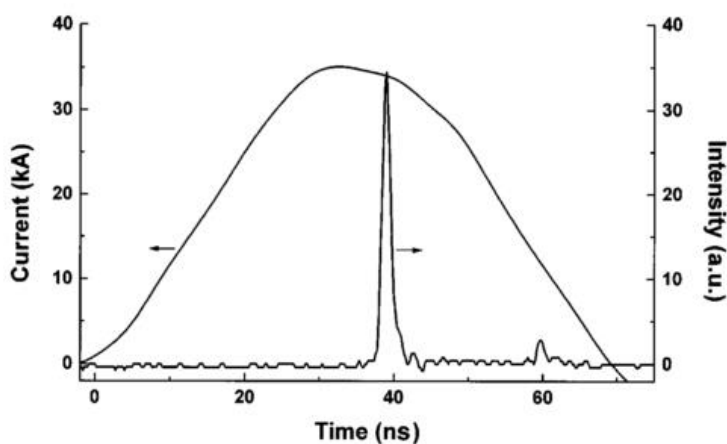
Fontos kérdés, hogy milyen hosszúságú kapilláris esetén érhető el a legnagyobb kimeneti impulzusenergia, vagyis mekkora a  $G\cdot l$  szorzat maximuma. A plazmoszlop hosszának növekedésével növekednek a refraktív veszteségek is. Az egyszeres végigfutás miatt a kisjelű erősítés alacsony értékéhez nagy hosszúság szükséges, viszont a kapilláris átütéséhez is egyre nagyobb feszültségre van szükség, valamint a kezdeti homogén plazmaoszlop megvalósítása is nehezebb, ha a plazmaoszlop hosszabb [10], [79]. Az energiamérés kalibrálásához 1000 V feszültséggel előfeszített, alumínium fotokatóddal készült vákuum-fotodiódát használtak, a kapilláris végétől mintegy 60 cm-re elhelyezve. Az alumínium 47 nm-en vett 7 %-os kvantumhatásfokát figyelembe véve, a detektor időállandójának ismeretében egy 2 GHz sáv szélességű oszcilloszkóppal mérték a lézersugárzás energiáját. A detektor telítődésének elkerülésére fémhálót alkalmaztak a nyaláb gyengítésére. A 15,8 cm-es kapillárisal  $6\ \mu\text{J}$  energiát mérték [80]. A további energiaadatokat a spektrométer kimenetére kapcsolt dióda-sorral mérték, alumíniumfóliákkal biztosítva a diódák telítődésének elkerülését. A lézer energiájának függését a kapilláris hosszától a 4.2. ábra mutatja.



4.2. ábra A lézer impulzusenergiájának függése a kapilláris hosszától. Az üres körök az egyutas erősítést, a teli körök a 20 % reflexiójú, irídium tükörrel kapott értékeket mutatják. A folytonos vonal az egyutas mérésekre illesztett, a szaggatott a számolással kapott görbe [80].

A kísérletek során az egyutas ASE működéssel és egy kb. 20 % reflexiójú, polírozott irídium tükörrel is végeztek méréseket. A tükröt közel, 5 mm-re helyezték a kapilláris végétől, hogy az argongáz abszorpcióját minimalizálják, így viszont néhány lövést követően a plazmából származó plazmajet a tükröt tönkretette. A 9 cm-es kapillárisban 64-szeres, a 14 cm-es kapillárisban 8-szoros energianövekedést tapasztaltak a tükörrel az egyutas működéshez képest [66]. A mért maximális energia kétutas működéssel 30  $\mu\text{J}$ , ami 56-68  $\text{MW}/\text{cm}^2$  teljesítménysűrűséget jelent. A fenti elrendezéssel, 100 eV elektronhőmérséklet és 300  $\mu\text{m}$  legkisebb Z-pinch átmérő esetén 0,8 ns impulzushossz mellett (ami a kapilláris hosszától függ) 100  $\mu\text{J}$  energia az elérhető maximum.

A fejlesztésük eredményeként 1997-ben a kompakt, asztali méretű  $\text{Ar}^{8+}$  lézerüket ismertették [81]. A 18,6 cm-es kapillárisban 70 ns félperiódus-idejű és 37 kA csúcsáramú főkiszülést 0,6 torr (0,8 mbar) nyomású tiszta argonban valósították meg. A nagyfeszültséget külső, négyfokozatú Marx-generátorról biztosították, amelyet koaxiálisan vezettek távolról a fejegységhez. A szikraköz  $\text{SF}_6$  gázzal feltöltött, a gáznyomással állítható az átütési küszöbfeszültség, a kapcsolás Blümlein elrendezésű. A lézersugárzást a már említett alumíniumkatódos vákuumdiódával detektálták, a kapilláris végétől távol. A kapilláris áramát Rogowsky-hurokkal mérték, méréseik szerint az áramimpulzus kezdetétől 39 ns-mal később jelenik meg a 0,6-0,7 ns széles lézerimpulzus, alacsony,  $\pm 0,2$  ns jitterrel (4.3. ábra).



4.3. ábra A kapilláris árama és a detektált lézerimpulzus [81].

A lézer energiáját a fotodiódával 8,7 cm-es kapillárisnál 0,3  $\mu\text{J}$ -nak mérték, 18,6 cm-nél 25  $\mu\text{J}$  értéket kaptak, állításuk szerint a sugárzás intenzitásának a telítődését a

plazmaoszlop utolsó centiméterénél lehet várni. A lövésről-lövésre megfigyelt impulzusenergia nagymértékű fluktuációjáról (relatív egységben 2,5-7,5 közötti értékek) valamint a nyalábkép és ezzel a divergencia változásáról számoltak be. Kapuzott MCP és CCD-detektorral Gauss-szerű, és jellegzetes, gyűrű alakú nyalábképet figyeltek meg, ez utóbbi esetben nagyobb, 6,5 mrad értékű divergenciával. Lézerük térbeli koherenciájának vizsgálatát élen történő elhajlási kép távoli megfigyelésével is elvégezték, és összehasonlították a hullámoptikai modellszámítások eredményével [45], [82]. Az aktív közeg hosszával a divergencia csökken, a legnagyobb hosszúság esetén a sugárzás effektív átmérője 26  $\mu\text{m}$ , ami 0,8 mrad divergenciát és 4-5 mm koherenciahosszat jelent, a számításokkal összhangban. A nyaláb szélén kevéssel nagyobb a koherenciahossz, a hullámoptikai modellszámításokkal összhangban.

Fejlesztéseikkel később már 135  $\mu\text{J}$ , majd 880  $\mu\text{J}$  impulzusenergiáról számoltak be, immáron 18,2 cm illetve 34,5 cm hosszúságú, 3,2 mm belső átmérőjű kerámia ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) kapillárist alkalmaztak [83] [76]. Ilyen energiák mellett 0,5 Hz ismétlési frekvenciát értek el, ami még elmaradt az ultrarövid lézerimpulzussal történő plazmakeltéssel megvalósított lézerek 10 Hz nagyságrendű ismétlési frekvenciájától [31], [61], [84]. A korábbi, polietilén kapillárisokhoz képest az abláció drasztikus csökkenését biztosítja a kerámia alkalmazása, mindamelllett, hogy az összehúzódó plazma amúgyis elválik a kapilláris falától. Így a neonszerű argon gerjesztésével nagyobb hatásfokú, kétszeres-háromszoros teljesítménynövekedés érhető el, miközben az ismétlődési frekvenciában 7 Hz-et értek el. A magasabb ismétlődési frekvencia esetén a lézerimpulzus félértékisélességének kismértékű csökkenése volt megfigyelhető - 1 Hz esetén 1,3 ns, 7 Hz esetén 1,2 ns értékeket kaptak az oszcilloszkóp sávzélességét (1 GHz) is figyelembe vett korrekcióval. Ennek valószínű magyarázata, hogy a nagyobb ismétlődési frekvencia esetén a plazma gyorsabban felfűthető. Ezt támasztotta alá az is, hogy a nyomást a korábbi értékekhez képest csökkenteni kellett 0,49 torr nagyságúra. A gerjesztő áramimpulzus csúcsértéke 24 kA, félperiódusának hossza 110 ns volt, 25 ns felfutási idővel. Egy impulzus energiája 135  $\mu\text{J}$  ( $\pm 17 \mu\text{J}$  szórással), teljesítménye így 112 kW, a nyaláb intenzitásprofilja gyűrű alakú, divergenciája 4 mrad értékű volt.

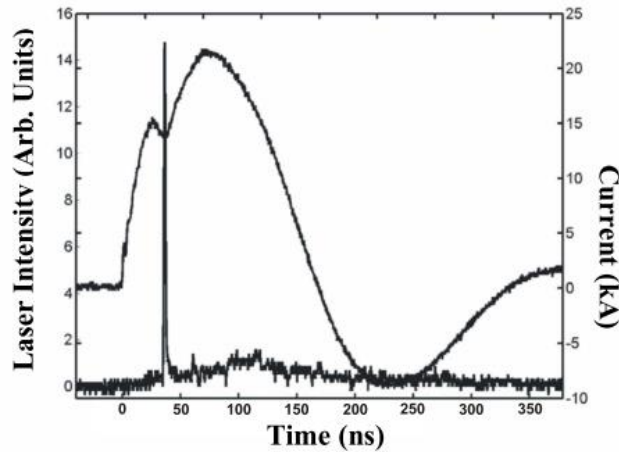
A kezdeti célok, vagyis asztali méretű, stabil röntgenforrás fejlesztése mellett a csoport a nagyobb energiák, alacsonyabb hullámhosszak elérésére a rendszerüket alkalmassá tették ilyen irányú vizsgálatokhoz is. Az alacsonyabb hullámhosszak esetén a neonszerű,



sokszorososan ionizált állapotú atomokkal létrehozott sűrű plazma megköveteli a kapilláris csúcsáramának növelését, amihez természetesen a feszültség növelése szükséges. Azonban az alacsony felfutási időhöz (vagyis a gyors kisüléshez) a nagyfeszültségű tápforrás több fokozatára, egymáshoz képest egyre gyorsabb kisülési körökre van szükség. Ilyen, háromlépcsőssé bővített rendszerről a csoport a [85] közleményben számolt be. A korábbi kísérletekben az áramfelfutás 10 ns-os idejének megvalósításához a nyolcfokozatú Marx-generátorral egy víztöltésű, 26 nF kapacitású kört hajtottak meg, amely kör feltöltődése 1  $\mu$ s körüli volt. Ez a kör egy SF<sub>6</sub> töltésű, önvezérelt szikraközön keresztül csatlakozott az utolsó, már a kapillárist meghajtó gyors kisülési körhöz, amely koaxiális elrendezésű, szintén vízdielektrikumú kondenzátort tartalmazott. A maximálisan elérhető feszültség 800 kV, a csúcsáram 200 kA, az előionizációt 20-40 A csúcsértékű, 10  $\mu$ s szélességű impulzus biztosította. Detektorként továbbra is egy tengelyen elhelyezett, 90  $\mu$ m pinhole kamerát használtak, kapuzott MCP+CCD detektorral, mikrométer vastagságú alumínium illetve szén szűrőkkel a lágyröntgen-tartományra. Nagy, 1,3 torr (1,73 mbar) nyomáson a plazma fejlődése az időbontott képen jól nyomon követhető: a mért csúcsáramot követően kezdetben aszimmetrikus, kiterjedt (800  $\mu$ m) gyűrűszerű folt, ami jól mutatja a kapilláris falától a tengely felé haladva az árameloszlást. Ezt követően a nyaláb egyre kisebbé zsugorodik, (a kapilláris áramának megindulásától számítva mintegy 25 ns múlva 300  $\mu$ m), végül a kisülés lecseng.

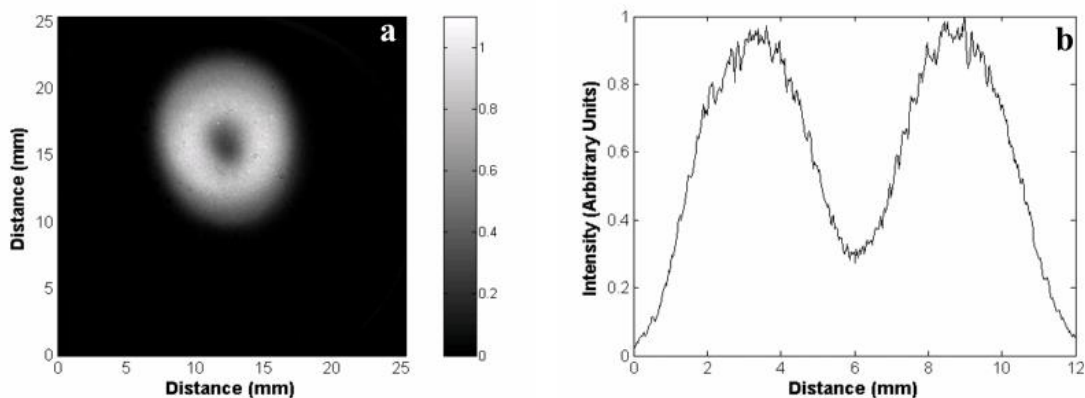
A Rocca-féle kutatócsoport az asztali, koherens lágyröntgenforrások fejlesztésében 2005-ben jelentkezett egy kompakt, asztali kivitellel [65], [86]. A korábbi vízdielektrikumú kondenzátor helyett diszkrét kondenzátorokat (eredő kapacitás 27 nF) és 90 kV feszültséget alkalmaztak a 21 cm hosszúságú alumínium-oxid kapillárishoz. A gáz tiszta, 0,7 torr (0,93 mbar) nyomású argon volt. (Itt és a továbbiakban az irodalomban elterjedt két egység könnyebb összehasonlíthatóság érdekében a torr egységben kifejezett nyomásértékeket zárójelben mbar egységben is megadom). A kisülés indítására önkisülésű szikraközt alkalmaztak, amelynek átütését a levegő nyomásával lehet szabályozni, így néhány 10 ns-os jittert tapasztaltak. A kapillárisban a főkisülés 22 kA csúcsáramú, 60 ns felfutási idővel és 140 ns félértékszélességgel történt. A lézerpulzus megjelenését 40 ns-mal az áram indulása után tapasztalták, tehát még a csúcsáram elérése előtt (4.4. ábra).

A kapilláris a kisülési körrel egy alumínium dobozban kapott helyet, amelyet transzformátorolajjal töltöttek fel. A gázellátást a kapilláris földelt oldalán biztosították. A



4.4. ábra Az asztali méretű kapilláris kisülésű  $\text{Ar}^{8+}$  lézer kapillárisáramának és a lézerimpulzusnak az időbeli képe (J. J. Rocca 2005) [65].

kapilláris egy szűk apertúrán keresztül kapcsolódik a vákuumrendszerhez, amely egy kétfokozatú, turbomolekuláris pumpával valósít meg differenciál-pumpálást. Az apertúra a lézer kilépését és a gázrendszer és a vákuumrendszer elválasztását biztosította. A lézer



4.5. ábra Az asztali méretű kapilláris kisülésű  $\text{Ar}^{8+}$  lézer nyalábképe (J. J. Rocca 2005) [65].

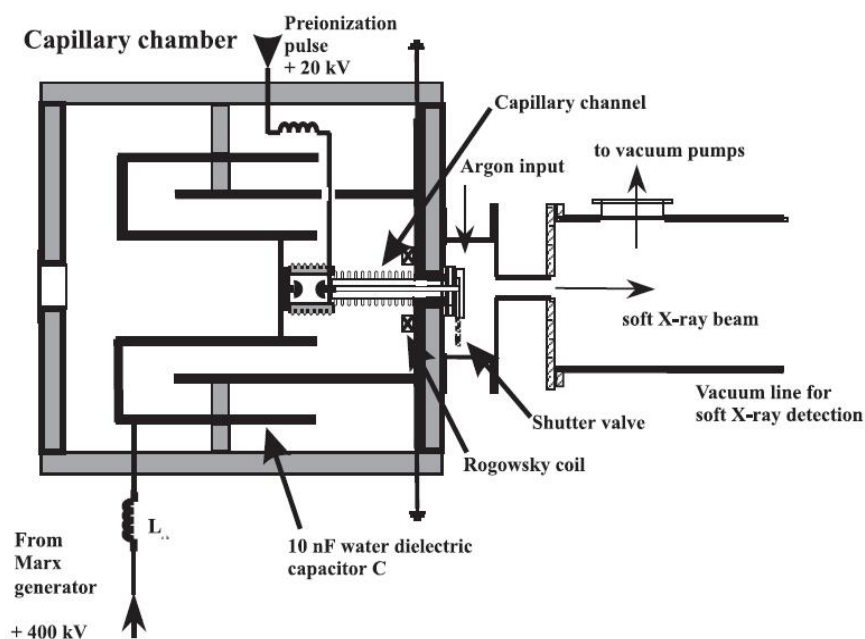
kimeneti impulzusenergiája  $13 \pm 1,3 \mu\text{J}$ , az elérhető ismétlési frekvencia 12 Hz, a jitter  $\pm 5 \text{ ns}$ . Az impulzusenergia mintegy  $2 \cdot 3 \cdot 10^4$  lövést követően a felére csökkent, amelynek oka a kapilláris falának ablációja, illetve szennyeződése lehetett. Az impulzushossz 1,5 ns, a nyaláb divergenciája 5,2 mrad értékűnek adódott, gyűrű alakú nyalábképpel (4.5. ábra).

A csoport a kapilláris kisüléssel gerjesztett argonlézer további fejlesztéséről nem számolt be, inkább a lézer alkalmazási lehetőségeit vizsgálták. Nagy felbontású (50 nm) mikroszkópiai kísérletekben [87], [88], holografikus leképezésben [89], nanostruktúrák

létrehozására [90], ablációs megmunkálásra a nanométeres mérettartományon [91], és biológiai mintákon [92] alkalmazták a koherens 46,9 nm hullámhosszúságú sugárzást.

#### 4.2. Az olaszországi L'Aquila egyetemen fejlesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézer

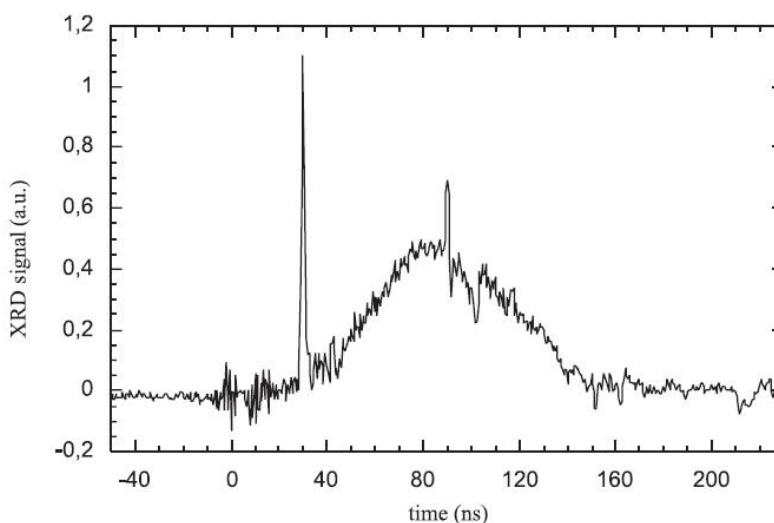
Olasz-magyar együttműködésben, az olaszországi L'Aquila Egyetemen 1998-ban indult meg a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lézer kutatása (Tomassetti, Ritucci, Kukhlevsky és munkatársaik). Kísérleteik eredményeiről elsőként 2001-ben számoltak be [83], [94]. Lézerük elrendezési rajzát a 4.6. ábra mutatja. A tápfeszültséget maximálisan egy 450 kV feszültségű, hatfokozatú Marx-bank biztosította. A gyors kisülési kör koaxiális elrendezésű, ioncserélt víz-dielektrikumú kondenzátorral készült, amelynek kapacitása 6 nF volt, amit később 10 nF értékre növeltek. A kondenzátor itt vízben elhelyezett szikraközön keresztül csatlakozott az 5-20 cm hosszúságú, argongázzal töltött kapillárishoz.



4.6. ábra A lézer felépítése (L'Aquila) [96].

A vízben elhelyezett szikraköz beállítása ugyan nehezebb, de kis méret és viszonylag „csendes” működés érhető el ezzel a konstrukcióval. A kapilláris csúcsáram 40 kA, az áramimpulzus félperiódusának hossza 80 ns volt. A Rocca-féle konstrukcióhoz képest lényeges különbség, hogy a kapilláris gázrendszerét a vákuumrendszerrel (~10<sup>-4</sup> mbar) apertúra helyett egy gyors mechanikus zár (shutter) szeparálja el, amely csak a kisülés rövid időtartamára van nyitva. Detektorként szilícium PIN-diódákat használtak, de

tengelyirányú megfigyelés helyett a sugárzás lágyröntgen-tartománybeli szelektálását a 47-49 nm-en mintegy 30 % reflexiójú, sokrétegű tükörrel off-axis módban végezték. A látható- és UV tartományú sugárzást 0,8  $\mu\text{m}$  vastagságú alumíniumfóliával árnyékolták. Méréseik szerint nagy intenzitású, az áramimpulzus szélességénél keskenyebb spontán sugárzásban a 46,9 nm-es  $\text{Ar}^{8+}$  vonal volt a domináns. A forrást ezzel az elrendezéssel mikroszkópai vagy litográfiai célra javasolták. Később az addigi elrendezésén annyiban változtattak, hogy nagyobb kapacitást (10 nF) alkalmaztak, így az áramfelfutás 45 ns, a félperiódus ideje 140 ns lett, 30 kA elérhető csúcsáram mellett. A preionizációs impulzus 3-5  $\mu\text{s}$  szélességű, 20 A csúcsáramú volt. A 7,6-15 cm hosszúságú, 3,0-3,4 mm belső átmérőjű kapillárisban tiszta argongázt használtak, 0,1-1 torr (0,13-1,33 mbar) nyomással. Detektorként a korábban is használt tükörrel, off-axis elrendezés mellett a plazma sugárzását nagy felületű, réz fotokatóddal készült hagyományos vákuum-fotodiódával (XRD) és az arra kapcsolt 1 GHz sávszélességű oszcilloszkóppal vizsgálták. Az argongáz nyomásának csökkentésével a spontán sugárzási háttér lecsökken, az oszcilloszkópon megjelent a lézerműködést jelző éles karakterisztikus vonal, amely időben egyre korábban érkezik. [95]

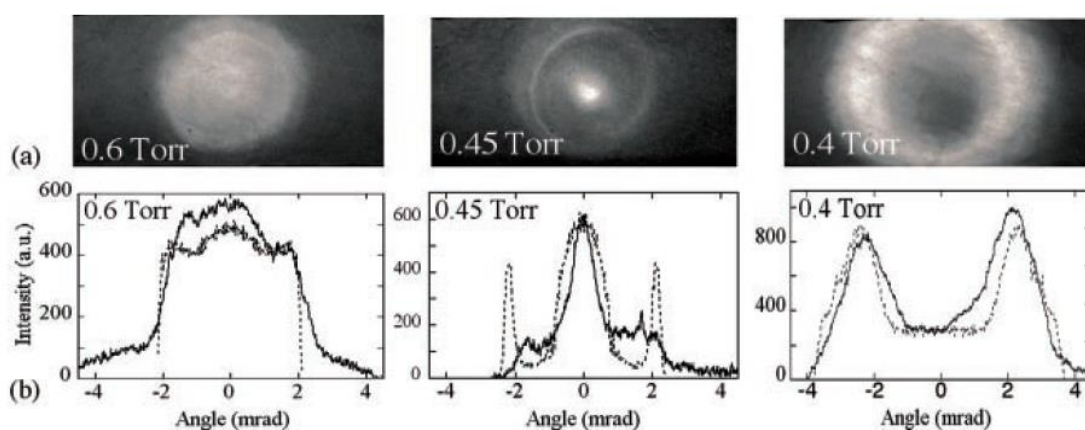


4.7. ábra A lézerimpulzus időbeli lefutása 0,3 torr esetén (L'Aquila) [96].

Megvizsgálták a lézer intenzitásának a nyomás-, illetve a csúcsáram-függését, eredményeik szerint az erősítés maximumát 0,3 torr nyomáson, 32 kA csúcsáram mellett érték el az  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapilláris esetén. Az 1,3 ns szélességű lézerimpulzus a kapilláris főkisülésének kezdete után 31 ns-mal jelentkezett (4.7. ábra). A 15 cm-es kapilláris hossz esetén a réz fotokatód 10 %-os kvantumhatásfokát figyelembe véve, a lézer impulzusenergiája 1  $\mu\text{J}$  körüli volt. Az impulzusenergia, illetve az azzal arányos

röntgendetektorral kapott jel amplitúdója a kapilláris hosszával exponenciálisan növekszik az erősítés telítődéséig, a számításaikkal összhangban.

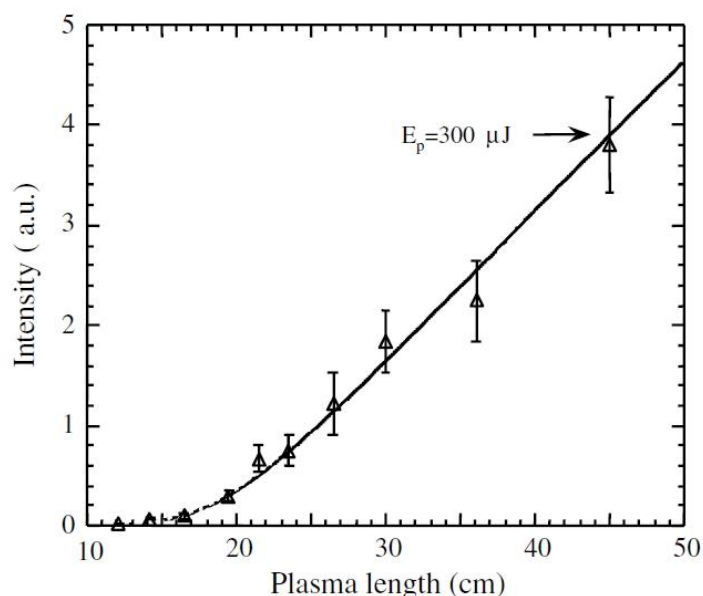
A lágyröntgen-tartományba eső spontán sugárzás a detektálást megnehezíti, ezt a hatást egyrészt az alkalmazott 0,8  $\mu\text{m}$  vastagságú alumíniumfóliával, másrészt a viszonylag nagy kiterjedésű detektor előtt elhelyezett 3 mm-es réssel csökkentették. A rés eltolásával mérték a nyaláb divergenciáját, aminek az értéke 4 mrad volt.



4.8. ábra A nyalábkép nyomásfüggése 30 cm-es kapilláris hossz, 30 kA csúcsáram mellett (L'Aquila) [96].

Kísérleteiket megnövelt, 30 cm hosszúságú kapillárisal folytatták. A nyaláb intenzitás-eloszlásának vizsgálatára az alumíniumfóliával gyengített nyaláb MCP detektor kimeneti foszforernyőjén megjelenő képét figyelték meg. A közeli zóna vizsgálatához a már említett tükrös elrendezést használták. A lézerműködés nyomástartománya 0,35-0,65 torr (0,46-0,86 mbar) között volt, ám a távoli zónában a nyalábkép jelentősen változott még ezen a szűk tartományon is: nagyobb nyomáson nagy, 4 mrad körüli divergenciát, kisebb nyomáson gyűrű alakú nyalábképet figyeltek meg, aminek közepén intenzív, Gauss-szerű tartomány jelentkezett (4.8. ábra). A nyomás további csökkentésével ismét a széleken növekszik a sugárzás intenzitása. A legkisebb divergenciát 0,45 torr nyomáson kapták, ekkor a 0,7 mrad fél-nyílásszögű nyaláb energiájának 80 %-a ebben a tartományban mérhető. A nyomás csökkentésével a lézerpulzus is előbb jelent meg: az említett nyomástartományon 36 ns-ról 28 ns-ra csökkent a főkiszülés áramának megindulásához képest [96]. Az erősítés már 16 cm-es kapilláris hosszánál telítődni kezd. A 30 cm-es kapilláris esetén mért legnagyobb energia 60  $\mu\text{J}$  volt.

A csoport további kísérleteiben már az addigi leghosszabb, 45 cm hosszúságú, 3,2 mm belső átmérőjű  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisban valósított meg jó nyalábtulajdonságokkal rendelkező lézersugárzást argongázban [97]. Az erősítés telítődése kb. 17 cm plazmahossz esetén következik be, de az erősítés időtartamának félértékszélessége 3 ns, így akár hosszabb erősítő közeggel is elérhető számottevő impulzusenergia növekedés [98]. A kapilláris hosszának növelésével azonban a refrakciós veszteség is nő. További hátrány, hogy növekszik a plazma ellenállása és induktivitása, így a kisülés lassabb, az elérhető csúcsáram pedig alacsonyabb lesz ha a gyors kisülési kör kapacitása, feszültsége változatlan, mindamelllett, hogy a kezdeti, homogén plazmaoszlop előállítás is nehézségekbe ütközik. Azonban a telítődéshez tartozó hossz közel háromszorosának megfelelő mérettel, 130-180 ns félperiódus-időtartam és mindössze 20 kA erősségű csúcsáram mellett megvalósított kisüléssel a telítéshez tartozó energia mintegy hússzorosát, 300  $\mu\text{J}$  impulzusenergiájú nyalábot állítottak elő, 0,1 Hz ismétlődési frekvenciával (4.9. ábra). A kezdeti gáznyomás 0,25-0,6 torr (0,33-0,8 mbar) volt, a nyomást növelve a profil gyűrűs alakjához tartozó 4-5 mrad divergenciája 0,45 torr nyomáson a megjelenő középső folttal, a gyűrű maszkolásával 1 mrad érték alá csökken. A kilépés helyén mintegy 200  $\mu\text{m}$  átmérőjű nyaláb divergenciája a hossz növelésével javul, 45 cm-en az eddigi legkisebb, 0,5 mrad értéket mérték, ez a diffrakciós limit mintegy háromszorosa.



4.9. ábra A lézerimpulzusok energiája az erősítés telítődéséhez tartozó hosszánál nagyobb kapillárisok esetén (10 lövésekből álló sorozatok átlaga) [98].

A fejlesztett lézer felhasználásával kétsugaras, interferometrikus elrendezésben, LiF-réteg színcentrumainak gerjesztésével periodikus fotolumineszcens mintázatot hoztak létre [99], és plexi rétegen alakították ki periodikus mintázatot interferometrikus litográfiával [100], valamint vizsgálták szén vékonyrétegek mikromegmunkálásának lehetőségét [101]. A labor a sajnálatos L'Aquila-i, 2009-es földrengésben megsemmisült, a lézert azóta nem építették újra.

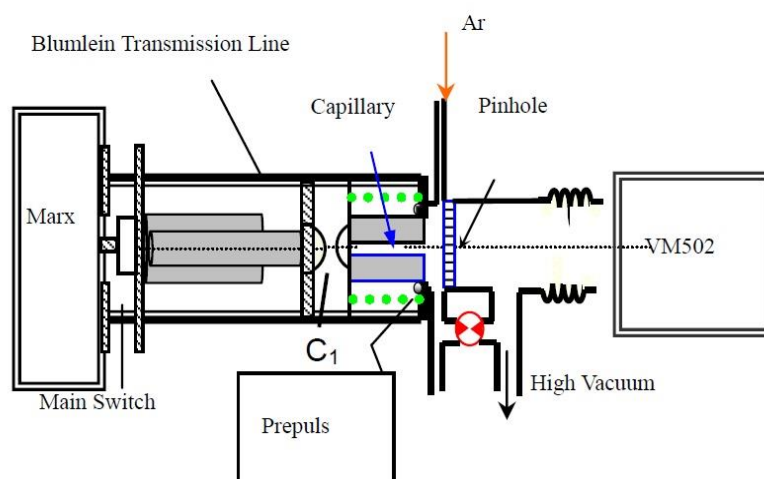
### 4.3. A harbini egyetemen fejlesztett $\text{Ar}^{8+}$ lézer

Zhao és munkatársai a Harbin Institute of Technology (Kína) kutatócsoportjaként 2004-ben mutatták be a kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgenlézeres kísérleteik eredményét [102], [103]. Kísérleteikben 3 mm és 4 mm átmérőjű kapillárisokban hoztak létre Z-pinch-et. A szükséges nagyfeszültséget kezdetben impulzustranzformátorral, majd 10 fokozatú, maximálisan 300 kV csúcshőfeszültségű Marx-generátorral állították elő. A gyors kisülést vízdielektrikumú kondenzátor (3 nF), a kisülés indítását  $\text{SF}_6$  gázzal töltött szikraköz biztosította. A kapilláris anódjának hosszával változtatható volt a plazmaoszlop hossza. A kapilláris kilépő oldalán apertúra választotta el a kapillárist a vákuumrendszerrel. Az előkisülést 10-100 A csúcsáram és 10-20  $\mu\text{s}$  közötti félperiódusának hossza jellemezte. 16 cm-es kapillárisok esetén a főkisülés felfutási ideje 50 ns volt, 25-50 kA csúcsáram mellett. A sugárzás időbeli lefutását egy aranykatódos fotodiódával (XRD) detektálták,

2 mm-es anód-katód távolság esetén 800 V-os előfeszítéssel. A fotodióda kimeneti jelét 500 MHz sávzélességű oszcilloszkóppal figyelték.

Eredményeik szerint a 16 cm-es kapilláris hosszal 0,34 torr (0,45 mbar) kezdeti argongáz-nyomás esetén adott legnagyobb jelet a detektor. A lézerműködést 25 kA-es csúcsáramnál már tapasztalták. A csúcsáram növelésével (35 kA) 0,38 torr (0,51 mbar) nyomáson, kiugróan magas detektorfeszültséget kaptak, ezt  $10 \mu\text{J}$  energiának számították. Megemlítik, hogy mivel a lézerműködés az áramfelfutás csúcsértékének mintegy felénél jelentkezik, így kellően gyors felfutással kisebb, akár 18 kA-es csúcsáram is elegendő lehet. Vastagabb, 4 mm-es kapilláris esetén, azonos kapilláris hosszal összehasonlítva, nagyobb csúcsértékű áramfelfutás esetén tapasztaltak lézerműködést, keskenyebb nyomástartományon [104].

Későbbi, továbbfejlesztett rendszerüket a (4.10. ábra). mutatja. A Marx-generátor kimenetén vízdielektrikumú, három koaxiális csővel felépített Blumlein transzmissziós tápvonal (BTL) vezet a 15 cm hosszúságú polietilén illetve  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárishoz.



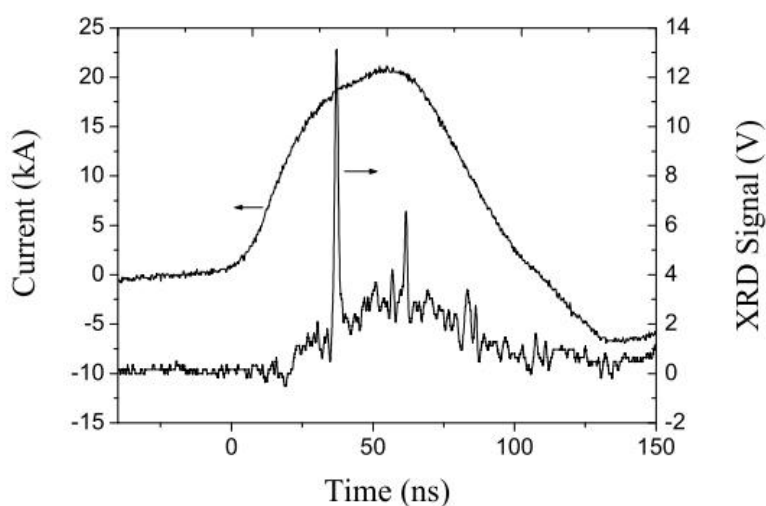
4.10. ábra A lézer elrendezési rajza (Harbin) [103].

A kapcsolóelem a külső és belső koaxiális csőhöz kapcsolódó koronggal kiképzett szikraköz, amelyet  $\text{SF}_6$  gázzal töltöttek meg. A kapilláris áramának időbeli lefutását a körbe iktatott, viszonylag hosszú (160 cm!) rétegelőálláson eső feszültség oszcilloszkópos megfigyelésével monitorozták. Így az áramlefutás fél-periódusideje mintegy 80 ns, a felfutási idő 30 ns volt, 30 kA csúcsáram mellett. Az előkísülés 10-20 A csúcsáramú, 3-50  $\mu\text{s}$  szélességű volt, amit külső tápforrásból biztosítottak. A kapilláris kimenetét a



vákuumrendszerből szintén apertúra-sor választotta el, a sugárzás detektálására VM502 típusú spektrométert használtak.

Vizsgálták az előionizációs impulzus ablációs hatását alacsony (20 A) és drasztikusan nagy, 5 kA erősségű preionizációs áram mellett az  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisban. A 180-300 nm hullámhossztartományú spektrumban jól látszódtak az alumínium és oxigén vonalak. 5 kA esetén jelentős termikus háttérintenzitás-növekedés jelentkezett. A kapilláris falán tapasztalható lerakódás elektronmikroszkópos és spektroszkópiás vizsgálatával jól kimutatható volt az elektródák anyaga. Megemlítik, hogy előionizáció nélkül is hasonló volt a főkisülés időbeli lefutása a kapillárisban, viszont a kapilláris könnyebben sérült, élettartama csökkent. Lézerműködést 18-20 kA esetén is tapasztaltak ebben az elrendezésben, a lézerimpulzus az áramimpulzus kezdetétől mintegy 40 ns-mal jelentkezett (4.11. ábra), a más csoportok [105], [106], [95] által használt 0,3-0,7 mbar helyett alacsonyabb, 0,14-0,26 mbar közötti argongáz-nyomás esetén [107].



4.11. ábra A kapilláris árama és a detektált 46,9 nm-es lézerimpulzus (Harbin) [107].

A külső előionizáció és az energiatároló kondenzátor szikraközös leválasztásával rendszerüket továbbfejlesztették, így a BTL elrendezés során kialakuló 5 kA-es nem kívánt előkisülést (ami károsíthatja a kapillárist, illetve növeli annak belső falán a lerakódásokat) megszüntették [108]. A gyors kisülési kör induktivitásának megnövelésével – tehát a kisülés lassításával (felfutási idő 40 ns-ról 55 ns-ra nőtt) – a várttal ellentétben, a lézerimpulzusok energiájának növekedését tapasztalták [109], ezzel együtt a kezdeti gáznyomás optimális értéke is kismértékben növekszik [110]. Nagyobb divergenciájú (4 mrad) nyaláb intenzitás-eloszlását 35 cm-es kapilláris hosszal 20,4 kA kapilláris csúcsáram és 250  $\mu\text{m}$

átmérőjű kilépőnyílás esetén vizsgálták, így Gauss-szerű nyalábot detektáltak [111]. A plazmaoszlop két- olykor három összehúzódás során létrejövő többszörös lézerműködést figyeltek meg, miközben csökkenő amplitúdójú erősített sugárzást mértek, a modellszámításaikkal összhangban [112].

Kísérleteiket kriptonnal is elvégezték, ebben az esetben szűk nyomástartományon kaptak lézerműködésre utaló detektorjelet 32,8 nm hullámhosszon [113]. Alacsony nyomáson (0,12 mbar), és kis gerjesztő áramoknál (12 kA), a neonszerű argon  $3p^3P_2 - 3s^1P_1$  ( $J = 2 \rightarrow 1$ ) átmenetének 69,8 nm-es hullámhosszán tapasztaltak lézerműködést, felvetve a többszörös hullámhosszú argon-ion kapillárislézer lehetőségét [114].

Az olaszországi csoport által javasolt 450 mm-es kapilláris hosszal, 17-20 kA csúcsáram és 0,21 mbar kezdeti gáznyomáson a lézerimpulzusok energiájának maximumát 20 A csúcsáramú, 2  $\mu$ s előkisülés mellett tapasztaltak [115]. A kapott mintegy 50  $\mu$ J impulzusenergiájú lézerrel, nagy szögű beeséssel használt hengeres tükörrel szilícium minta ablációját [116] illetve toroid tükör felhasználásával réz [117] ablációjáról számoltak be.

Egy újabb kísérletben kapilláris kisüléssel gerjesztett palládium-szerű xenon vonalait figyelték meg a 10-20 nm-es tartományon, illetve 41,8 nm-en, de a lézerműködést még nem sikerült elérniük [107].

#### **4.4. További, kapilláris kisüléssel gerjesztett Ar<sup>8+</sup> lézerkonstrukciók**

A Rocca-féle lézerkísérletei alapján Japánban illetve Izraelben készültek kapilláris kisüléssel gerjesztett Ar<sup>8+</sup> lágyröntgenlézerek. A japán csoport (G. Niimi, Y. Hayashi és munkatársaik) eredményeiről 2001-ben számolt be [105]. Rendszerükben a négyfokozatú Marx-generátorral impulzustranzformátort tápláltak, így 600 kV maximális feszültséget és 35 kA csúcsáramú, 30 ns felfutási idejű kisülést tudtak előállítani a 20 cm hosszúságú Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> kapillárisban. 46,9 nm-en lézerműködést már 16 kA csúcsáram és 0,27 mbar kezdeti argongáz-nyomás mellett megfigyeltek, mintegy 0,2  $\mu$ J kimeneti energiával. A plazma periodikus összehúzódás nyomán, két egymást követő lézerimpulzust is tapasztaltak. Vizsgálták különböző csúcsáramok mellett a működés nyomástartományát, ez alacsonyabb csúcsáram mellett az alacsonyabb nyomásértékek felé tolódott el: 18 kA esetén 0,12-0,32 torr (0,16-0,43 mbar), 9 kA esetén mindössze 0,12-0,16 torr (0,16-0,21 mbar) tartományon tapasztaltak lézerműködést, harmadakkora detektált intenzitás mellett [119], [120]. A lézernyaláb divergenciájára mintegy 4,5 mrad értéket mértek [121].

Ben-Kish és munkatársai (Technion–Israel Institute of Technology, Haifa) 1999-ben mutatták be kapilláris lágyröntgenlézerüket. Transzmissziós-tápvonalas elrendezésben maximálisan 1 MV feszültségű és nagy, 35-65 kA csúcsáramú, 50 ns felfutási idejű kapilláris kisüléseket vizsgáltak 3-5 mm belső átmérőjű poliamid valamint nem ablálódó  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisban [122], [106]. A lézerimpulzusok a kapilláris áram megindulását követően 40-45 ns-mal jelentkeztek, a kapott nyaláb divergenciája 4 mrad értékű volt a leghosszabb, 18 cm-es kapilláris esetén. Vizsgálták az előkisülés paramétereinek (csúcsáram, időtartam, gázáramlási sebesség) hatását a lézerimpulzusokra, egyértelműen a lézer stabilitásának növekedését tapasztalták nagyobb áramok mellett. 50 A csúcsáram esetén a lézer impulzusenergiája is egy nagyságrenddel nagyobb lett az 5 A csúcsáramú előkisüléshez képest, ennél nagyobb áramoknál viszont számottevő javulást nem tapasztaltak [123].

Megvalósított kapilláris kisülési rendszerről számolt be 2007-ben egy malajziai kutatócsoport is, Tan, Kwek, és munkatársaik. Lézerükben a gyors kisülési kört tápláló kondenzátor vízdielektrikumú, táplálására 150-350 kV feszültségű Marx-generátor szolgált [124]. 20 kA csúcsáramú, 80 ns félperiódus-idejű, kisüléssel 20 cm hosszúságú, 3 mm átmérőjű kapillárisban 0,1–0,4mbar nyomástománnyon alakult ki erősített spontán emisszió 46,9 nm-en [64]. A legkisebb csúcsáram mellett 9 kA esetén is tapasztaltak lézerműködést 4 mrad divergenciával, azonban konkrét impulzusenergia-értéket nem közöltek [125].

## 5. Motiváció és célkitűzés

Az előző fejezetben bemutatott kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézerekben a 0,05-0,88 mJ impulzusenergiák eléréséhez viszonylag nagy feszültségekre (300-600 kV) és 100-300 J pumpálási energiákra volt szükség. Ez a Marx-generátor és a kisülési kör nagy méreteivel jár együtt. A rendszer nehezen kezelhető, igen nagy rádiófrekvenciás zavart okoz még jó árnyékolás és földelés esetén is, és szigetelő olajban történő feltöltés válhat szükségessé. Nem elhanyagolható szempont az sem, hogy a nagy kisülési áram a kapilláris falának és elektródáinak ablálódása miatt a kapilláris gyors elhasználódását eredményezi. Az elérhető nagy impulzusenergia rossz nyalábképpel, a sugárzás nagy divergenciájával (4-7 mrad) járt, így az alkalmazásokhoz rendszerint apertúrával való maszkolással állítanak elő a gyakorlatban használható koherens nyalábot. Ezzel azonban a hasznosítható impulzusenergia 0,01-0,03 mJ értékűre csökken.

*Kutatásunk alapvető célja a röntgenlézerben lejátszódó folyamatok tisztázása, megértése, ennek révén egy viszonylag alacsony feszültséggel ( $U = 150-200$  kV) működő, tényleg „asztali” méretű z-pinch kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer megépítése volt. A kutatás során a lehető legegyszerűbb, gyakorlati szempontból is jól használható megoldásokat kerestük, így jutottunk el a következőkben ismertetésre kerülő rendszerhez. A megépített lézerrel az alábbi tudományos eredmények elérését tűztem ki.*

*Célul tűztem ki, hogy az elektromos gerjesztőrendszer modellezésével és kísérleti optimalizálásával meghatározzam az elektromos gerjesztőrendszernek a legjobb lézerparaméterek eléréséhez szükséges elektromos paramétereket üzembiztos működés mellett.*

*Céлом volt, hogy a kifejlesztett rendszerrel a lézerműködést optimalizáljam, vagyis a lehető legnagyobb kimeneti impulzusenergiát és legfeljebb  $\sim 1$  mrad divergenciájú, Gauss-szerű nyalábot biztosító, 46,9 nm hullámhosszúságú, jól szinkronizálható koherens sugárzást állítsak elő. Ezzel az eddigi konstrukciókhoz képest a legkedvezőbb, tisztán Gauss-szerű nyalábot sikerüljön előállítani  $\sim 10$   $\mu\text{J}$  kimeneti impulzusenergiával.*

Az eddigi vizsgálatok szerint az előkisülés áramkörével biztosított kezdeti homogén plazma nélkülözhetetlen az ilyen lézerek megvalósításánál. Eddig csak elméleti leírása volt ismert az ún. csúszókisüléssel történő magnetoelektromos plazmastabilizálásnak kapilláris kisüléssel működő lézerekben.

*Célul tűztem ki, hogy megmutassam, hogy a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer megvalósítható külső előkisülést biztosító áramkör nélkül. Céлом volt,*

*hogy a csúszókisüléssel történő magnetoelektromos plazmastabilizáló hatást elsőként kísérletileg is megvalósítsam. Mindemellett ezzel a módszerrel a lézer kialakítása egyszerűbb, megvalósítása olcsóbb lehet.*

A lézer egyik kritikus pontja a vízben önkisüléssel beinduló szikraköz. Az átütés időpontja rendkívül ingadozik, ami nemcsak a lézerhez kapcsolódó más elektronikus eszközökkel való együttműködést (szinkronizáció) nehezíti, hanem lövésről lövésre változik a kapillárisra kapcsolt feszültség, ezzel minden fontos lézerparaméter.

*Munkám további célja volt ezért a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $Ar^{8+}$  lágyröntgenlézerben, a kapilláris kisülés vízben elhelyezett szikraközének külső, optikai lézeres indításával a lágyröntgen lézersugárzás impulzusának időbeli bizonytalanságát legfeljebb 10 ns értékre csökkenteni a lézer jobb szinkronizálhatósága, stabilitása érdekében.*

A lézer elvi felépítése egyszerű, ám a megvalósítás számtalan problémájával a fejlesztés közben szembesültünk. A gyors (MHz-tartományú), nagyfeszültségű és nagyáramú rendszerben a legkörültekintőbb tervezés ellenére is maradnak „gyenge pontok”, ahol szivárgóáramok, nem kívánt átütések, koronakisülés következtében fellépő veszteségek tehetik bizonytalanná a rendszer működését. A nagyáramú, illetve nagyfeszültségű átkapcsolási tranziensek miatt a környezetben jelentős elektromágneses zavarokra is számíthatunk. Ezek nemcsak a szórt tér, hanem a nagyfrekvenciás sugárzás révén is rendkívül megnehezítik a detektorok, segédberendezések (kamera, számítógép) használatát a lézer közelében.

*Feladatomból volt a zavarok hatásának kiküszöbölése optikai úton történő vezérléssel, gondos árnyékolással, a földhurkok elkerülésével és az alacsony induktivitású hozzáférések kialakításával. Számtalan variáns kipróbálása után jutottam használható rendszerhez.*

A lágyröntgen-tartományon a levegő abszorpciója jelentős, így a lézer optikai detektorait vákuumkamrában kellett elhelyezni, amelynek a lézercső gázrendszerével is együtt kell tudnia működni.

*Munkám további célja volt, hogy a keletkező lézernyaláb diagnosztikai rendszerét felépítsem, az időbeli vizsgálatához nanoszekundum alatti felfutási idővel rendelkező fotocellát tervezek és építsek.*

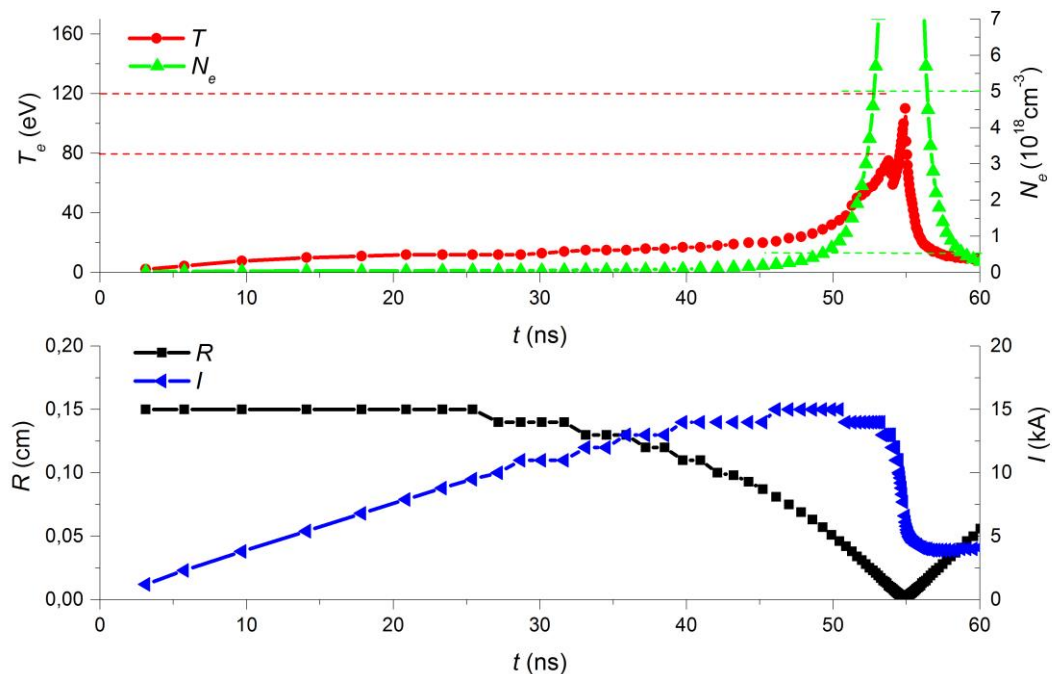
## 6. Elméleti és kísérleti módszerek

### 6.1. A kisülési paraméterek előzetes meghatározása az „egyszerű” modellel

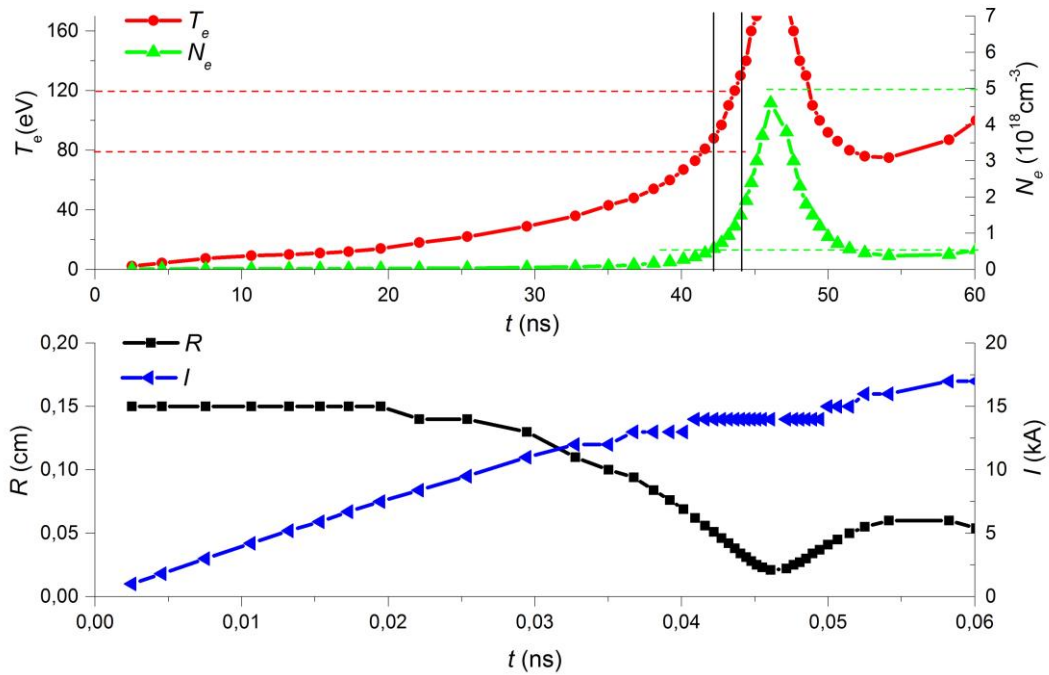
A 3. fejezetben leírt „egyszerű” modellel az elérendő  $T_e = 80-120$  eV közötti elektronhőmérsékletre és  $N_e = 0,5-5 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> tarományú elektronsűrűséghez kerestük a szükséges kezdeti argongáz-nyomás értékeit és csúcsáram értékeit. A szimulációhoz az olaszországi kutatás során készült programot használtuk, hogy a rendszerünk kísérleti optimalizációjához irányértékeket kapjunk.

A program bemeneti paramétereiként a következő fejezetben ismertetendő rendszerünk jellemző adatait használtuk: a kapilláris hossza 45 cm, belső átmérője 3,1 mm volt. A plazma gerjesztése 6 nF kapacitású, 200 kV feszültségre töltött kondenzátor kisülésével történik, 300 nH kezdeti induktivitás mellett. Az előionizációt az elektronhőmérséklet kezdeti 1 eV-os értéke modellezi.

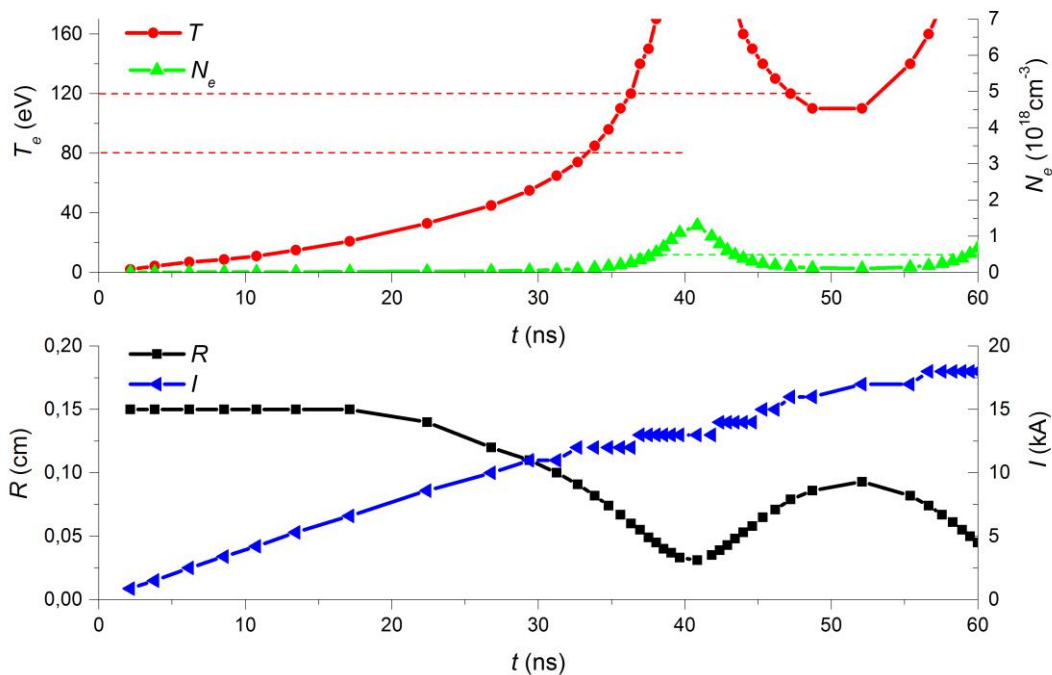
A plazmaparaméterek ( $R$  a plazma sugara,  $T$  a plazma elektronhőmérséklete, és  $I$  a kisülés áramerőssége) időbeli fejlődését 0,7 mbar, 0,3 mbar és 0,1 mbar kezdeti argongáz-nyomás esetén a 6.1-6.3. ábrák mutatják.



6.1. ábra Az „egyszerű” modellel kapott eredmények az argongáz 0,7 mbar kezdeti nyomása esetén.



6.2. ábra Az „egyszerű” modellel kapott eredmények az argongáz 0,3 mbar kezdeti nyomása esetén.



6.3. ábra Az „egyszerű” modellel kapott eredmények az argongáz 0,1 mbar kezdeti nyomása esetén.

Nagy nyomás esetén a plazma elektronsűrűsége hamar eléri az említett küszöböt, ám az ionizációhoz szükséges elektronthőmérsékletet csak ezután érjük el. 0,3 mbar nyomáson

a két kritikus paraméter a legkisebb időkülönbséggel éri el a kívánt tartományt, ebben az esetben számíthatunk az erősített spontán emisszió kialakulására. Az ehhez szükséges csúcsáram 16-17 kA. Nagyon alacsony nyomás esetén könnyen elérhető az ionizációhoz szükséges elektronhőmérséklet, de a gerjesztéshez szükséges elektronkoncentráció már ennél jóval nagyobb elektronhőmérsékletnél érhető el, ami viszont a nyolcszorosan ionizált argon ionok koncentrációjának drasztikus csökkenését vonja maga után. Az itt kapott eredményünket a kísérleti optimalizálásban használtam, erről a 7.2 fejezetben számolok be.



## 6.2. Az általunk fejlesztett kapilláris kisüléssel gerjesztett $\text{Ar}^{8+}$ lágyröntgenlézer

A Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetében elkészült asztali  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer alapvető felépítése a korábban ismertetett olaszországi elrendezést követi [97], [98]. Számos részletében azonban továbbfejlesztettük, hogy méreteiben, kezelhetőségében, fizikai paramétereiben, és a megvalósítás költségében a korábbi konstrukcióknál kedvezőbb legyen, a kitűzött céloknak megfelelően. A lézer legfontosabb egységei (6.4. ábra):

### 1. Nagyfeszültségű tápegység - Marx-generátor

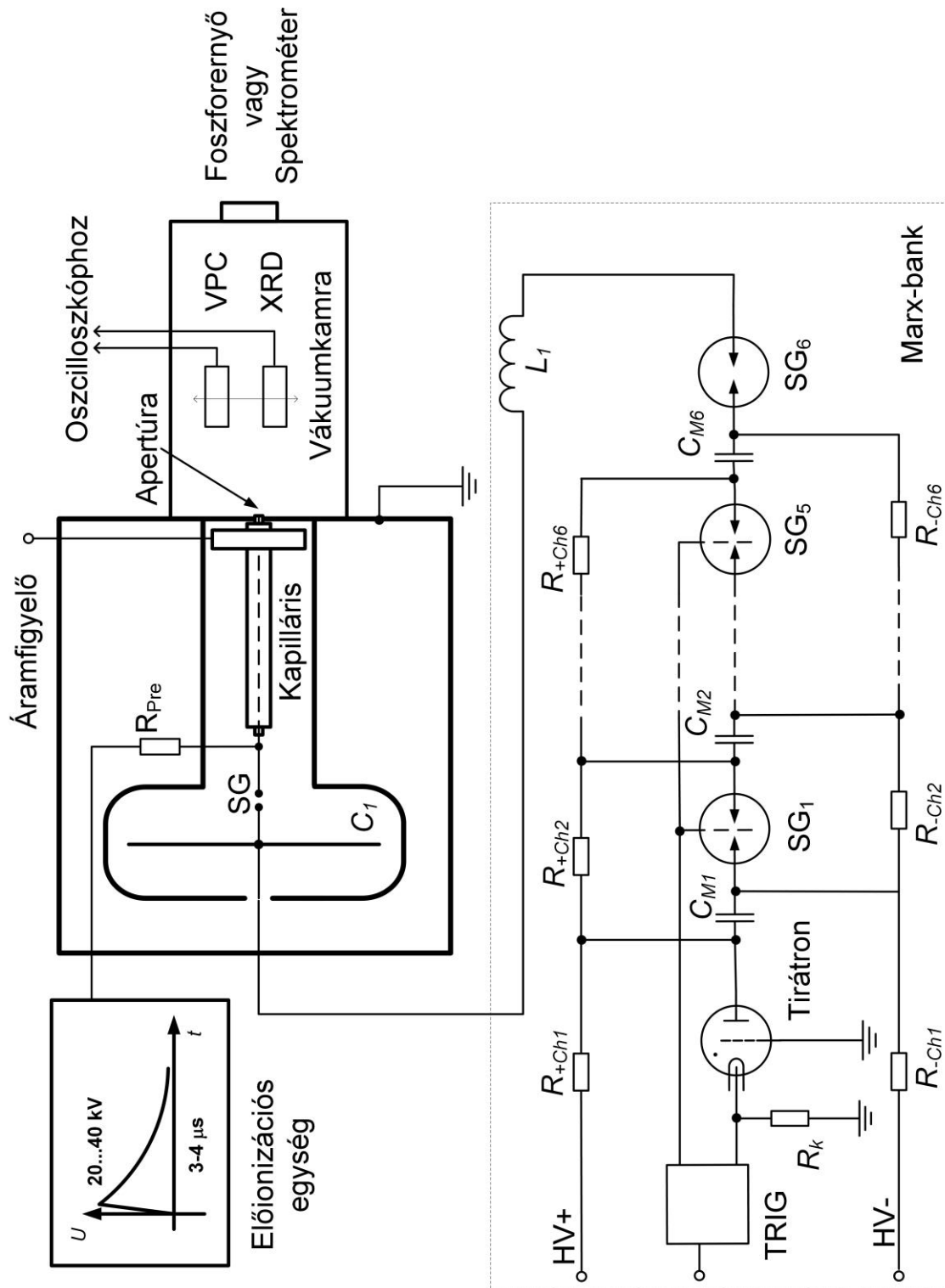
### 2. Előionizációs egység

### 3. Lézerregység - gyors kisülési kör

A lézerregységekhez csatlakozik a kapilláris gázellátó rendszere, valamint egy vákuumkamra, amelyben az optikai detektorok kaptak helyet.

A **nagyfeszültségű tápegység** magában foglalja a Marx-generátor kondenzátorainak feltöltését ( $0 - \pm 20$  kV) a háromfázisú hálózathoz, és a segéd feszültségeket előállító egységet és a **Marx-generátort**. A tápegység a HV pontokon csatlakozik a hatfokozatú Marx-generátorhoz, amelynek végpontján (SG6 szikraköz) maximálisan 240 kV feszültség áll elő. A  $600 \times 600 \times 600$  mm befoglaló méretű, réz árnyékolással készült, ioncserélt vízzel feltöltött **lézerregységet** a kapilláris és a gyors kisülési kör további elemei alkotják. A gyors kisülési kör fő részei az energiatároló  $C_1$  kondenzátor, amely az SG jelű, önvezérelt (self breakdown) vagy akár külső lézerrel vezérelhető szikraközön át, koaxiálisan és a lehető legkisebb induktivitású elrendezésben csatlakozik a kapillárishoz. A maximálisan 45 cm hosszúságú, 3,1 mm belső átmérőjű  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisban a gyors kisülést két lépcsőben hozzuk létre. Első lépcsőben a Marx-generátor által előállított feszültségimpulzussal az  $L_1$  induktivitáson keresztül töltjük fel a  $C_1$  energiatároló kondenzátort. Ennek a kondenzátornak az alacsony induktivitású hozzávezetésekén történő kisülése biztosítja a kapilláris áramának gyors felfutását a második lépcsőben.

A teljes lézerregységet – beleértve a szikraközt is – a működéshez ioncserélt vízzel kell feltölteni. A nagy relatív dielektromos állandójú víz (az 1-10 MHz-es tartományon  $\epsilon_r \approx 81$ ) nagyban hozzájárul a méretek csökkentéséhez. A lézerregység alatt elhelyezett tartályba lehet a lézerregység működéséhez használt vizet egy szivattyúval leengedni, illetve annak segítségével a lézerregységet feltölteni.

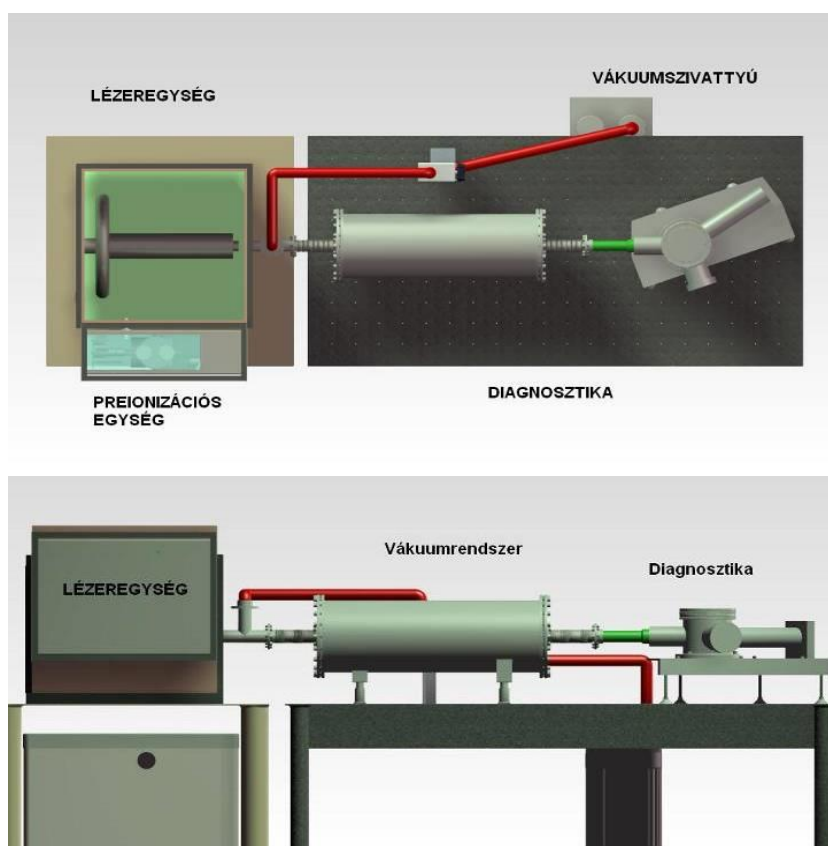


6.4. ábra A kapilláris kisüléssel gerjesztett lézer egységei.

A kezdeti homogén kisülést biztosító **előionizációs (preionizációs) egységet** a lézeregység oldalához erősített, árnyékolt dobozba építettük be. Ezzel, és a hozzá csatlakozó nagyfeszültségű tápegységgel lehet maximálisan 40 kV-os, 2-3  $\mu$ s szélességű impulzust

előállítani az előkisüléshez. Ez az impulzus az  $R_{pre}$  előionizációs ellenálláson keresztül csatlakozik a kapillárishoz. Az egységet külső impulzusgenerátorról indíthatjuk, így az előkisülés és a főkisülés közötti szinkronizálás is biztosított. A kapilláris a nagyfeszültségű oldalán csatlakozik a **gázrendszerhez**, amely a kapilláris meghatározott nyomású argongázzal való feltöltését biztosítja.

A kapilláris másik, földelt végén – az olaszországi elrendezésben alkalmazott elektromágneses reteszes elválasztás helyett – egy apertúrán keresztül csatlakozik a **vákuumrendszerhez**. Egy további csatlakozási ággal a kapilláris közvetlenül is összenyitható a vákuumrendszerrel, hogy a kapillárist a gázzal való feltöltés előtt vákuumra leszívható legyen. A cserélhető fém apertúrán keresztül jut ki a sugárzás a kapilláris tengelye mentén, és egyúttal szeparálja a gázrendszert a **detektoregységet** tartalmazó vákuumkamrától. A viszonylag nagy térfogatú kamra biztosítja, hogy az apertúrán keresztül szivárgó gáz ne rontsa el számottevően a vákuumot, ami a lézersugárzás abszorpcióját okozná a gázban. A vákuumkamra véglapja cserélhető, így a nyaláb vagy az optikai megfigyelést biztosító foszforernyő, vagy a 10-110 nm tartományra készült sűrűlódó beesésű, toroidrácsos spektrométerrel vizsgálható.



6.5. ábra A lézerrendszer elrendezési rajza.

A főbb egységek elrendezését a 6.5. ábra mutatja. Az ábrán nem látszik a Marx-generátor, ami a lézeregység mögött csatlakozik a rendszerhez.

A következőkben az egyes egységek felépítését, működését mutatom be

### **6.2.1. Nagyfeszültségű tápegység, Marx-generátor**

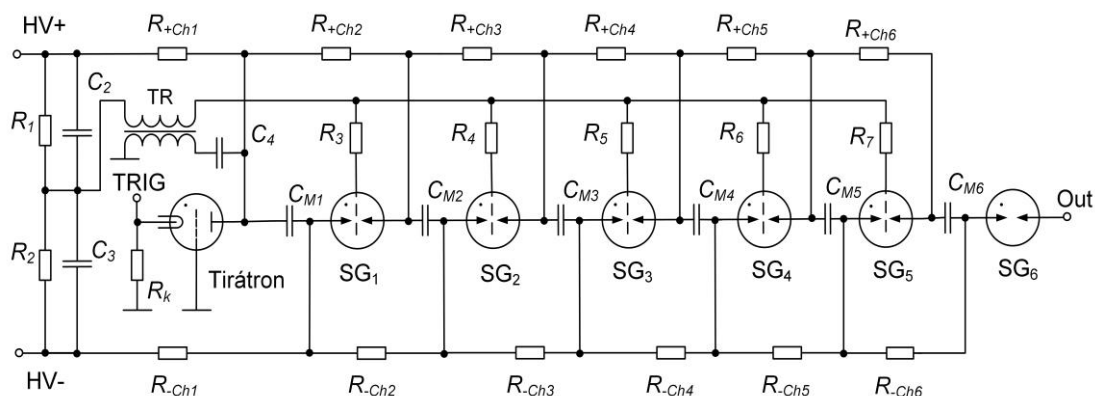
A kapilláris kisüléshez szükséges 140-240 kV nagyfeszültséget hagyományosan egy Marx-generátor állítja elő. A Marx-generátor elkészítése és az annak táplálására szolgáló Lambda Physics gyártmányú excimer lézer-tápegység átalakítása Dr. Szatmári Sándor (SZTE) csoportjának a munkája. A Marx-generátort később elektromos átütési problémák miatt egy másik dobozba építettük át, és kisebb átalakításokat végeztünk rajta. A Marx-generátor táplálására szolgáló tápegység a háromfázisú hálózatról 0-±20 kV értékek között szabályozható egyenfeszültséget állít elő. A kimeneti feszültségeket a beépített nagyfeszültségű osztókra kapcsolt analóg feszültségmérő műszerek mutatják. A nagyfeszültségű osztók a lézeregységből visszajutó impulzusok hatására átütöttek, ezeket nagyobb feszültségtűrésre terveztem és építettem át, egyúttal a feszültségosztók alsó tagjait egy-egy BNC-csatlakozóra is kiveztem, ezekre az ellenőrzőpontokra kapcsolható oszcilloszkóppal a kimeneti feszültség monitorozható (hullámosság, a két oldal szimmetriája, esetleges átütések, nagyfrekvenciás zavarok detektálhatóak). A tápegység a Marx-generátor számára szükséges segédfeszültségeket (tirátron fűtő- és rezervoárfeszültségét, előfeszültséget) is előállítja. A tápegység eredeti biztonsági funkciói (a termikus védelem kivételével) megmaradtak:

- bekapcsolási késleltetés, a tirátron felfűtéséig (5 perc),
- interlock funkciók (tápegység- és Marx-generátor dobozfedél),
- nagyfeszültség minden esetben a feszültségállító forgatógomb 0 állásánál kapcsolható be.

A rendszert indító impulzusgenerátor elektromos kimeneteire optikai adóegységeket készítettem, amelyek adatátvitelre készült 62,5/125  $\mu\text{m}$  optikai szálon keresztül keresztül csatlakoznak a Marx-generátorra és az előkisülési egységre. A nagyfeszültségű kisülés indítóimpulzusa optikai szálon érkezik, ezt egy külső tápegységről működő, általam készített optikai vevő alakítja elektromos jellé. A vevőegység központi eleme egy nagysebességű adatátvitelre készült, HFBR-2412 típusú, optikai szállhoz közvetlenül csatlakoztatható vevőegység, amelynek felfutási ideje 4 ns, a jitter értéke pedig kisebb, mint 1 ns. Az

impulzusgenerátor és az optikai adóegységek tápellátását nagyfrekvenciásan hidegített és szűrt hálózati feszültségről biztosítottam.

A Marx-generátor kapcsolási rajzát a 6.6. ábra mutatja (a hidegítő- és zavarűző elemeket az áttekinthetőség érdekében nem tüntettem fel a rajzon). A 6 fokozatú, egyenként 36 nF kapacitású kondenzátorok ( $C_{M1}-C_{M6}$ ) az  $R_{+Ch}$  és  $R_{-Ch}$  jelű ellenállásokon keresztül töltődnek fel maximálisan 40 kV feszültségre.



6.6. ábra A Marx-generátor kapcsolási rajza.

A töltőellenállások átütésmentes működését folyadék-ellenállásokkal sikerült elérni: 0,005 M  $\text{CuSO}_4$  oldatot tartalmazó 4 mm belső átmérőjű, 12,5 cm hosszúságú polietilén csőszakaszokat fémes toldóelemek kötik össze, ezek biztosítják az elektromos leágazást. Egy szakasz ellenállása mintegy 25 k $\Omega$ , a teljes sor ellenállása így 150 k $\Omega$  értékű. A réz lassú kiválása miatt a folytonos folyadékszakaszokhoz, a lég- illetve gázbuborékmentes működéshez a csöveket ferdén rögzítettük, a betáplálási oldalon egy-egy kis tartály biztosítja a folyadék-utánpótlást és a gázok távozását. Az első kondenzátor (+) fegyverzete kapcsolódik a földelt rácsú elrendezésben használt tirátron anódjához. A cső a katódra kapcsolt pozitív feszültséggel alaphelyzetben zárt, ez és a negatív indítóimpulzus a tápegységből érkezik, a külső vezérlőjel hatására, TRIG ponton. Az egyes kondenzátorok között Maxwell gyártmányú, gáztöltésű szikraközök vannak (SG1-SG6), az utolsó szikraköz kivételével valamennyi szikraköz segédelektrodás kiképzésű. A segédelektrodák mindegyike egy-egy rézszulfát oldattal készült folyadék-ellenálláson keresztül ( $R_3-R_7$ ), egy pontban kapcsolódnak a triggerjelet biztosító transzformátor (TR) szekunder tekercsére. Ezek az ellenállások a kísérletek során gyakran átütöttek, gázképződés, rézkiválás volt bennük tapasztalható, ezért ezt a részt hosszabb csőszakaszokkal, töltőellenállásokhoz hasonló légtelenítő rendszerűre építettem át. Alaphelyzetben a segédelektrodák a teljes

feszültség  $2/3$  részének megfelelő feszültségen vannak, a segédelektroda 1:2 távolságarányú geometriai elrendezésének megfelelően. Ezt a segéd feszültséget az  $R_1$ - $R_2$  feszültségosztó állítja elő, a dinamikus terhelhetőséget az ezekkel párhuzamosan kapcsolt  $C_2$ - $C_3$  kondenzátor biztosítja. Az indítótranszformátor primer impulzusát a tirátron anódjára kapcsolt  $C_4$  kondenzátorról vesszük le.

A Marx-generátor indításához ns-os felfutású, legalább  $1 \mu\text{s}$  szélességű impulzus szükséges, amelynek felfutó éle a már említett optikai vevőegységen keresztül egy negatív impulzust ad a tirátron katódjára, ami az első kondenzátor pozitív fegyverzetét a földre zárja. Közben a  $C_4$  kondenzátor is kisül az impulzustranzformátor primer tekercsére, és a szekunder oldalon megjelenő feszültségimpulzus a szikraközök potenciálviszonyait megváltoztatja, azok átütnek, az egyes kondenzátorok így dinamikusán sorosan kapcsolódnak. Az utolsó szikraköz a felsokszorozott nagyfeszültség hatására üt át. A kimeneten a nulla potenciálhoz képest negatív feszültség jelenik meg. A Marx-generátor teljes késleltetési ideje  $1,1 \mu\text{s}$ , a jitter 5-10 ns értékű 200 kV esetén. A folyamat kb. 400-500 ns alatt megy végbe, amely az elektromos gerjesztés szempontjából kedvezőtlenül hosszú időtartam. Ezért a Marx-generátor kimeneti feszültségével egy induktivitáson keresztül töltjük fel az elektromos gerjesztőrendszer kondenzátorát (6.4. ábra,  $C_1$ ), amely már a lehető legkisebb induktivitású kiképzéssel csatlakozik a kapillárishoz. Így a kapillárisban elérhető gerjesztési áram csúcserőértéke 14-22 kA, a félperiódusának hossza 165-175 ns.

Az elektromosan és mágnesesen is árnyékolt generátor nagyfeszültségű részei egy hermetikusan zárható PVC-házba kerültek átépítésre, az elektromos- és gázbevezetések is tömítéssel ellátottak, így szükség esetén a teljes egység  $\text{SF}_6$  gázzal vagy szélsőséges esetben transzformátorolajjal feltölthetőek. Ezekre a kísérletek során nem volt szükség, egyedül a kondenzátorok talpa merül egy olajkádba, hogy megakadályozzuk az alsó dobozfallal történő átütéseket, koronakisüléseket. A Marx-generátor belső kialakítását a 6.7. ábra mutatja

A Marx-generátor nagyfeszültségű kimeneti pontja koaxiálisan, 150 mm átmérőjű bordázott szigetelő átvezetőn, a testpontja 60 mm széles rézszalaggal csatlakozik a lézeregységhez. A kimeneti áramának méréséhez 100 A/V érzékenységű árammérő hurkot (Rogowsky-tekercset) építettem be, amelynek jelét 100 MHz sávszélességű digitális oszcilloszkóppal vizsgáltam.



6.7. ábra A Marx-generátor belső kialakítása.

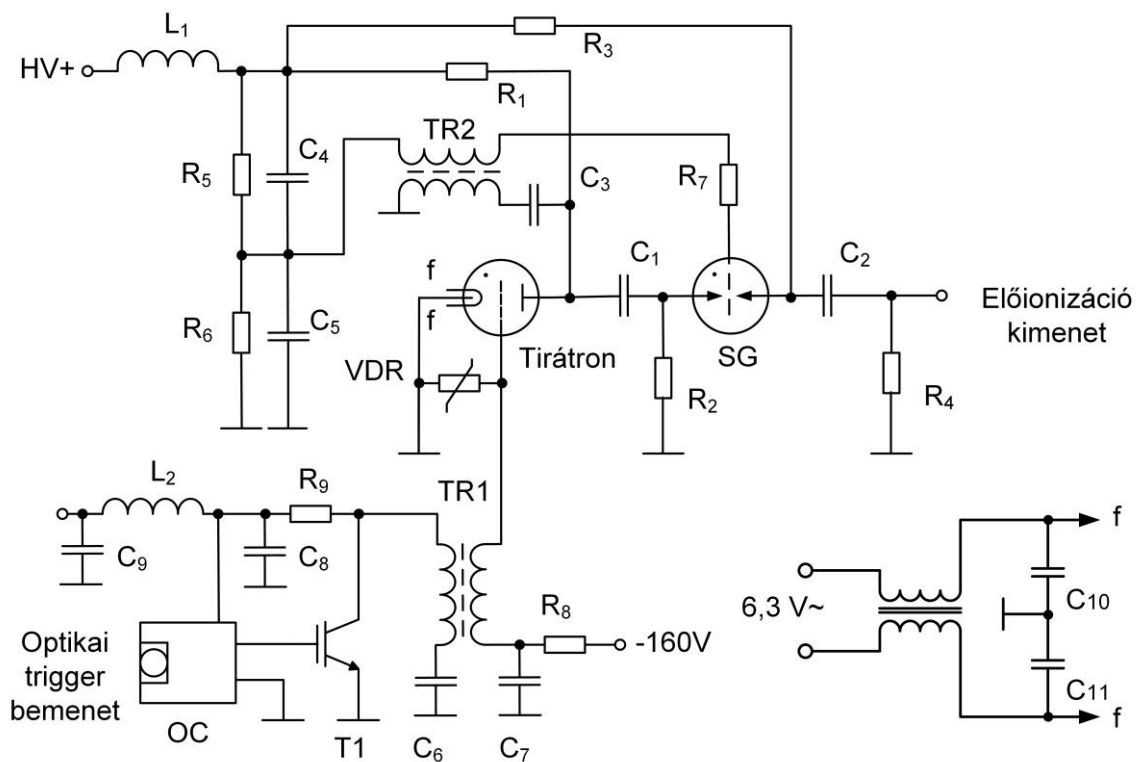
A szikraközök közös gázrendszerét alacsony nyomású (0,01-0,04 bar), szabad kifolyású nitrogéngáz (4.6 tisztaságú) tölti meg. Ezt állandó kimeneti nyomást biztosító pneumatikus tápegységgel biztosítjuk.

### 6.2.2. Előionizációs egység

A kapilláris kisüléssel gerjesztett lézerek működéséhez – a korábbi tapasztalatok szerint – a nagyáramú főkisülés előtt egy lassabb, kisáramú előkisülés (preionizáció) szükséges. Ez az előkisülés biztosítja a kezdetben homogén plazmát a z-pinch kialakulásához, ez lesz az aktív közeg, amely plazma hullámvezetőként működik majd. Ennek az előkisülésnek a tipikus paraméterei: 20-40 kV csúcspotenzitás, 20 A csúcscsűrűség, a félperiódus hossza 3-5  $\mu$ s. Esetünkben a nagyobb kapilláris hossz nagyobb, 40 kV feszültség használatát indokolta a stabil, alacsony jitterrel jellemezhető működéshez. Ennek az

egységnek a mechanikai és elektromos tervezése, az elektronika megvalósítása teljes egészében a saját munkám.

Az előionizációs egység megvalósításának egyik legnagyobb nehézsége, hogy a főkisülés áramának nem szabad visszajutnia az előionizációs egységbe, mivel az egyrészt rontja a kapillárisban a gerjesztés hatásfokát, másrészt az előkisülés áramkörét tönkre teheti. Minden szeparációs technika ellenére ezek az impulzusok, zavarok a hálózaton keresztül, vagy szórt terek révén a detektoráramkörökbe is juthatnak, ami megnehezíti, vagy akár lehetetlenné teszi bármilyen mérés elvégzését. Sőt a lézer vezérlését, az egységek szinkronizált működését is megghiúsíthatják az indítást végző impulzusgenerátorban, illetve optikai/elektromos átvitelt biztosító elektronikai egységekben, ahol „hamis” vezérlőjelek keletkezhetnek. A tervezés során így különös gondot kellett fordítanom a zavaroszűrésre, árnyékolásra, a nullapotenciálú, illetve földelt pontok megválasztására, összekötésére. A többszöri átépítést és fejlesztést követően a 6.8. ábrán látható kapcsolási rajz szerint állítottam elő az előionizációs impulzust.



6.8. ábra Az előkisülési egység kapcsolási rajza.

A szabályozható 0-20 kV feszültségű tápegység (Heinzinger) a HV+ és a testponton csatlakozik az egységhez, amely elrendezésében egy kétfokozatú Marx-generátornak felel meg, ahhoz nagyon hasonló felépítésű. Itt a  $C_1$ - $C_2$  kondenzátorok ( $2 \times 6,8$  nF) töltődnek fel

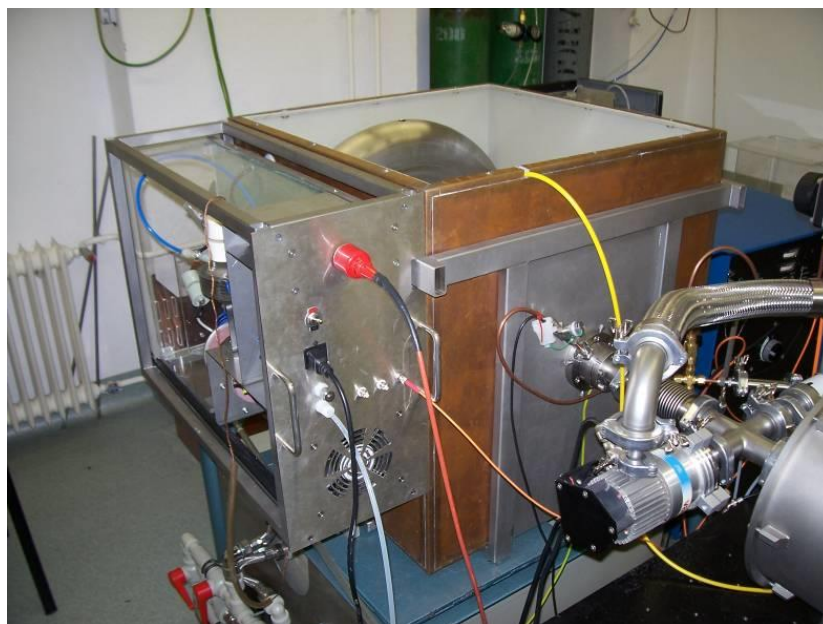


a tápfeszültségponttól való elválasztást biztosító  $R_1$  és  $R_2$  ellenállásokon ( $2 \times 10 \text{ M}\Omega$ ), és a kis ellenállású, nagy feszültségtűrésű munkaellenállásokon ( $R_2 = 66 \text{ k}\Omega$ ,  $R_4 = 18 \text{ k}\Omega$ ) keresztül.

A tirátron (TGI 1000/25) a szükségesnél látszólag nagyobb teljesítményű, de az esetlegesen visszajutó nagyáramú impulzusok miatt indokolt a túlméretezése. A tirátron itt hagyományos, földelt katódú üzemben működik, a negatív lezárófeszültséget az  $R_8$  ellenálláson keresztül, a dobozba beépített hálózati tápegységről kapja. Külön hálózati transzformátor biztosítja a tirátron fűtő- és rezervoárfeszültségét is, amelyet  $L_3$ ,  $C_{10}$ ,  $C_{11}$  elemek hidegítenek, illetve szűrnék. Az optikai szálon érkező, legalább  $1 \mu\text{s}$  széles vezérlő fényimpulzust egy HFBR 2412 típusú, eredetileg optikai adatátvitelre készült vevőegység (OC) fogadja, amely a beépített Schmitt-triggerrel meredek felfutású vezérlőimpulzust állít elő. Ez az impulzus nyitja az IGBT-t ( $T_1$ ), amely a  $C_6$  kondenzátort a TR1 transzformátor primer tekercsén keresztül kisüti, így annak szekunder tekercsén előáll a tirátron nyitásához szükséges pozitív vezérlőimpulzus. A tirátron nyitásával egyidejűleg a  $C_3$  kondenzátornak a TR<sub>2</sub> impulzustranzformátoron történő kisülésével impulzust kap, így a szikraköz begyűjt. Az  $R_4$  kimeneti ellenálláson a  $C_1$  és  $C_2$  kondenzátorok feszültségének összege jelenik meg, amely megközelítőleg a tápegységen beállított feszültség kétszerese. A szikraköz vezérlőelektrodáját alaphelyzetben az  $R_5$ ,  $R_6$ ,  $C_4$ ,  $C_5$  elemek alkotta osztóval fél-tápfeszültségre feszítettem elő. A szikraközön lassú, folyamatos nitrogéngáz átáramoltatásával biztosítjuk az időben jól reprodukálható átütést.

Az előionizációs impulzus amplitúdója a külső tápegység feszültségével 18-40 kV között állítható, szélessége  $3,4 \mu\text{s}$ , az indítástól számított késleltetési ideje  $1,9 \mu\text{s}$ . 40 kV kimeneti feszültség és 0,1 mbar kapilláris argongáz-nyomás esetén a jitter 10 ns értékű. A teljes előionizációs egység a lézeregység oldalára szerelve, kívül árnyékolt, belül 6 mm vastagságú plexivel bélelt  $600 \times 500 \times 250 \text{ mm}$  befoglaló méretű, keretéből fiókszerűen kihúzható dobozban kapott helyett (6.9. ábra). A bemeneti csatlakozópontok, gáz be- és kivezetés, a hálózati kapcsoló az előlapon található, a kimeneti pont a lézeregység oldalán, a legrövidebb hozzávezetéssel csatlakozik egy előionizációs ellenálláson keresztül a kapilláris elektródájára. Az előionizációs ellenállás 10 mm falvastagságú, 15 mm belső átmérőjű szilikon csőből készült, 200 mm hosszúságú folyadék-ellenállás ( $\text{CuSO}_4$  oldat). Ennek koncentrációjával és a cső hosszával az ellenállás széles határok között változtatható. A kapilláris elektródájának és a szikraköznek a fémes elemei a lézeregységet kitöltő vízdielektrikumban számottevő,  $100 \text{ k}\Omega$  nagyságrendű ellenállást jelentenek a föld felé. Ezek a parazita ellenállások az előionizációs ellenállással feszültségosztót alkotnak, a

kapillárisra nem a teljes feszültség kerül. Ezért ezeket a felületeket minimalizáltam, és az előionizációs ellenállás értékét az olaszországi elrendezésben használt 20 k $\Omega$  érték helyett 8 k $\Omega$  értékűre csökkentettem, számítva arra, hogy a megjelenő 200 kV-os főkisülés egy része visszajut az előkisülési egységbe



6.9. ábra Az előionizációs egység csatlakozása a lézeregységhez.

### 6.2.3. A lézeregység

A lézer központi része, a kapilláris és a gyors kisülési kör egy  $600 \times 600 \times 600$  mm befoglaló méretű, réz árnyékolással készült PVC tartályban kapott helyet. A tartály merevítését, és az egyes elemek, valamint az elektromos- és gáz/vákuum csatlakozások mechanikai rögzítését egy hegesztett vaskeret biztosítja. A kapilláris 3,2 mm átmérőjű, 1 mm falvastagságú és 450 mm hosszú,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kerámiából készült, és egy 45 mm átmérőjű, szintén 450 mm hosszúságú ZX-100 anyagú poliamid cső tengelyében rögzítettük, a cső és a kapilláris közötti részt műgyanta tölti ki. A befoglaló poliamid cső egy körkörös horonnyal rendelkezik, amelybe illeszkedő, két félkörös kengyellel rögzíthető a cső a tartály merevített falához. A befoglaló mindkét oldala ilyen kiképzésű, így a cső megfordítható. A másik, nagyfeszültségű oldal nem rögzített, a szabad végen a kengyelek egy műanyag burkolóelemben csatlakoznak, ez az elem a kapilláris nagyfeszültségű végén lévő fém lezáró korongot szorítja a kapillárishoz, illetve elválasztja a fémkorong felületét a víztől, amely a hátrányos átvezetést (az elő- és főkisülés áramának víz felé történő elszívárgását) akadályozza meg. A kapilláris befoglalójának homloklapfelületén kialakított fészkekbe kerültek a tömítőgyűrűk, amelyek a gáz- illetve vákuumrendszer elválasztását biztosítják a víz közegtől. A befoglaló mindkét oldalon, körkörös elhelyezett csavarokkal rögzíthető az egyik végén a doboz falához, a másik végén a lezáró koronghoz.

A nagyfeszültségű melegpont a negatív, így ezen az oldalon az elektróda (katód) porladása a kapilláris belső falán egy lassan vastagodó lerakódást okoz. A cső kialakítása szimmetrikus, így annak megfordításával a kapilláris élettartama legalább másfélszeresére növelhető. A legutolsó csőváltozat élettartama már több mint  $10^5$  db lövés volt.

A lézercső elektromos gerjesztése egy koaxiális rezgőkörnek tekinthető. Ez az elrendezés a legkisebb induktivitást, vagyis az adott hosszúságú kapillárisal elérhető leggyorsabb felfutást eredményezi, mindamellettt minimalizálja a szórt elektromos és mágneses teret (6.10. ábra).

A Marx-generátor  $L_1$  töltő-induktivitása még annak dobozában kapott helyet, majd egy 150 mm átmérőjű, tömített poliamid szigetelőtömbön át csatlakozik a gyors kisülési kör  $C_1$  kondenzátorához. A kondenzátor egyik fegyverzete az optikai tengellyel azonos tengelyre rögzített rozsdamentes acélból készült, változtatható átmérőjű, 2 mm vastagságú körlap, a külső fegyverzet pedig koaxiálisan, formára préselt, illetve hegesztett lemezből készült, teljesen körbeveszi a körlapot és a kapillárist. A külső fegyverzet két félből áll, négy csavarral rögzíthető, szélein peremezett, így biztosítható a könnyű szerelhetőség és a jó elektromos

kontaktus. A  $C_1$  kondenzátor belső fegyverzetét tartó tengely egyúttal az elektromos hozzáférés a Marx-generátor felé, amelyhez a szintén vízben elhelyezett szikraköz egyik elektródája csatlakozik. Ezen az oldalon a menetes, rozsdamentes anyagból készült szikraköz-elektroda „benyúlása” állítható, pozíciója két anya segítségével rögzíthető (0-8 mm közötti elektródatávolsággal). A másik elektród a kapilláris szabad végén található, szintén rozsdamentes anyagból készült. A szikraköz kopása lényegesen gyorsabb, mint a kapilláris elhasználódása, kb. 1000 lövésenként a szikraköz távolságának állítása, és 50 000 lövésenként a cseréje szükséges. A megoldás viszont olcsó: az elektródok egy-egy M8 méretű, saválló csavar megmunkálásával készültek. A ritkább utánállítást és ezzel hosszabb szikraköz-élettartamot külső, YAG-, illetve excimer-lézeres indítás lehetősége biztosíthatja. Erről a későbbi fejlesztésünkről a 7.2. fejezetben számolok be.



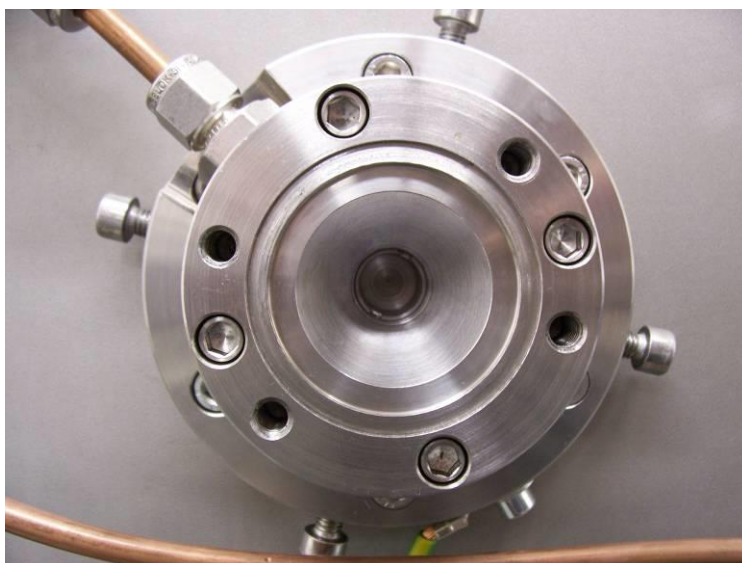
6.10. ábra A lézeregység felülnézetből, a felső burkolat eltávolításával

Az áramimpulzus időbeli lefutását a koaxiálisan kiképzett belső kondenzátor, és a kapilláris, valamint a szórt induktivitás- és kapacitásértékek határozzák meg. A  $C_1$  kapacitás értéke 1 nF és 7 nF között a vízben lévő kondenzátor belső fegyverzetének méretével változtatható. A kapillárisba pumpált energia szempontjából az optimális kapacitásérték 5,9 nF, ami azonos a Marx-generátor 5,9 nF kapacitásértékével (lásd 7.1. fejezet), ezért  $C_1$

értékét a kísérletek többségében rögzítettük. Ekkor a félperiódus-hossz 160-175 ns értékű, ami kis mértékben függ a plazma paramétereitől.

A kapilláris nagyfeszültségű oldalát lezáró fém sapka tengelyébe csavarozható a kapillárisba nyúló 2,9 mm átmérőjű, cserélhető elektróda. A kapilláris nulla potenciálú vége a dobozt merevítő fémkeretre speciális befoglalóban rögzíthető (6.11. ábra). Ennek az elemnek a funkciója összetett:

- mechanikusan rögzíti a kapillárist illetve az azt befoglaló csövet,
- rögzíti a kapillárist a vákuumrendszerrel elválasztó apertúrát, amely egyúttal a kapilláris kisülés másik elektródájaként szolgál,
- biztosítja az elektromos hozzáférést,
- az egyik oldalon vízzel, a másik oldalon a levegővel szemben tömít
- csatlakozást biztosít a gázrendszerhez,
- üreges kiképzésével a plazma kifűvódásából származó fémgőzök lecsapódást segíti, hogy annak minél kisebb hányada jusson a vákuumkamrába.



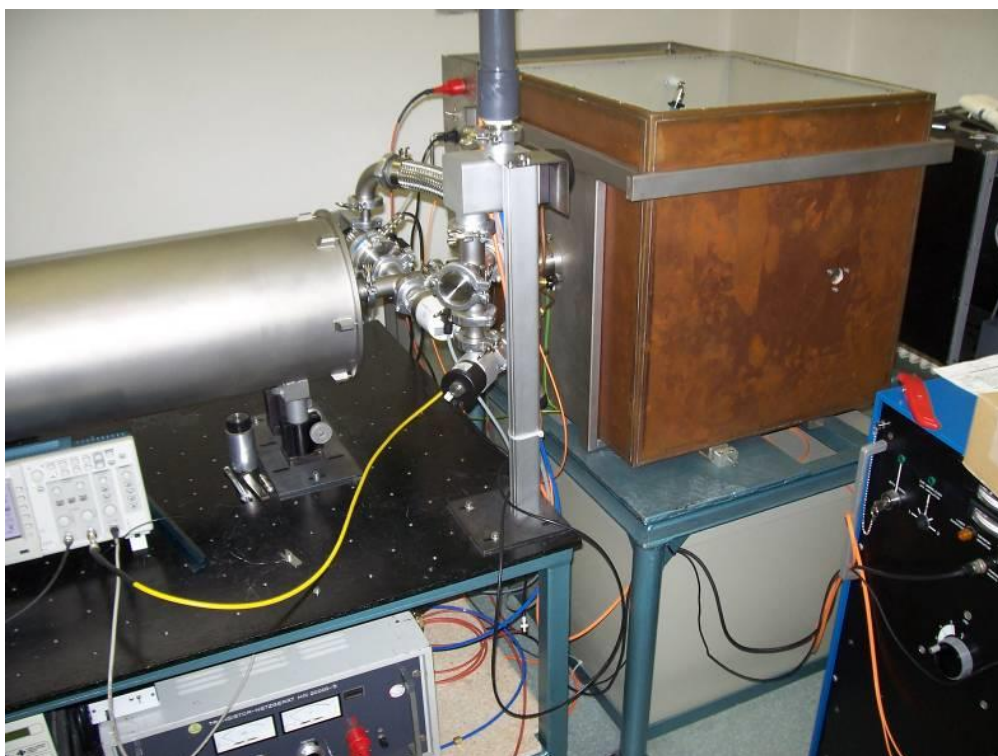
6.11. ábra Az apertúra befogóelem lézeregységen kívüli oldala.

A cserélhető, kúpos kiképzésű fémbetét végén lévő furat (300-500  $\mu\text{m}$ ) a kilépő apertúra, egyúttal a kapilláris kisülés másik elektródájaként szolgál. Az apertúrának a kapilláris, illetve a plazmacsatorna tengelyén kell lennie, különben lezárjuk a lézersugárzás útját, ugyanakkor túl nagyméretű nyílás elrontja a kapilláris és a csatlakozó vákuumrendszer közötti elválasztást: a vákuumrendszerbe szivárgó argongáz a nyaláb abszorpcióját okozza.

Ezért a kisebb átmérőjű apertúra alkalmazása (6.3. fejezet) mellett elengedhetlenné vált az apertúra pozicionálása. Mivel a rendszernek az apertúra tengelyre merőleges irányú eltolása közben is vákuumra tömítettnek kell lennie, ezt a feladatot az apertúrát tartó, és egyúttal a gázbevezetést és a vákuumrendszerre való csatlakozást biztosító feltét látja el, ami négy külső csavar segítségével centrálható, biztosítva a 0,1 mm pontosságú középre állítást.

A pozicionáláshoz a kapilláris végére csavarozható egy lézerdióda, amelynek leszűkített nyalábja a kapilláris tengelyén, vagyis a feltételezett aktív plazma tartománnyal azonos helyen halad keresztül, így a négy csavarral a durva pozicionálás elvégezhető. A lézer működése során elvégzendő további finom beállításra is lehetőség (és szükség) van.

A lézerfej egységben kapott helyet a már említett előionizációs ellenállás is, amely a külső fegyverzeten készített nyíláson keresztül csatlakozik a kapillárisához. A teljes egységet, és annak csatlakozását a vákuumrendszerhez a 6.12. ábra mutatja.

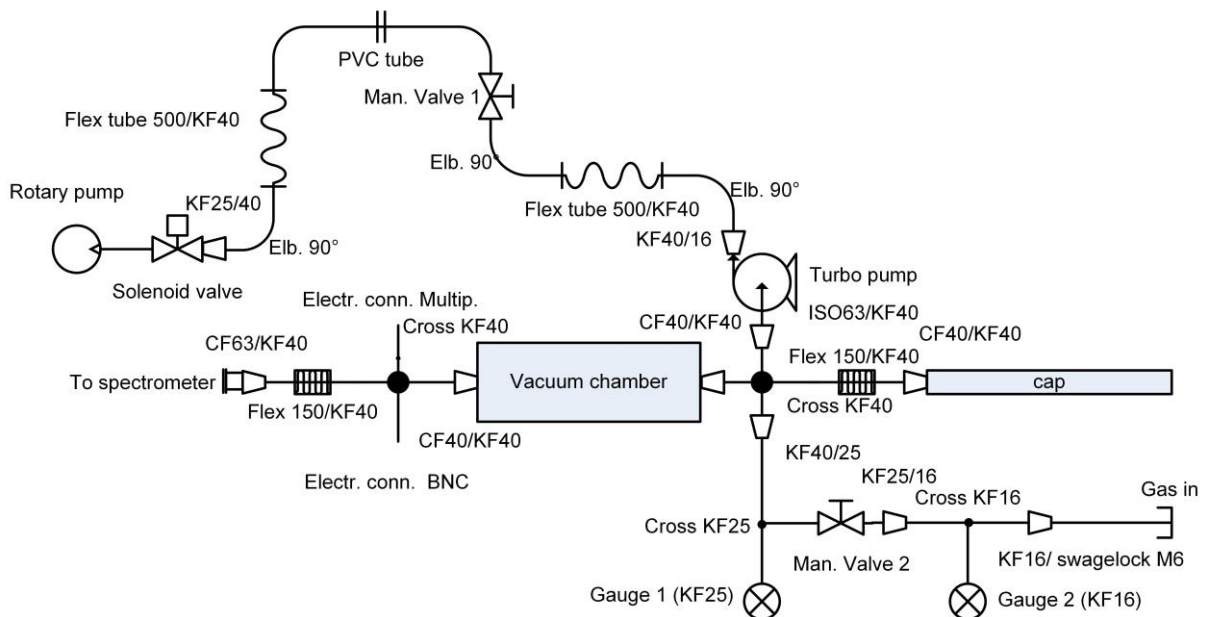


6.12. ábra A lézeregység csatlakozása a vákuumrendszerhez.



### 6.3. Vákuum- és gázrendszer

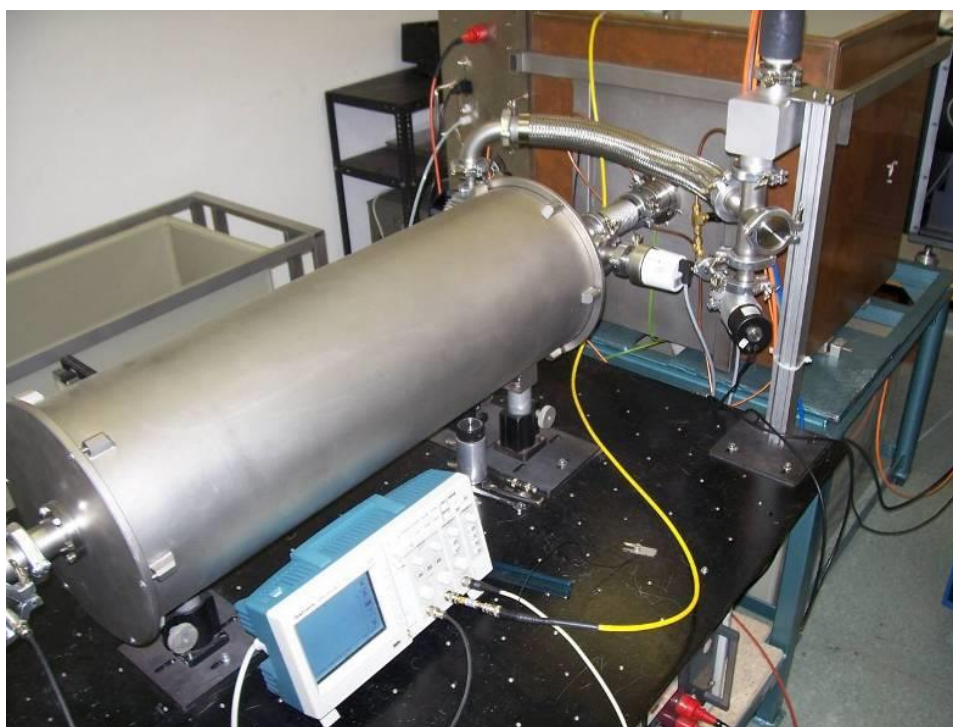
A lézernyaláb a kimeneti apertúrától egy szabványos (KF40) vákuumcsatlakozón keresztül csatlakoztatható a vákuumrendszerhez. Itt helyeztem el a sugárzás paramétereinek vizsgálatához szükséges detektorokat. A vákuumkamra kapillárishoz képest nagy térfogata egyúttal biztosítja, hogy az apertúrán beáramló gáz nyomása hamar lecsökkenjen, a nyaláb útjába minél kisebb koncentrációban kerüljön az abszorpciót okozó argongáz. A vákuumrendszer elrendezési vázlatát a 6.13. ábra mutatja.



6.13. ábra A vákuumrendszer vázlatja.

Közvetlenül a kapilláris kilépő oldalánál helyeztem el a turbó-molekuláris szivattyút (Varian V70, nitrogénre nézve a szívássebessége 60 l/s), amelynek elővákuumát egy forgólappos szivattyú állítja elő (Leybold Trivac D8B). Ez a mechanikai rezgések csökkentése miatt a rendszertől távolabb kapott helyet. A lézeregység rövid flexibilis csőszakaszon csatlakozik a pozicionálható vákuumkamrához (6.14. ábra). A kamra erre a célra készített, 500 mm átmérőjű, 1000 mm hosszúságú saválló acélcső, amelynek O-gyűrűvel tömített véglapjait 8-8 csavarral lehet rögzíteni. Az apertúra felőli oldalon két alátámasztás van, itt a kamra vízszintes pozícióját csavaros rögzítéssel lehet durván beállítani, a távoli végen pedig egy alátámasztási ponton a mechanikus eltolóval a tengelyre merőleges irányban finoman állítani. A rendszer nyomását egy széles nyomástartományú kettős mérőfejjel mértem (Pfeiffer PKR-251), ami az elővákuumot Pirani-detektorral ( $10^{-4}$  mbar nyomásig), a nagyvákuumot  $10^{-2}$  mbar nyomásérték alatt hidegkatódos detektorként méri. A

vákuumrendszer egy manuális szelepen keresztül csatlakozik a gázrendszerhez, hogy a kapilláris, illetve a teljes gázrendszer a feltöltés előtt vákuumra leszívható legyen. Ennek a körnek a nyomását egy TPR-280 típusú pirani-detektor méri, egyúttal ezt használtam a gázrendszer nyomásának a beállításához is. (Itt jegyzem meg, hogy argongáz esetén a detektor kalibrációs faktora 1,7, ezzel az értékkel a mutatott értékeket szorozni kell.)



6.14. ábra A vákuumkamra és környezete.

A vákuumkamra másik oldalán kaptak helyet a detektorrendszer elektromos csatlakozásai (két BNC kimenet, és egy 40 pólusú csatlakozó). A vákuumkamra kimeneti oldalát vagy üvegablakkal lehet lezárni (itt rögzíthető a detektáló foszforernyő), vagy pedig egy további flexibilis elemen keresztül a spektrométerhez tudtam csatlakozni. A spektrométernél egy újabb turbó-molekuláris szivattyúval állítottam elő  $3 \cdot 10^{-5}$  mbar végvákuumot, enélkül a kapilláris kimeneti oldalán mérhető nyomás  $8 \cdot 10^{-5}$ - $6,5 \cdot 10^{-4}$  mbar, attól függően, mekkora a kapillárisban az argongáz nyomása, és így a vákuumot „szennyező” folyamatos beáramlás az apertúrán keresztül.

Folytonos gázáramlás mellett a legkisebb gázkiáramlást és egyúttal a nyomás értékének stabilizálását a lehető legkisebb apertúra-átmérő esetén érhetjük el. A kísérletek során 300  $\mu\text{m}$ , 400  $\mu\text{m}$ , és 600  $\mu\text{m}$  sugarak esetén vizsgáltam meg a nyomás-stabilitást, és a rendszer érzékenységét a pozicionálásra. A kilépő nyaláb feltételezett sugara 150-250  $\mu\text{m}$ ,



így ennél kisebb átmérő nem jöhetett számításba. A 400  $\mu\text{m}$  átmérőjű apertúra jó kompromisszumnak bizonyult: a pozicionálás még elvégezhető, ugyanakkor a vákuumkamra nyomásesése sem jelentős. A Hagen-Poiseuille egyenlettel megbecsültem az apertúrán át az időegység alatt a vákuumrendszerbe kerülő argongáz mennyiségét, ami mintegy  $\Phi = 6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$  értékű. A turbó-molekuláris pumpa szívóteljesítménye  $5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$  így a szennyezés mértéke elenyésző, és a kapillárisban a nyomásesés sem jelentős.

A kapillárisból az apertúrán keresztül szivárgó gáz pótlását, illetve a kapilláris argongázzal történő feltöltését a gázrendszer biztosítja. A gázrendszert illetve a kapillárist egy kéziszelepen keresztül lehet a vákuumrendszerrel összekapcsolni, és így a feltöltés előtt vákuumra leszívni. A gázrendszerben a hagyományos palackról történő nagy nyomású táplálás miatt többszörös nyomásredukció szükséges, tekintve, hogy a szükséges gáznyomás kisebb, mint 0,8 mbar. Ezt a nyomásértéket kezdetben úgy biztosítottam a kapillárisban, hogy egy 0,4  $\text{m}^3$  térfogatú puffertartályt töltöttem meg mintegy 50 mbar nyomásra egy gyorsműködésű, kétállapotú elektromágneses szelepen keresztül, majd egy túszeleppel állítottam be az apertúrán keresztül lassan távozó gáz pótlását. Ezt az elrendezést végül jelentősen egyszerűsítettem egy EVN 116 típusú, vákuumcsatlakozókkal ellátott gázadagoló finomszelep beépítésével, amit közvetlenül a normál gázreduktorról hajtottam meg, így szükségtelenné vált a puffertartály, és annak kényelmetlen gyakori utántöltése. A gáz a kapilláris földelt végén, a befogóelemen keresztül jut a kapillárisba, úgy, hogy a plazma-jet, illetve a porladó elektródák részecskéi ne juthassanak vissza a gázrendszerbe.

#### **6.4. Detektorrendszer a lágyröntgensugárzás vizsgálatára**

A lézernyaláb egyes paramétereinek meghatározásához, illetve a lézerrendszer optikai-elektromos beállításához az alábbi detektorokat használtam:

1. Vákuum-fotocella a lézerimpulzus időbeli vizsgálatához
2. Integráló fotodióda extrém UV tartományra, az impulzusenergia meghatározásához
3. Foszforernyő a pozicionáláshoz, valamint a nyalábkép és a spektrum vizsgálatára, kamerával
4. Spektrométer 10-110 nm hullámhossztartományra

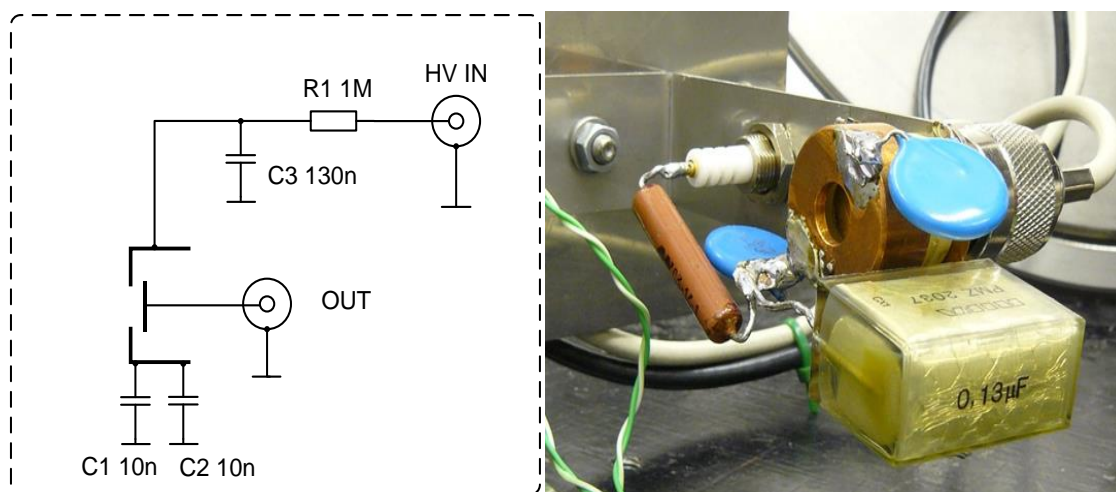
A vákuum-fotocella és a fotodióda a vákuumkamrában kapott helyett, ahol egy léptetőmotoros eltolóval a függőleges síkban kb.  $\pm 10 \mu\text{m}$  pontossággal pozicionálható. A detektorok vízszintes síkú pozicionálását a teljes kamra külső, mikrométercsavarral történő eltolása teszi lehetővé. A két detektor közötti távolság 35 mm, így a motoros eltoló köztes pozíciójában a nyaláb akadálytalanul jut el a vákuumkamrát lezáró foszforernyőre a vizuális megjelenítéshez, vagy egy további flexibilis összekötőelem beiktatásával a kamra a spektrométerhez csatlakoztatható. Az egyes detektorok működését és jellemzőit tekintem át ebben a fejezetben.

##### **6.4.1. Vákuum-fotodióda (XRD)**

A kapillárisban létrejövő lézerimpulzus félértékszélessége futásidőnek megfelelően, mintegy 1-2 ns nagyságrendű, így nemcsak intenzitásban, de időben is jól szétválasztható a kapillárisból származó spontán sugárzástól. A lézerműködés meglétének indikálásához, és az optimális működési paraméterek kísérleti beállításához elsősorban ennek a detektornak jelét figyeltem. Mindehhez gyors detektorra van szükség. Erre a hullámhossztartományra a vákuum-fotodióda alkalmas, amelynek katódja nagyobb rendszámú fém, célszerűen a jól vezető és nem oxidálódó arany lehet. Az aranyra a kilépési munka 5,4 eV, ami 248 nm-es határhullámhosszat jelent, ennél nagyobb hullámhosszú fotonokat, amelyeket a spontán sugárzás jelentős mértékben tartalmaz, a detektor nem érzékel. A jelentős fényáram miatt a lézersugárzás gyengítésére a vákuumkamra bemeneti oldalán egy vagy két réteg alumíniumfólia, mint szűrő helyezhető el. Ez egy kis fémhengerre kifeszített, 0,4 mikron vastagságú fólia, amelynek transzmissziója ezen a hullámhosszon 38,3 % értékű [126].

A fotocella saját készítésű, felépítését a 6.15. ábra mutatja. A 10 mm átmérőjű, katódként alkalmazott aranylemezt egy 50 ohm hullámellenállású, N-típusú csatlakozó belső vezetőjéhez forrasztottam. Az anód egy rézhenger, amelyet menetesen lehet a műanyag

szigetelő-távtartóra, a katódtól jól meghatározott távolságban rögzíteni. A rézhengeren 8 mm átmérőjű lyuk biztosítja a fotonok katódra jutását. A detektor felfutási idejét a kilépő elektronok futási ideje adja meg, ami a gyorsítófeszültséggel növelhető, viszont az anód-katód távolság nem lehet tetszőlegesen kicsiny, különben átütés következik be. A Paschen-görbe minimuma argonra 1-1,2 mbar·cm-nél 215 V [127], esetünkben viszont ennél jóval kisebb az előforduló nyomás maximuma, mintegy  $10^{-3}$  mbar, és az elektródaelrendezés sem párhuzamos vezető, így kísérletileg állapítottam meg, hogy a beállítható legkisebb, 3 mm-es elektródtávolsághoz 400 V gyorsítófeszültség még biztonsággal, átütés nélkül alkalmazható. Ezekkel a paraméterekkel az elektronok átfutási ideje, egyúttal a detektor felfutási ideje 0,15 ns, ez lehetővé teszi a későbbiekben az akár GHz-es sávszélességű oszcilloszkóppal történő impulzus-mérést is. A nagyfeszültséget MHV csatlakozón keresztül vezettem a vákuumkamrába, illetve a detektált jelet egy BNC csatlakozón vezettem ki közvetlenül a katódról, 50 ohmos hullámellenállású rendszerben, illesztetten lezárva, hogy a reflexiókat elkerüljem.



6.15. ábra A vákuum-fotodióda (XRD) kapcsolási rajza és képe.

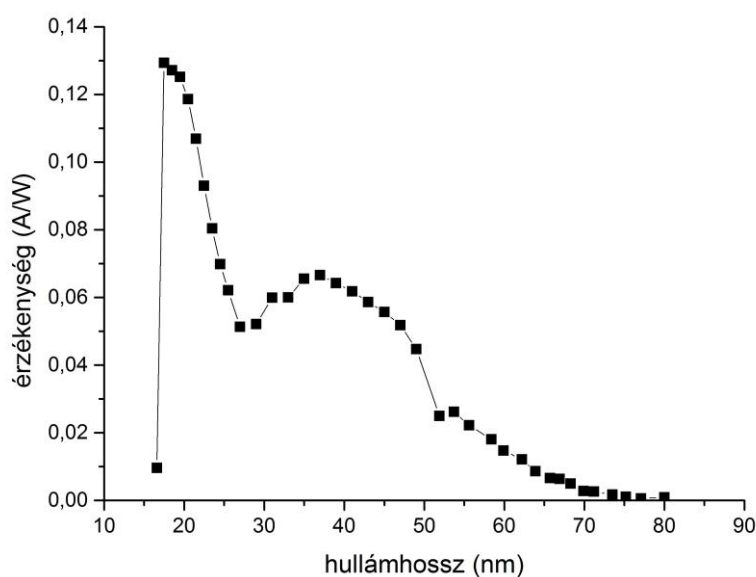
A detektor anódjának kis induktivitású táplálását, és a gyorsítófeszültség állandóságát az anódra közvetlenül, a legrövidebb csatlakozással forrasztott  $C_1$ - $C_3$  kondenzátorok biztosítják. A 400 V nagyságú gyorsítófeszültséget egy, a vákuumrendszeren kívüli tápegység biztosítja, amelyben EMCO gyártmányú DC-DC nagyfeszültségű átalakító működik.

A detektort 100 MHz-es oszcilloszkóppal (TDS 1012B) a lézerműködés indikálására, és relatív intenzitásmérésre alkalmaztam. Az impulzusszélességet azonos elrendezésben mértem, de egy 350 MHz sávszélességű oszcilloszkópot használtam. A dióda - alacsony

felfutási ideje mellett - a tervezett GHz-es sávszélességű oszcilloszkóppal történő mérést is lehetővé tesz.

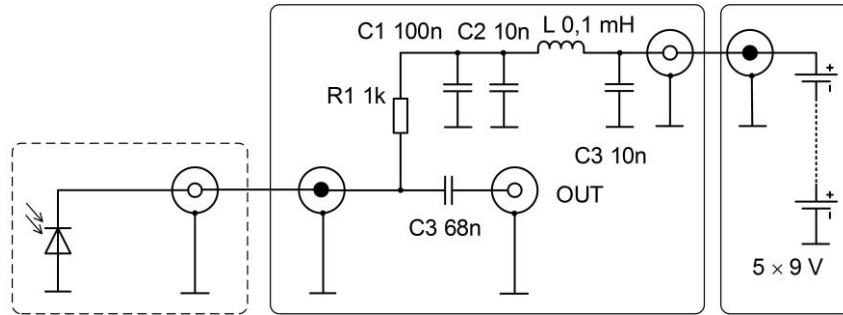
#### 6.4.2. Szilícium fotodióda

A lézerpulzus energiájának mérésére egy, a gyártó által kalibrált spektrális érzékenységű, az extrém UV tartományra készült, IRD. Inc. gyártmányú, SXUV-100AL típusú,  $10 \times 10$  mm felületű fotodióda szolgál, amelynek aktív felületét 150 nm vastagságú alumíniumréteg borítja. Ennek az alumíniumrétegnek a transzmissziója a 46,9 nm hullámhosszon 69,8 %, a 80 nm feletti hullámhosszon pedig gyakorlatilag zérus [128]. A detektor elméleti, a gyártó által mellékelt érzékenysége a 6.16. ábrán látható. A számunkra érdekes 46,9 nm hullámhosszon az érzékenység  $\gamma = 0,0515$  A/W, a kvantumhatásfok  $\eta = 1,367$  elektron/foton.



6.16. ábra Az SXUV-100AL fotodióda érzékenysége (IRD Inc. gyártói adatok alapján).

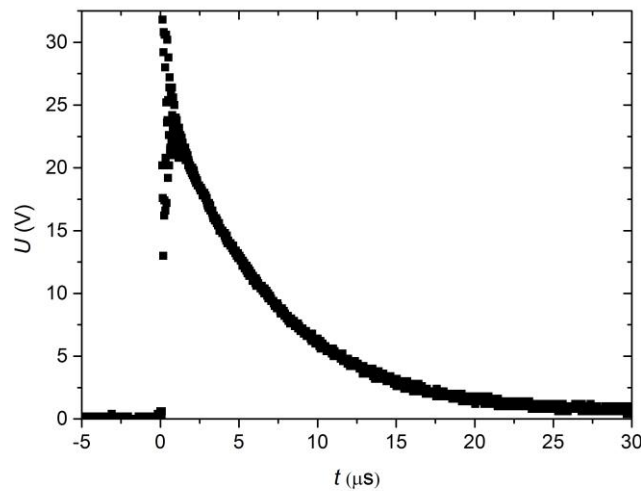
A detektor zérus feszültség melletti kapacitása 11,59 nF, belső sőtellenállása 20 M $\Omega$ . A méréseket záróirányú előfeszítés mellett végeztem, amelyhez külső, 45 V-os táplálást alkalmaztam, az elektromágneses zavarok csökkentése érdekében hálózat függetlenül telepről, a 6.17. ábrán látható, gyártó szerint javasolt, általam épített kapcsolás szerint.



6.17. ábra A fotodióda áramköre.

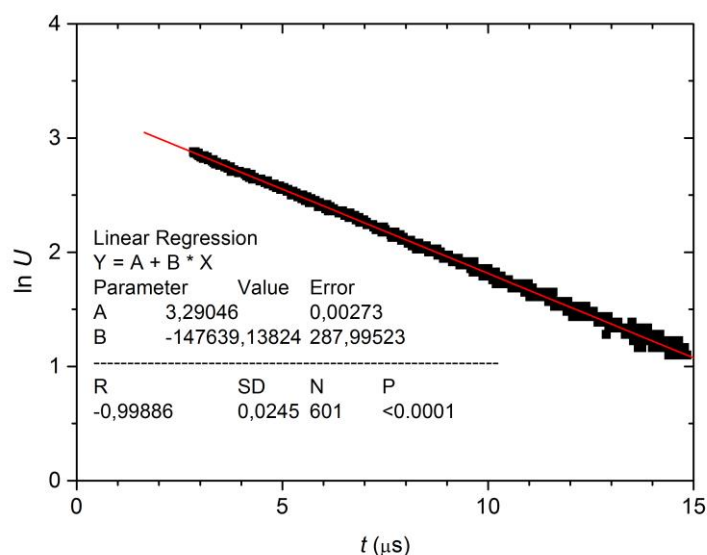
A fotodiódán szétválasztódó töltésmennyiség arányos a beérkező sugárzás energiájával. Ezt a töltésmennyiséget a  $C_3$  jelű kondenzátor pótolja, így az azon keresztül folyó áramerősség integrálja lesz arányos ezzel a töltéssel. A rendszer elektromosan párhuzamos RC-tagként (egytárolós tag) modellezhető. Mindezt abszolút energiamérésre úgy tudjuk használni, hogy a kimenetre kapcsolt oszcilloszkópon (Tektronix TDS 1012B) mérjük a kapott impulzus  $U_0$  csúcsertékét, amely arányos a diódát ért sugárzás hatására szétvált töltésmennyiséggel, és így az energiával:

$$E = \frac{cU_0}{\gamma} \quad (6.8)$$



6.18. ábra A fotodióda válaszfüggvénye.

Az abszolút intenzitásméréshez meg kellett határoznom a dióda  $C$  rétegek kapacitását (beleértve a járulékos kapacitásokat.) Váltakozóáramú szempontból ezzel a kapacitással párhuzamosan csatlakozik az  $R_l$  ellenállás és az oszcilloszkóp bemeneti ellenállása. A dióda kimenetén a lézerimpulzus hatására a 6.18. ábra szerinti feszültséget kaptam, amelynek időbeli lefutásából illetve annak logaritmált függvényéből (6.19. ábra) meghatároztam az



6.19. ábra A fotodióda feszültségének linearizált időfüggvénye.

időállandó értékét, amely  $6,78 \mu\text{s}$ , ebből a kapacitás  $6,78 \text{ nF}$ -nak adódik. A detektor telítésének elkerülésére a detektor előtt további alumíniumfóliákat használtam az intenzitás csökkentésére. A  $0,4$  mikrométer vastagságú alumínium transzmissziója ezen a hullámhosszon  $38,3 \%$ . Két réteg fóliával a detektált impulzus energiája:

$$E = \frac{cU_0}{\gamma} = 0,898 U_0 \left[ \frac{\mu\text{J}}{\text{V}} \right]. \quad (6.9)$$

A mérések során a mérőkör zavarérzékenysége miatt az oszcilloszkópnál  $50$  ohmos lezárást alkalmaztam, amivel a csúcsfeszültség nem változik, csak a lecsengés lesz rövidebb.

### 6.4.3. Lumineszcens ernyő

A diagnosztikai egységet tartalmazó vákuumkamra egy üveg végablakkal zárható, amelynek belső felén egy lumineszkáló ernyő helyezhető el. Az ernyőt a lézerimpulzus illetve a spontán sugárzás vizuális ellenőrzésére, a nyaláb kép illetve nyalábprofil meghatározására használtam. A kapillárist a vákuumkamrától elzáró,  $D_A$  átmérőjű apertúra és az ernyő távolsága  $L = 1805 \text{ mm}$ , a nyaláb divergenciája az ernyőn megjelenő  $D$  foltátmérőből számítható:

$$\alpha = \arctan \frac{D-D_A}{L} \approx \frac{D}{L}. \quad (6.10)$$

Az alkalmazott fényporréteg P43 típusú, összetétele  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ , emissziós maximuma 540 nm-en van, utánvilágítási ideje 1 ms. A réteg 25 mm átmérőjű, 20  $\mu\text{m}$  vastagságú, szemcsemérete 1  $\mu\text{m}$ , amely réteg 30 mm átmérőjű üveg hordozón van. A fényport a másik oldalról 50 nm vastagságú alumíniumréteg borítja, a magasabb hullámhosszú komponensek kizárására. [129] A foszforernyő képét egy külső, nagyfelbontású USB kamerával figyeltem meg és rögzítettem.

A következőkben ismertetendő spektrométer kimenetére szintén ez a lumineszkáló ernyő illeszthető, így a lézersugárzás éles spektrumvonala ezzel indikálható a spektrométer kimenetén.

#### 6.4.4. Spektrométer

A spektrométer Jobin-Yvon gyártmányú, TGS300 típusú, súrlódó beesésű, toroid ráccsal készült, a 10-110 nm-es hullámhossztartományra.

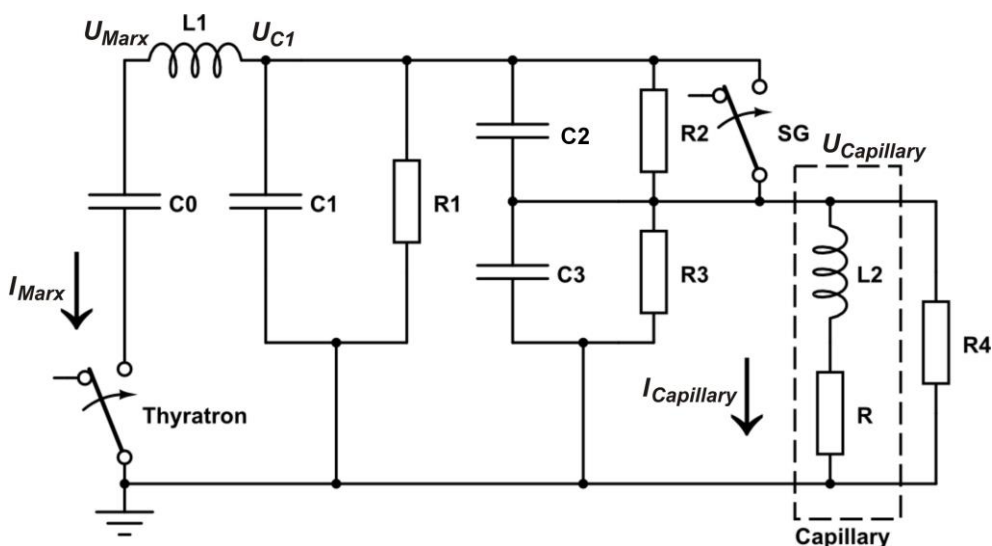
A bemeneti oldal CF40 típusú vákuumcsatlakozáson keresztül csatlakoztatható a vákuumkamrára. A bemenet különböző átmérőjű apertúrával szűkíthető, 2–6 mm között. Ezt követően a változtatható szélességű belépő résre kerül a vizsgált nyaláb. A rés 30  $\mu\text{m}$ –1,3 mm között állítható, 2  $\mu\text{m}$ -es felbontással, a beállító csavar 0–6,5 mm-rel történő állításával. A belépőoldali kar 292,05 mm hosszúságú, vizsgált nyaláb 70,57°-os szögben esik a platina-bevonatú, 450 1/mm karcosűrűségű toroid rácsra. A rács határfoka 2–4 % a 40-50 nm-es tartományon. A diszpergált nyaláb nulladik elhajlási rendje 87,85°, az első elhajlási rendek 10 nm-en 69,8, 110 nm-en 63,319°-os szögben jelennek meg.

A spektrométert a gyári kalibrációjával, a kimeneti ablak helyére tett foszforernyővel használtam. Későbbi mérésekhez, vizsgálatokhoz ide egy egylépcsős,  $10^3$  erősítésű, 6 mikronos csatornákból álló, 25 mm effektív felületű MCP képerősítőt is beszereztünk, illetve elkészítettük annak tartóelemeit, segédberendezéseit.

## 7. Eredmények

### 7.1. Elektromos gerjesztőrendszer optimalizálása

A kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgenlézerekben a gerjesztett állapotok rövid élettartama miatt gyors, intenzív pumpálás szükséges. Az ehhez szükséges meredek felfutású és nagyáramú impulzusokat a nagyfeszültségre feltöltött energiatároló kondenzátor gyors kisülésével biztosítjuk. A lézer üzembiztos és jó hatásfokú működéséhez az impulzusüzemű Marx-generator és a gyors kisülési kör közötti energiaátadás hatásfokát maximalizálni kell. Az optimális elektromos paraméterek (energiatároló kondenzátor kapacitása, Marx-generator feszültsége, maximális áramerőssége, kapilláris csúcsárama, felfutási ideje) és geometriai paraméterek (vízdielektrikumú kondenzátor méretei, szikraköztávolság) meghatározására a kísérleti beállítások előtt modellszámításokat végeztem. A számításokhoz az elektromos gerjesztőrendszert a 7.1. ábra szerinti koncentrált paraméterű hálózattal modelleztem. Az elektromos gerjesztőrendszer az ún. C-C áttöltés elvén működik: a Marx-generator dinamikusan sorba kapcsolódó kondenzátoraiból az energia a gyors kisülési kör kondenzátorába kerül át. A víz dielektrikum miatt a rendszer szórt kapacitásai sem elhanyagolhatóak, emellett jelentős dielektromos illetve ohmos veszteségek lépnek fel. A modellezéshez elektronikai szimulációkhoz készült, de passzív áramkörökhöz is jól használható TINA programot használtam [130]. Az egyes feszültségek időfüggésének



7.1. ábra Az elektromos gerjesztőrendszer koncentrált paraméterű helyettesítő kapcsolása.



megjelenítéséhez nem állt rendelkezésemre megfelelő nagyfeszültségű és nagysebességű feszültségosztó - ez is indokolja a modell szükségességét. Így pusztán a mért áramlefutások jellemző paramétereiből következtetni tudtam az áramkör feszültségviszonyaira is, hogy jól kézben tartható legyen egy ilyen nagysebességű, nagyáramú, és egyúttal nagyfeszültségű rendszer működése.

A modellben  $C_0$  a Marx-generátor eredő kapacitása (5,9 nF),  $C_1$  a gyors kisülési kör vízdielektrikumú, koaxiális kondenzátorának kapacitása (amelynek értéke a cserélhető tárcsák méretével változtatható),  $R_1$  ennek a kondenzátornak a párhuzamos veszteségi ellenállása,  $L_1$  az áttöltő induktivitás. A Marx-generátor az indítás pillanatában a beállítástól függően 100-250 kV-ra feltöltött kondenzátora ( $C_0$ ) tölti az induktivitáson ( $L_1$ ) keresztül a  $C_1$  kapacitást. Az áttöltés addig tart, amíg a szikraköz (SG) át nem üt, ekkor  $C_1$  feszültsége a kapillárisra kerül. A kapilláris csúcsárama  $C_1$  feszültségétől függ, illetve attól, hogy az áttöltődés során mekkora feszültségnél kapcsol a szikraköz. A kialakuló áramimpulzus félperiódusának hosszát (és így a felfutás meredekségét)  $C_1$  kapacitása és a plazmaoszlop induktivitása, illetve a szórt induktivitások és kapacitások határozzák meg.

A vízben elhelyezett szikraköz (SG) két elektródája közötti szórt kapacitást  $C_2$ , a párhuzamos veszteségi ellenállást  $R_2$ , a kapilláris elektródája és a földpotenciál közötti szórt kapacitást  $C_3$ , a veszteségi ellenállást  $R_3$  jelképezi. A kapilláris gázkisülést elektromosan egy állandó értékű, ohmos ellenállással ( $R$ ) és a gyors kisülési kör teljes induktivitásával ( $L_2$ ) modelleztem. A főkisülés létrejöttékor már jelen van az előionizációs impulzus, és a kisülés során az előionizációs áramkör ohmos terhelést jelent a kapillárisal párhuzamosan. Ezt az ellenállást képviseli az  $R_4$ .

A Marx-generátor tirátronát impulzusvezérelt kapcsoló modellezi, amely a soros veszteségi ellenállásokkal együtt zárt állapotában kb. 50 ohm nagyságú ohmos ellenállást képvisel (mérés alapján). A szikraköz modellje egy idővezérelt kapcsoló, ami az áttöltési áramigyminimumban (tehát  $C_1$  kapacitás maximális feszültségre töltésének pillanatában) billen bekapcsolt helyzetbe. Az indítástól számított időtartamot kikapcsolt szikraköz mellett lefuttatott szimulációval kaptam meg, majd a kapott értékkel paramétereztem az SG szikraközt modellező idővezérelt kapcsolót.

A kapacitások értékét ismert ellenállásokon történő kisülés exponenciális lecsengéséből, méréssel határoztam meg. Ehhez  $L_1$ ,  $C_1$  nélkül, az  $U_{C1}$  pontra 5 kV feszültséget kapcsoltam, majd Tektronix P6015A típusú 20/40 kV-os 1000:1 előosztón keresztül 100 MHz sávszélességű oszcilloszkóppal felvettem a lecsengési görbéket. A kapacitások ismeretében az ohmos veszteségeket ugyanilyen módszerrel határoztam meg. A

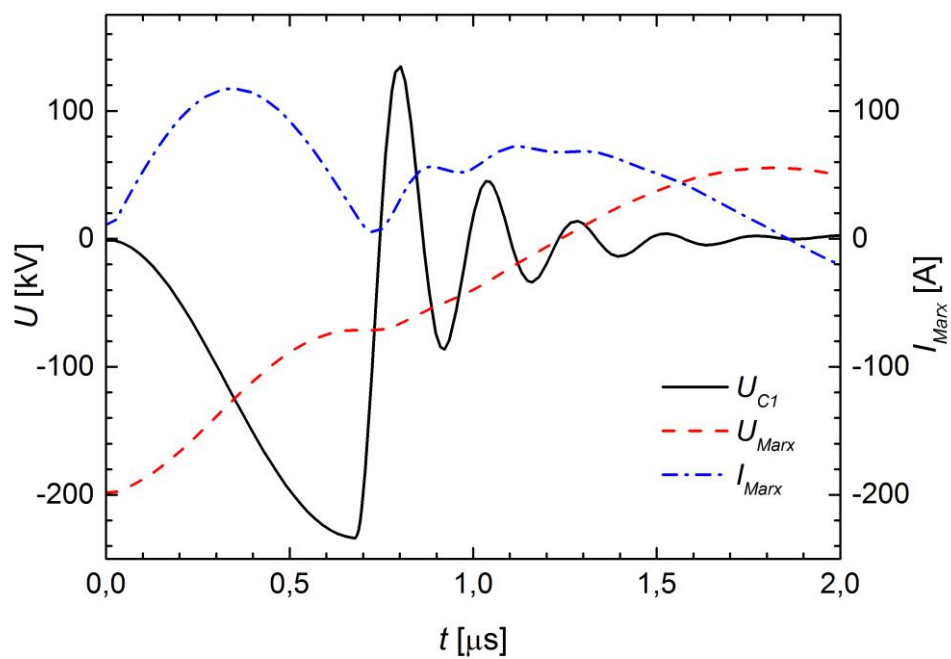
kapillárist modellező soros RL-tag elemeinek értékeit a csillapodó oszcilláció mért periódusidejéből és csillapításából számoltam vissza. Az egyes helyettesítő elemek értékét a következő táblázatban foglaltam össze:

$C_0$ [nF]	$C_1$ [nF]	$C_2$ [pF]	$C_3$ [pF]	$R_1$ [k $\Omega$ ]	$R_2$ [k $\Omega$ ]	$R_3$ [k $\Omega$ ]	$R_4$ [k $\Omega$ ]	$L_2$ [ $\mu$ H]	$R$ [ $\Omega$ ]
5,9	2,9	10	70	10	32	73	8	0,3	3
	8,6			7,9					
	5,9			6,5					

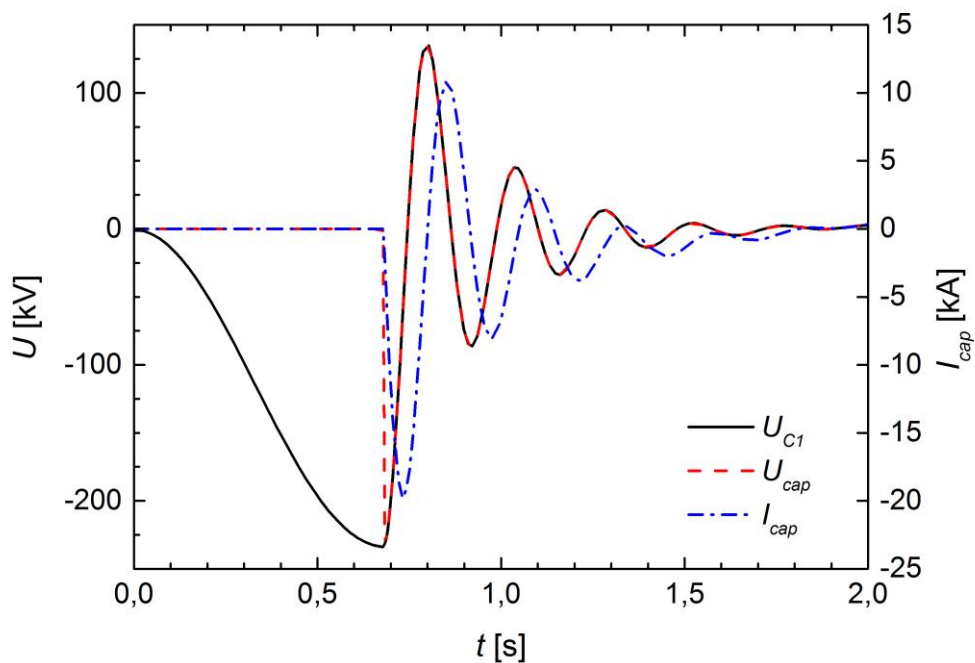
A tranziens gerjesztésre (tirátron indítása egységugrással) adott kimeneti válaszfüggvények a következők:

- A Marx-generátor kimeneti pontjának feszültsége és az áttöltés áramerőssége ( $U_{marx}$ ,  $I_{marx}$ ),
- a kapilláris kisülést biztosító  $C_1$  kondenzátor feszültsége ( $U_{C1}$ ),
- a kapilláris feszültsége és árama ( $U_{cap}$ ,  $I_{cap}$ ).

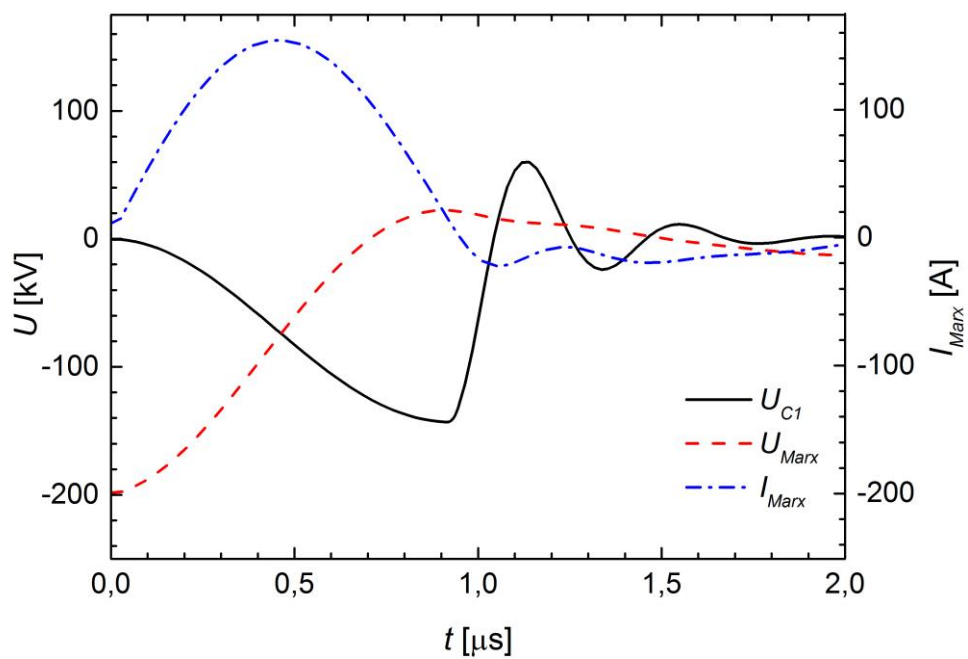
A 7.2.-7.7. ábrákon a szimuláció eredményeit látjuk különböző kapacitásértékek és  $U_0 = 200$  kV feszültség mellett. Minden kapacitásértékhez két grafikon tartozik, az elsőn a Marx-generátor és a kapilláris kisülést biztosító kondenzátor közötti áttöltődés, a másodikon a kapilláris kisülés áram- és feszültségviszonyait látjuk. A kapilláris áramának meredekebb felfutásához a  $C_0 > C_1$  választás tűnhet előnyösnek (7.2.-7.3. ábrák). Ebben az esetben a kapilláris feszültsége nagyobb lehet, mint a Marx-generátor feszültsége, az áramerősség csúcserőssége is növekszik, azonban az összes töltés illetve a kapillárisba pumpált energia kisebb, ami tekintve a lézerműködés küszöb jellegét még akár elegendő is lehet. A szimuláció viszont rávilágít egy fontos problémára: a Marx-generátor kondenzátoraiban tárolt energia visszajut annak kondenzátoraiba, a kondenzátorok átpolarizálódnak, ami azok károsodását okozhatja, így ezt az üzemmódot el kell kerülnünk



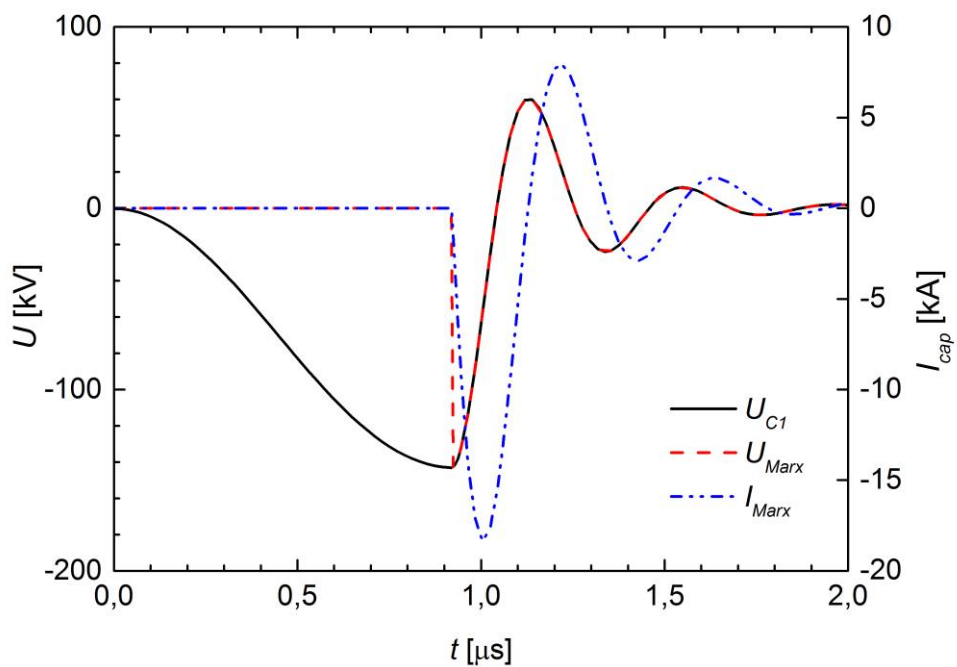
7.2. ábra Az áttöltődés folyamata  $C_0 > C_1$  esetben.



7.3. ábra A kapilláris kisülés feszültség- és áramviszonyai  $C_0 > C_1$  esetben.

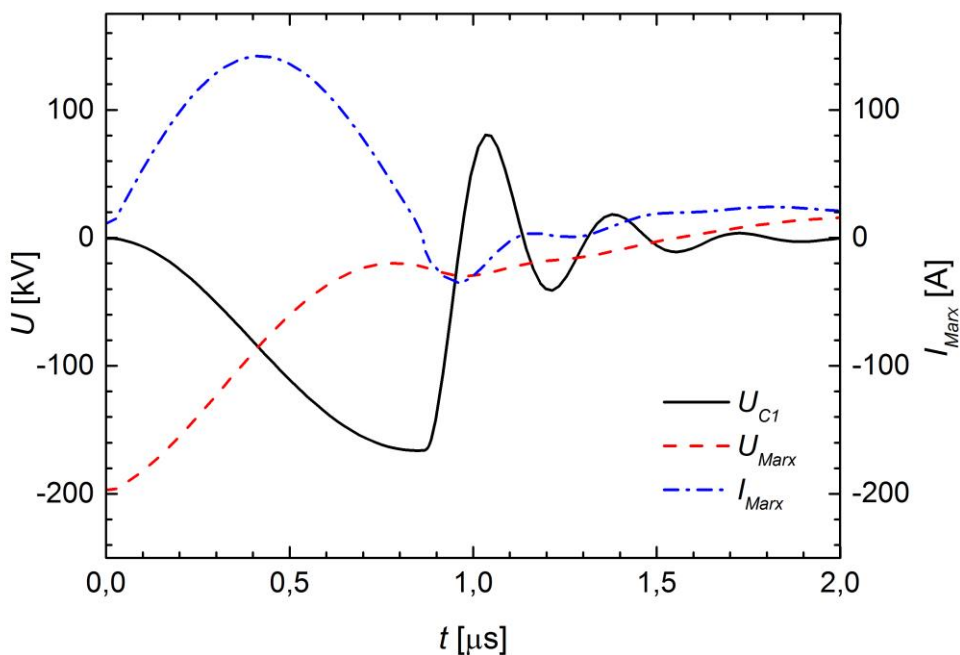


7.4. ábra Az áttöltődés folyamata  $C_0 < C_1$  esetben.

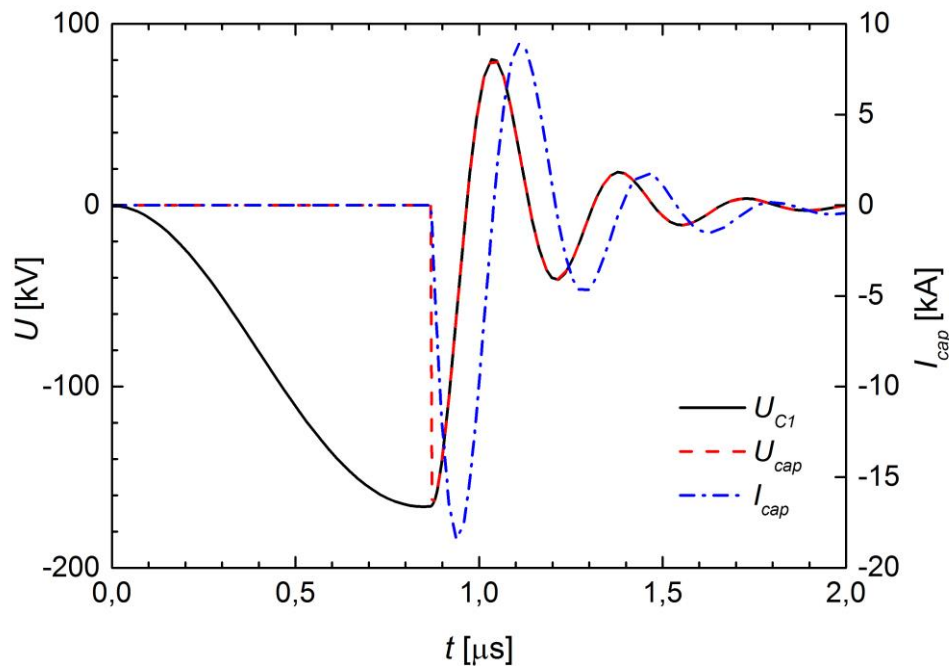


7.5. ábra A kapilláris kisülés feszültség- és áramviszonyai  $C_0 < C_1$  esetben.

$C_0 < C_1$  esetben (7.4.-7.5. ábrák) kisebb a kapilláris csúcsárama, a kapilláris kisülés is hosszabb felfutási idejű lesz. Kismértékű átpolarizálódásra ebben az esetben is számítani kell. Az áttöltődés szempontjából is optimális érték a  $C_0 = C_1$  eset (7.6-7.7. ábrák). Ekkor a Marx-generátor kondenzátorainak átpolarizálódása nem következik be, az azokban tárolt energia nagy része a gyors-kisülési körbe kerül át. A szimuláció során  $L_1$  értékét (amibe a teljes töltőkör induktivitás is beleszámít) változtattam: alacsony induktivitással az áttöltődés áramerőssége nagyobb lesz, amelynek megengedhető maximális értékét a tirátron határozza meg. A mintegy  $2 \mu\text{s}$ -os töltőimpulzushoz tartozó  $200 \text{ A}$  maximális csúcsáram mellett biztosítható a tirátron normál, extrém hőterhelés nélküli üzemmódja. Méréseink alapján ennek a betartásához  $25 \mu\text{H}$  induktivitás megfelelőnek bizonyult, így ezt az értéket használtam a szimulációban és a megvalósítás során is.



7.6. ábra Az áttöltődés folyamata  $C_0 = C_1$  esetben.

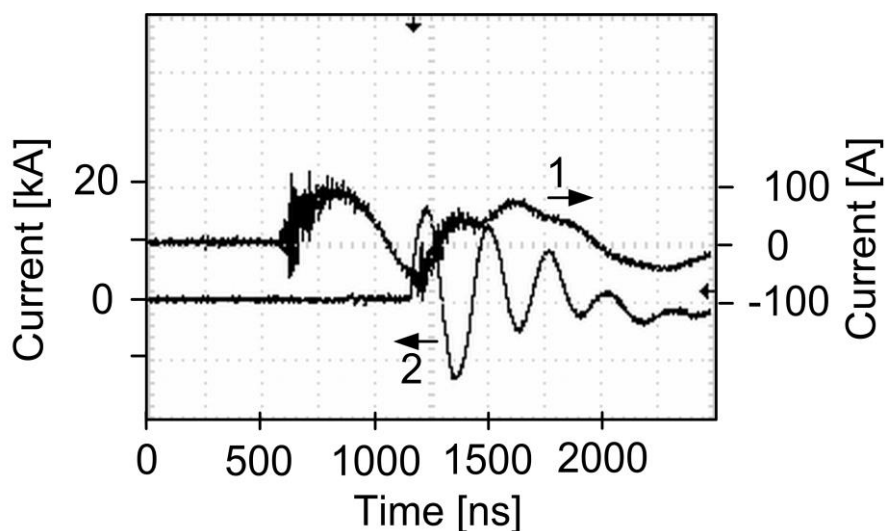


7.7. ábra A kapilláris kisülés feszültség- és áramviszonyai  $C_0 = C_1$  esetben

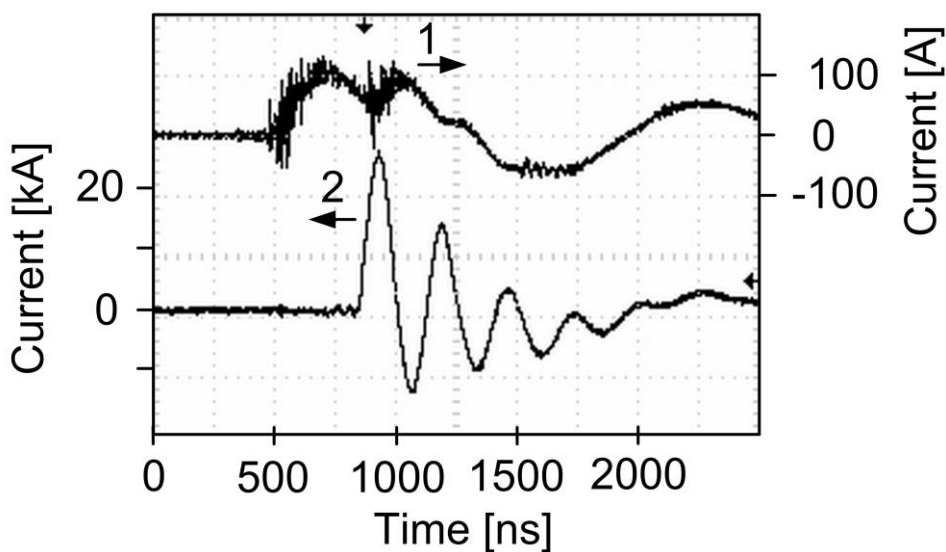
Az optimális,  $C_0 = C_1$  beállításnál a kapilláris csúcsfeszültsége a Marx-generátor csúcsfeszültségéhez közeli. A csúcsáram értékét a Marx-generátoron beállított feszültség határozza meg, amelyhez a szikraközt úgy kell beállítani, hogy az átütés a teljes áttöltődés végén,  $C_1$  maximális feszültségénél következzen be. Túl kis szikraköztávolság esetén hiába növeljük a feszültséget, a kisülés előbb megtörténik, mint a teljes áttöltődés, így a kapilláris csúcsárama és a felfutás sebessége kisebb lesz. Nagy távolság esetén a szikraköz egyáltalán nem, vagy csak több oda-vissza töltődést követően üt át, miközben a Marx-generátorban káros átütések, vagy a Marx-generátor tirátronának károsodása következhet be.

A  $C_0 = C_1$  mellett elvégeztem a kísérleti optimalizációt, aminek eredményét a 7.8.-7.9. ábrák oszcilloszkópos ernyőképei mutatják. A 7.8. ábrán az 1. görbe az áttöltőáramot ( $I_{max}$ ), a 2. görbe a kapilláris áramát ( $I_{cap}$ ) ábrázolja. Itt a nagy szikraköztávolság miatt az átütés csak az átpolarizálódás után következik be, a rendszer „leng”, és ilyenkor véletlenszerű átütések következhetnek be az áramkör nagyfeszültségű pontjai és a nulla potenciálú pontok között. A 7.9. ábrán az optimális esetet jól közelítő helyzetet látunk. Ekkor a töltőáram már csökken, a  $C_1$  kondenzátor közel maximális feszültségre töltődik, amikor a szikraköz átüt. Így érhető el a legnagyobb csúcsáram és a leggyorsabb áramfelfutás a kapillárisban ( $2-3 \cdot 10^{18}$  A/s).

A Marx-generátor áramát 20 A/V érzékenyséű Rogowsky-tekerccsel közvetlenül, a kapilláris áramának méréséhez 100 A/V érzékenyséű szondát és 100:1 osztási arányú előosztót használtam 100 MHz sávszélesséű digitális oszcilloszkóppal. A kapilláris áramának oszcilloszkópos képeinél a könnyebb leolvasás miatt az oszcilloszkópon fázisfordítást kapcsoltam be, ezért mutat a mért eredmény a szimulációhoz képest 180°-os fáziskülönbséget.



7.8. ábra A kísérleti beállítás  $C_0 = C_1$  és nagy szikraköztávolság esetén. Az 1. görbe az áttöltőáramot ( $I_{marx}$ ), a 2. görbe a kapilláris áramát ( $I_{cap}$ ) mutatja.

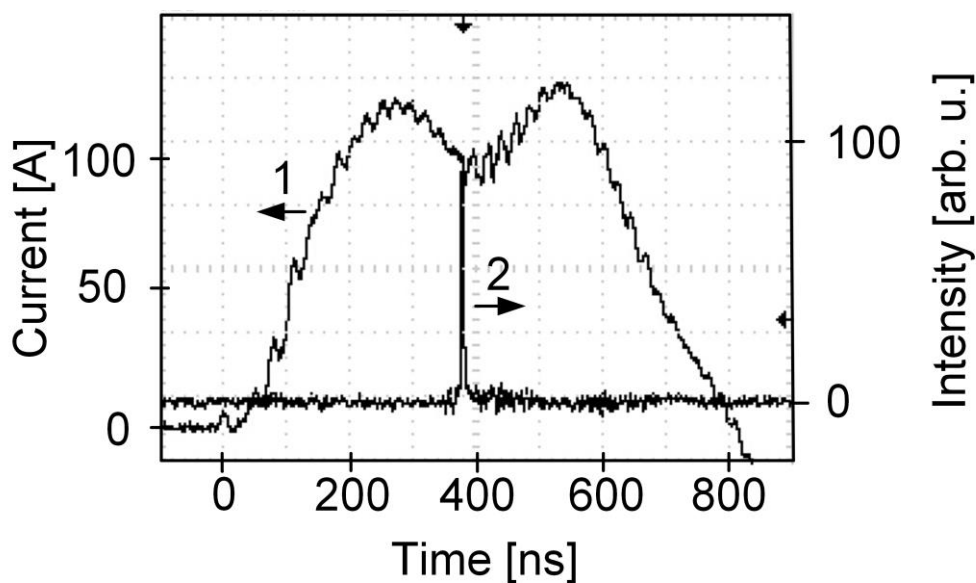


7.9. ábra A kísérleti beállítás  $C_0 = C_1$  és optimális szikraköztávolság esetén. Az 1. görbe az áttöltőáramot ( $I_{marx}$ ), a 2. görbe a kapilláris áramát ( $I_{cap}$ ) mutatja.

Az áramimpulzusok csúcsáramának növelésére tehát a Marx-generátor feszültségét kell növelnem, amelyhez egyre növekvő szikraköztávolság tartozik. A kísérletileg meghatározott optimális értékeket a következő táblázatban foglaltam össze:

$U_{Marx}$ [kV]	Szikraköztávolság [mm]	Csúcsáram [kA]
168	1,0	14
180	1,5	15,5
192	1,9	17
204	2,0	17,5
216	2,1	18
235	2,2	19
250	2,4	20
270	2,7	22

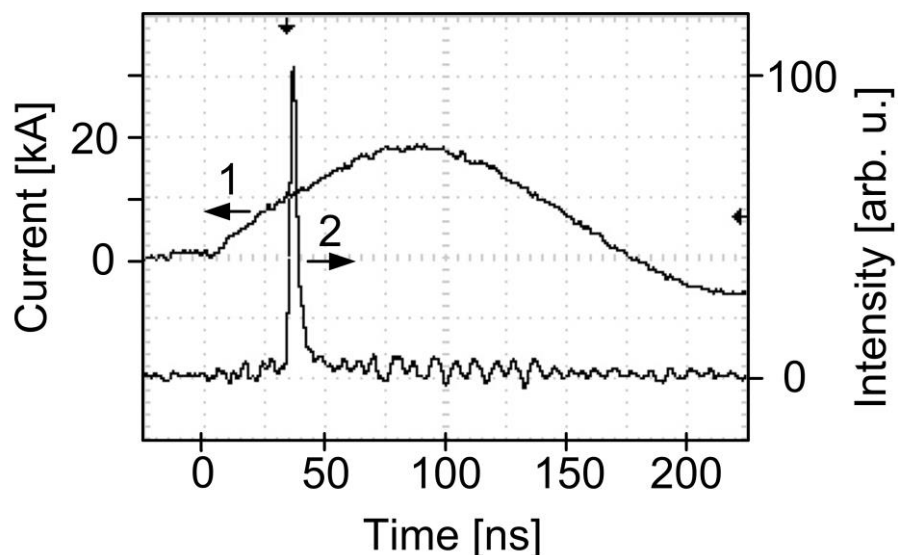
A következő ábrákon az áttöltőáram ( $I_{marx}$ ), és a lézerimpulzus gyors fotodiódával detektált jelének (7.10. ábra), illetve a kapilláris áramának ( $I_{cap}$ ) és a detektált lézerimpulzus



7.10. ábra Az áttöltőáram (1), és a lézerimpulzus gyors fotodiódával detektált jelének (2) oszcilloszkópos ernyőképe ( $C_0 = C_1$ ).



lefutásának oszcilloszkópos ernyőképeit (7.11. ábra) láthatjuk közel optimális beállításnál,  $C_0 = C_1$  esetben. A lézerimpulzus a kapilláris kisülés megindulásának időbeliségét jól indikálja: az átütés a töltőáram áramminimumában történik, és a kapilláris áramának időbeli lefutása is jól egyezik a modellben kapott időfüggvénnyel.



7.11. ábra A kapilláris áram (1), és a lézerimpulzus gyors fotodiódával detektált jelének (2) oszcilloszkópos ernyőképe ( $C_0 = C_1$ )

A szimulációt elsősorban az áttöltődés során kialakuló áram- és feszültségviszonyok meghatározására végeztem. A kapilláris áram- és feszültségviszonyainak jó leírásához a plazmaoszlop ellenállásának és induktivitásának konstans értékekkel történő helyettesítése erős közelítés, hiszen mindkét paraméter időfüggő. Ezzel együtt a modell az elektromos rendszer kísérleti optimalizációjához jól használhatónak bizonyult.

## 7.2. A lézerműködés optimalizálása

Az üzembiztos lézerműködés, illetve legnagyobb impulzusenergia és a legkisebb divergencia eléréséhez további mechanikai beállításokat kell elvégeznünk, és a lézerműködést alapvetően meghatározó kapilláris csúcsáram, illetve a kezdeti argongáznyomást kell meghatároznunk. Ehhez az első lépés a kapilláris és a kilépő apertúra közös tengelyre állítása az apertúra befogószerkezetének állításával. A beállításhoz a szikraköz helyére illeszkedő, felcsavarozható lézerdiódát használtam, amelynek nyalábját távoli (4 m) ernyőn figyeltem. A szimmetrikus, apertúra által ki nem takart beállítást követően a foszforenyőt rögzítettem a vákuumkamra végablakának a helyére, majd a rendszer teljes összeszerelése után, a vákuum-és gázrendszer üzembe helyezését követően 17 kA kapilláris csúcsáramot állítottam be. Üzembiztos kapilláris kisülés, a gáz- és vákuumrendszer jó tömítettsége esetén kerestem egy közepes argongáznyomás értéket, ahol a lézerműködés vizuálisan jól megfigyelhető, a nyalábkép gyűrű alakú. Ezután az apertúra pozícióját finoman utánállítottam, hogy a nyalábot az apertúra ne takarja ki. Ezt a kezdeti beállítást új kapilláris beüzemelésénél, illetve az apertúra esetleges cseréjét követően el kell végezni.

Az optimalizálás, illetve a vizsgálat során a következő méréseket végeztem el:

### *a) A lézerműködés nyomásfüggésének vizsgálata*

A nyaláb útjába a gyors fotodiódát helyeztem, és rögzítettem a kapilláris áramának és a gyors fotodióda (XRD) jelének időbeli lefutását 100 MHz sávszélességű oszcilloszkópon. Megvizsgáltam az intenzitás nyomásfüggését különböző kapilláris csúcsáramok mellett, így megkaptam a lézerműködést biztosító nyomástartományokat, illetve a legnagyobb impulzusenergiához szükséges argongáznyomás tartományát. Mértem a kapilláris áram kezdetének és a lézerimpulzus megjelenése között eltelt időkülönbségeket különböző nyomásértékek és kapilláris csúcsáramok mellett.

### *b) A nyalábkép változása a nyomás függvényében, divergencia*

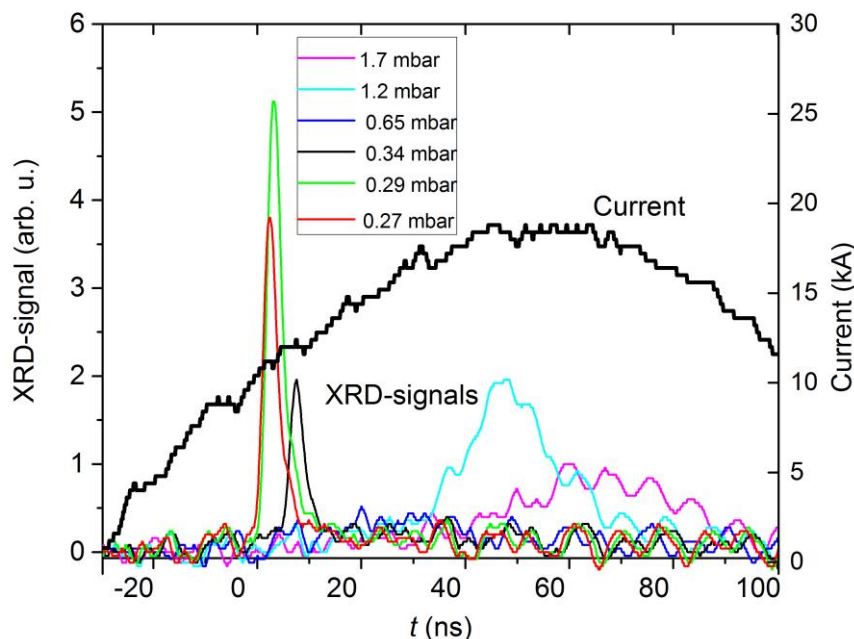
A lézerműködés nyomástartományán felvettem a távoli (1805 mm távolságú foszforenyőn megjelenő) nyalábképet. Meghatároztam a nyaláb divergenciáját különböző kezdeti argongáznyomás esetén.

### c) További lézerparaméterek az optimális beállításnál

Az optimális nyomáson mértem a lézerimpulzusok szélességét és az impulzusok jitterét. Meghatároztam az impulzusenergiáját és az impulzusenergia kapilláris csúcsáramtól való függését. Felvettem a sugárzás spektrumát. Vizsgáltam az előkísülés paramétereinek hatását a lézerműködésre.

#### 7.2.1. A lézerműködés nyomásfüggésének vizsgálata

A populációinverzió, illetve az erősített spontán emisszió kialakulásához szükséges plazmaparaméterek ( $T_e \approx 80$  eV,  $N_e \approx 0,5 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>,  $G \cdot l \approx 16$ ) eléréséhez egyrészt a kapillárison átfolyó áram időbeli lefutásának jellemzőit (felfutási meredekség és csúcsáram), másrészt a kapillárisban az argongáz kezdeti nyomását kell jól megválasztanunk. A 3. fejezetben bemutatott, és a 6.1 pontban használt „egyszerű” modellel ehhez 0,3 mbar kezdeti argongáznyomást és 16-17 kA kapilláris csúcsáram-értéket kaptunk. Ezek az értékek jó támpontnak bizonyultak az optimalizálásnál.



7.12. ábra A kapilláris sugárzásának időbeli lefutásai különböző kezdeti argongáznyomás esetén (XRD,  $B = 100$  MHz oszcilloszkóp).

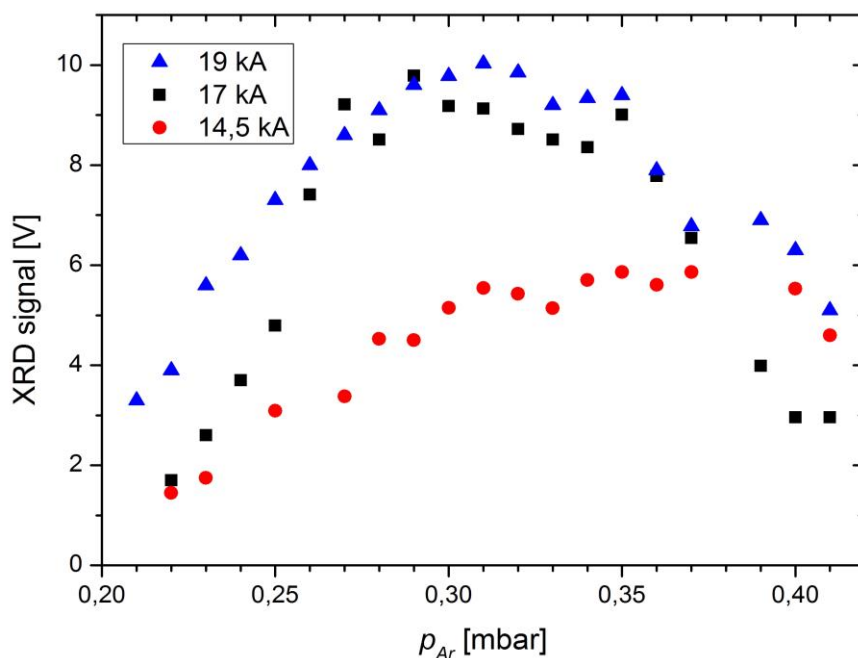
A kapilláris áramának időbeli jellemzőit a gyors kisülési kör  $C_I$  kondenzátorának kapacitása, a geometriai jellemzőktől függő szórt kapacitások és parazita induktivitások, valamint a plazmaoszlop időfüggő elektromos paraméterei határozzák meg. A  $C_I$  értéke az optimális áttöltés miatt kötött paraméter (5,9 nF), a geometriai paraméterek szintén adottak,

így a főkisülés áramimpulzusának félperiódusa az adott kapilláris hosszal 165-175 ns. Ezzel az áramimpulzus felfutásának sebességét a kapilláris áramának csúcsértékével tudtam változtatni, amit pedig a Marx-generátor feszültségével és az ahhoz tartozó szikraköztávolság változtatásával állítottam be.

A másik, a gyakorlat szempontjából jobban kezelhető paraméter a kapillárisban lévő argongáz kezdeti nyomása. Az irodalomban 0,13-1,4 mbar (0,1-1,9 torr) közötti nyomás esetén számoltak be lézerműködésről, de egy adott berendezés esetén a működési tartomány ennél szűkebb. A mérést  $17 \pm 0,5$  kA kapilláris csúcsáram és 1 Hz ismétlődési frekvencia mellett végeztem a kapilláris kezdeti nyomásának csökkentésével. Az előkisülést 3,4  $\mu$ s szélességű, 20 A csúcsáramú és 40 kV-os csúcsfeszültségű impulzussal hoztam létre. A vákuumkamra nyomása  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar volt. A kapilláris sugárzását egy réteg (0,4  $\mu$ m vastagságú) alumíniumfóliával árnyékoltam, amit az apertúrától 150 mm-re helyeztem el. A 7.12. ábrán a lézerműködés kialakulását kísérhetjük figyelemmel a gyors fotodióda (XRD) jelének oszcilloszkópos (100 MHz) megfigyelése alapján. Az argongáz nyomásának kezdeti, 0,8 mbar-nál nagyobb értékénél nagy intenzitású, 20-50 ns szélességű impulzusokat látunk. Ekkor a plazma spontán emissziója és a termikus háttér detektálható. A nyomás csökkentésével a spontán sugárzás intenzitása növekszik, 0,6-0,7 mbar esetén maximumot mutat. További nyomáscsökkenésnél az intenzitás maximuma az áramimpulzus felfutó ága felé tolódik, miközben intenzitása jelentősen csökken. 0,5 mbar értéknél időben teljesen kiterjed, majd 0,4 mbar esetén hirtelen megjelenik a rövid impulzus, amely egyértelműen az erősített spontán emisszióra utal. Maximális amplitúdójú jelet 0,29 mbar esetén tapasztalunk. A nyomás további csökkentésével a detektálható impulzus amplitúdója ismét csökken, majd a működés instabillá válik, és 0,2 mbar alatt gyakorlatilag ismét csak spontán sugárzás tapasztalható.

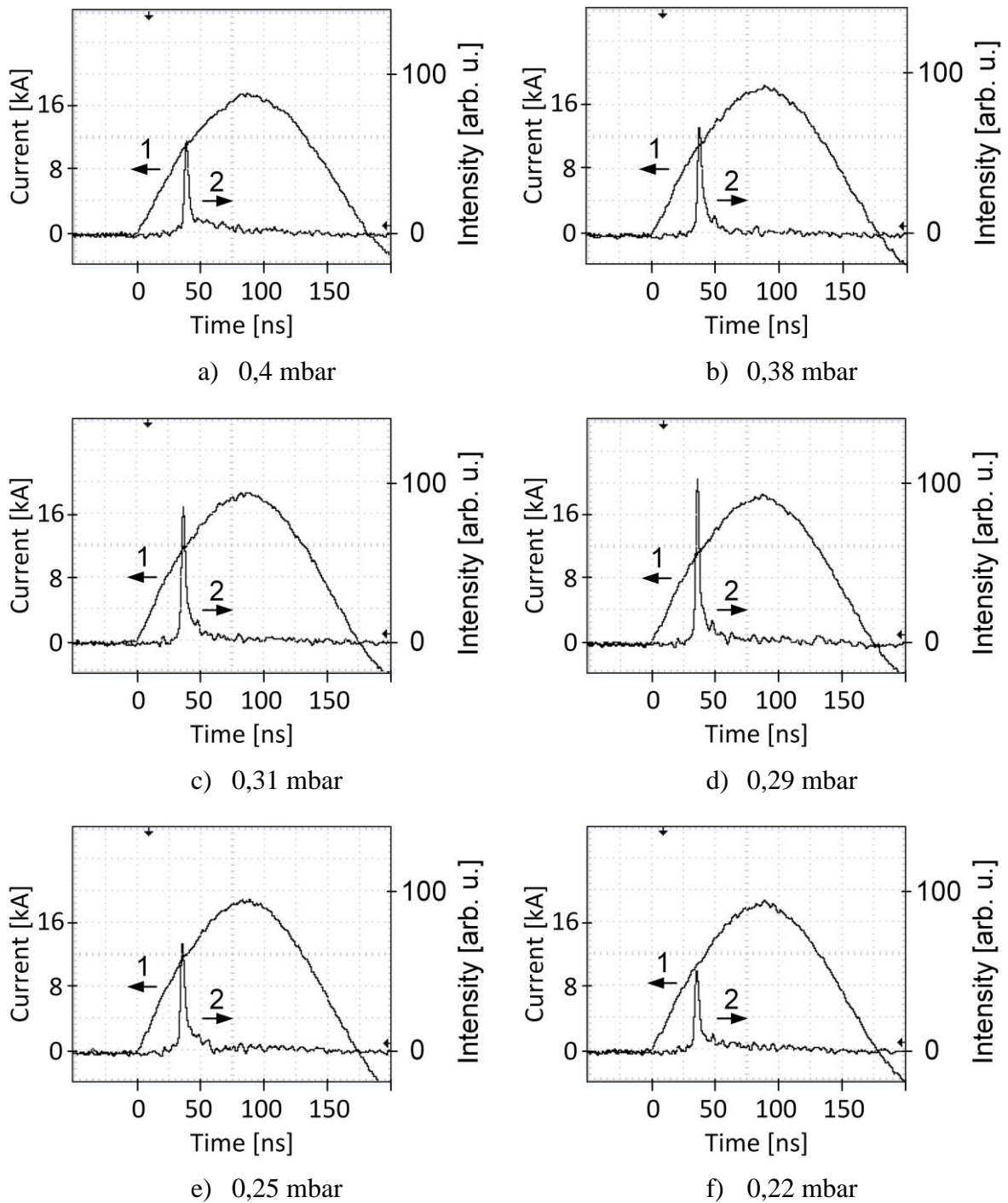
Az impulzusamplitúdó nyomásfüggését különböző kapilláris csúcsáramok esetén a 7.13. ábra mutatja. A lézerműködés tartománya 17 kA kapilláris csúcsáram mellett az argon gáz nyomásának 0,22-0,4 mbar közötti értékénél van, a maximális impulzusamplitúdót 0,27-0,32 mbar értékek között kaptam. 19 kA kapilláris csúcsáram esetén a működési nyomástartomány kismértékben szélesebb: a nyomástartomány határain a működés bizonytalansága (lézerműködés nélküli kisülések száma, illetve a mért értékek szórása) kisebb lesz. A legnagyobb amplitúdót 0,29-0,32 mbar esetén kaptam. Ezen a tartományon az eltérés összemérhető a szórással, nincs számottevő különbség a kisebb csúcsáramhoz képest. A lézerműködéshez szükséges csúcsáram alsó határán (14,5 kA) a mért amplitúdók

átlaga szélesebb nyomástartományon közel állandó, de a szórás nagyobb, a működés különösen a nyomástartományok határain bizonytalan.



7.13. ábra A lézerműködés nyomásfüggése különböző kapilláris csúcsáramok mellett.

A kapilláris áramának időbeli lefutását és a lézerpulzus detektált jelét a 7.14. ábrán látjuk 17 kA kapilláris csúcsáram esetén. A mérésorozat 192 kV feszültség mellett,  $d = 2,1$  mm szikraköz esetén, a főkisülés indítása az előkisülés indítását követő  $\tau = 1,2 \mu\text{s}$ -mal történt. A lézerműködés nyomástartományán a detektált impulzusok amplitúdójának maximuma közel kétszeresére változik a tartomány szélein mért értékekhez képest. A lézerpulzus a főkisülés kezdetétől számítva mintegy 38 ns-mal később jelenik meg, a nyomás csökkentésével ez az érték csökken, a nyomástartomány alsó határán 32 ns értékű lesz. A méréseim szerint ez az érték gyakorlatilag független a kapilláris csúcsáramától, és így az áramfelfutás sebességétől.



7.14. ábra A kapilláris áramának (1) és a gyors fotodióda jelének (2) oszcilloszkóp ernyőképei különböző kezdeti gáznyomás esetén.

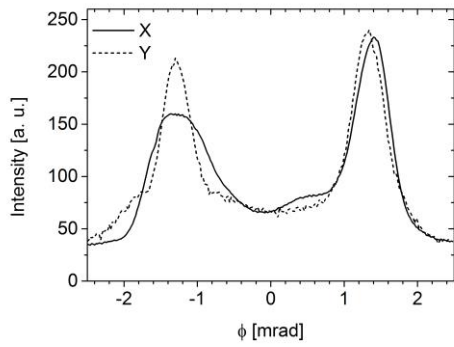
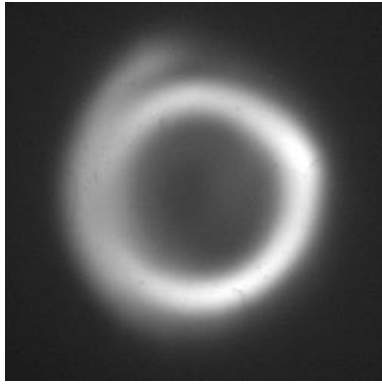
### 7.2.2. A nyalábkép változása a nyomás függvényében, divergencia

Az előbbieken meghatározott nyomástartományon végigpásztázva, a lézerműködést a vákuumkamra kimenetre, az apertúrától 1805 mm-re elhelyezett foszforernyőn vizsgáltam, illetve az ernyőképeket rögzítettem az USB kamerával oly módon, hogy a lézert indító impulzus indította a kamera kapuzását. A rögzített képek alapján

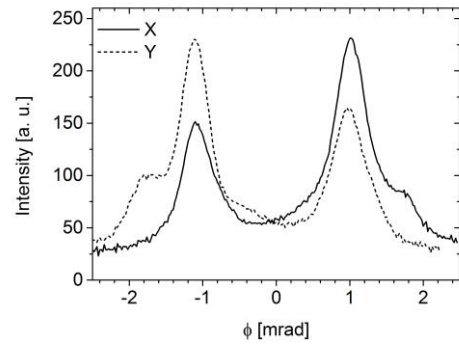
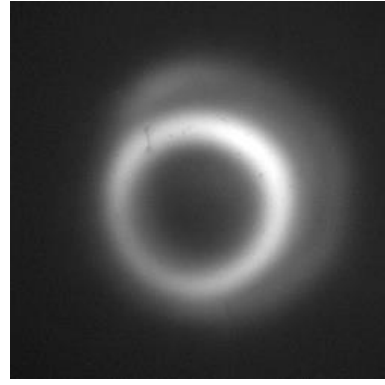
felvettem két, egymásra merőleges irányban a nyalábprofilt. A vizsgálat eredményét 17 kA kapilláris csúcsáram mellett a 7.15. a)-f) ábrák mutatják. Nagy, 0,5 mbar-nál nagyobb kezdeti nyomáson a nagy divergenciájú spontán sugárzás mintegy beteríti a foszforenyőt. Ezt követően

- 0,4 mbar esetén az erősített spontán emisszió kialakulásához meghatározott nyomásértéken széles, gyűrű alakú nyalábprofil jelenik meg az ernyőn 3,6-3,8 mrad nagyságú divergenciával,
- 0,38 mbar esetén a nyaláb szöge 3,0-3,2 mrad értékre csökken,
- 0,34 mbar nyomás alatt megjelenik egy középső „mag”. A detektálható intenzitás eközben növekszik,
- 0,29 mbar esetén mértem a legnagyobb intenzitást, a divergencia 2,8 mrad értékű lesz,
- 0,27 mbar nyomásnál a külső gyűrű eltűnik, a nyaláb intenzitás-eloszlása Gauss-szerű lesz. Ekkor a foszforenyő telítése miatt egy további, 0,4  $\mu\text{m}$  vastagságú alumíniumfóliát helyeztem a nyaláb útjába (az f) ábrarészleten ezért látszik az ernyőkép halványabbnak). Ezen a nyomáson kaptam a legkedvezőbb nyalábképet, a divergencia 0,8-1,0 mrad értékű.
- 0,22 mbar-ra történő nyomáscsökkentéssel a Gauss-szerű nyaláb intenzitása csökken,
- 0,2 mbar argongáznyomás esetén a lézerműködés megszűnik az előző mérésekkel összhangban. A kapilláris csúcsáramának csökkentésével hasonló eredményre jutottam: közel azonos nyomásértékeknél következik be a nyalábkép változása, minden esetben a maximálisan kapható impulzusenergiához tartozó nyomásérték alatt néhány tized mbar értékkel.

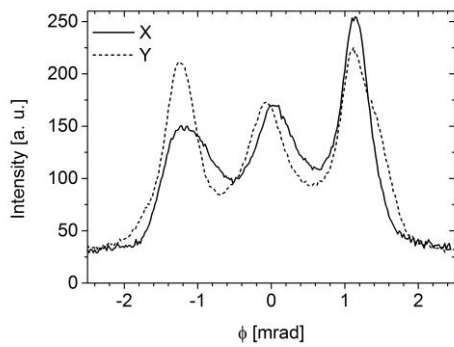
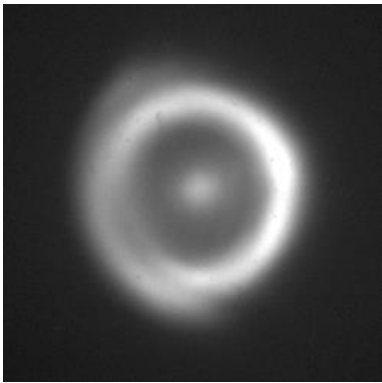
Az eredmények azt mutatják, hogy a mások által megvalósított kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lézerek jellegzetes, a z-pinch összehúzódásból fakadó, gyűrű alakú nyalábképét és 4 mrad értékű divergenciát elértem [65], [76], [94], [107]. A hosszabb, 45 cm-es kapillárisal várt 1 mrad divergenciáról az olaszországi [96] és a kínai [115] csoport is beszámolt, a Gauss-szerű nyalábmag kierősödését (0,45 mbar nyomáson) az olaszországi csoport is tapasztalta [82], de a gyűrű teljes eltűnéséről csoportunk számolt be elsőként.



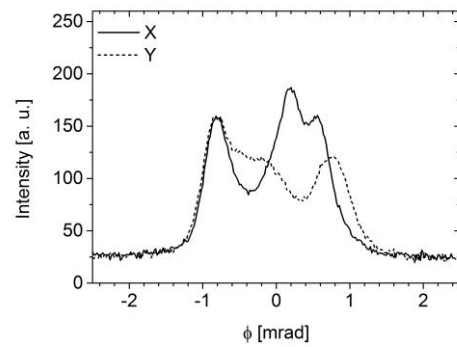
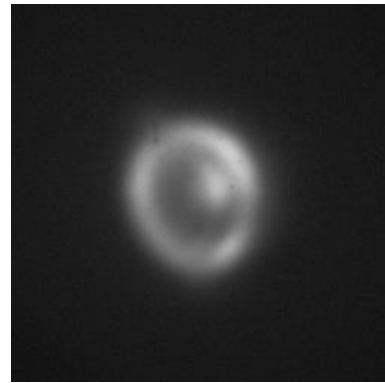
a) 0,4 mbar



b) 0,38 mbar

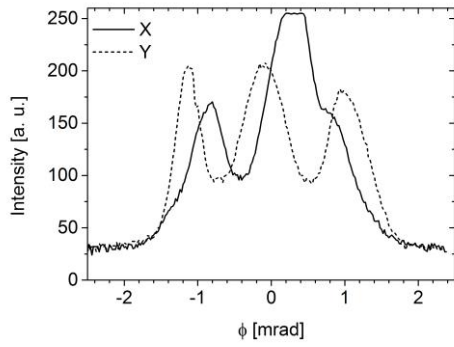
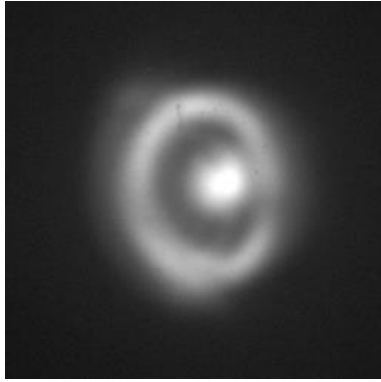


c) 0,34 mbar

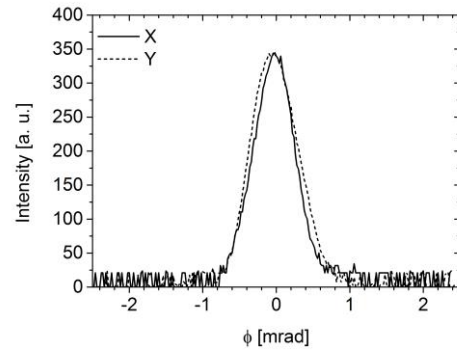
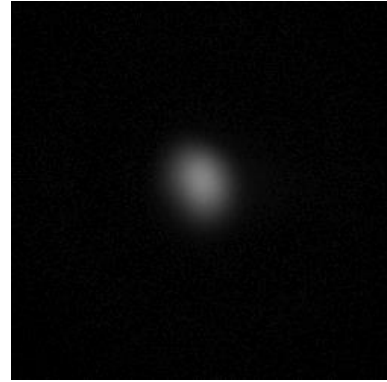


d) 0,31 mbar

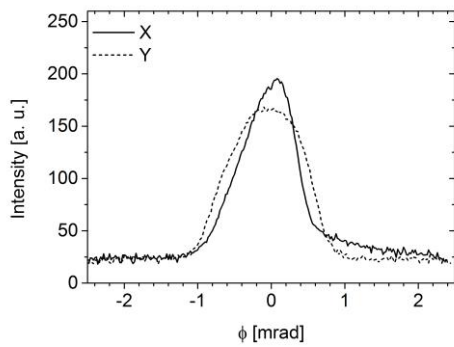
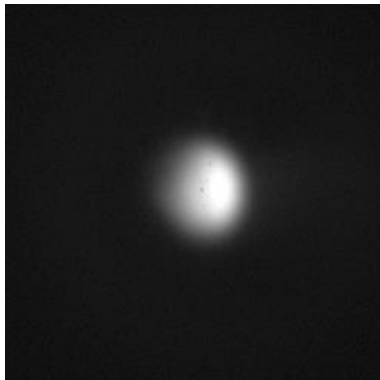




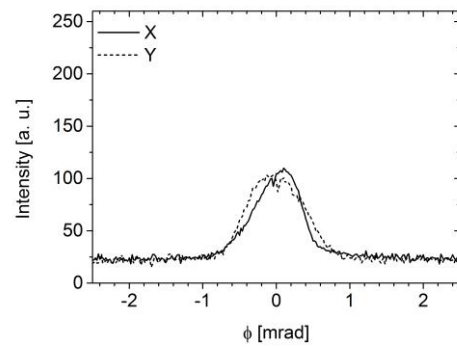
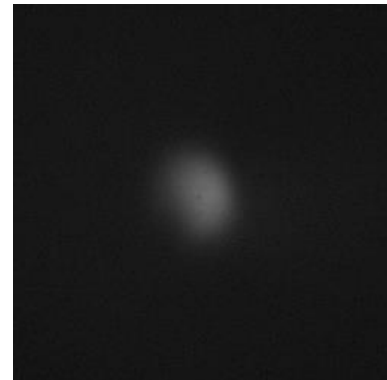
e) 0,29 mbar



f) 0,27 mbar



g) 0,25 mbar

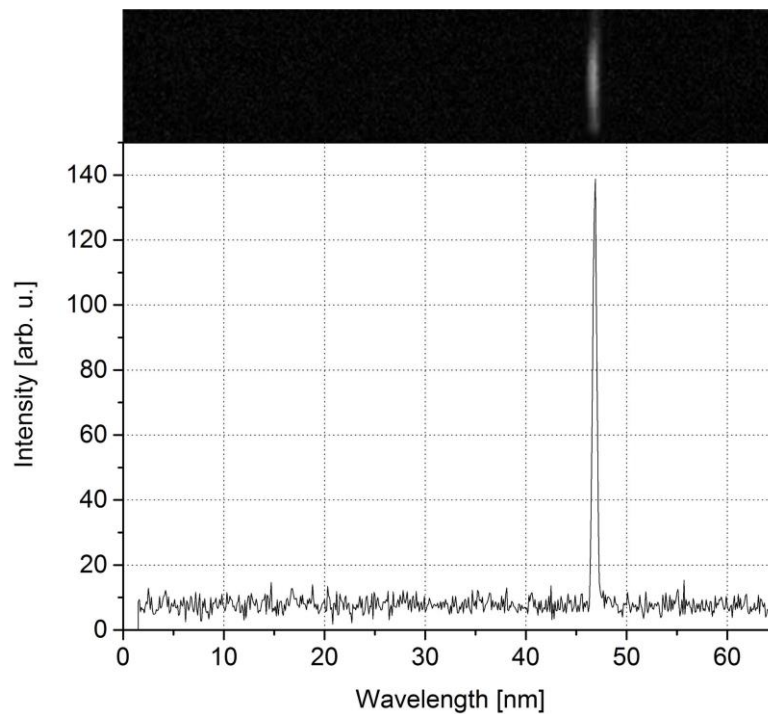


h) 0,22 mbar

7.15. ábra A nyalábkép nyomásfüggése.

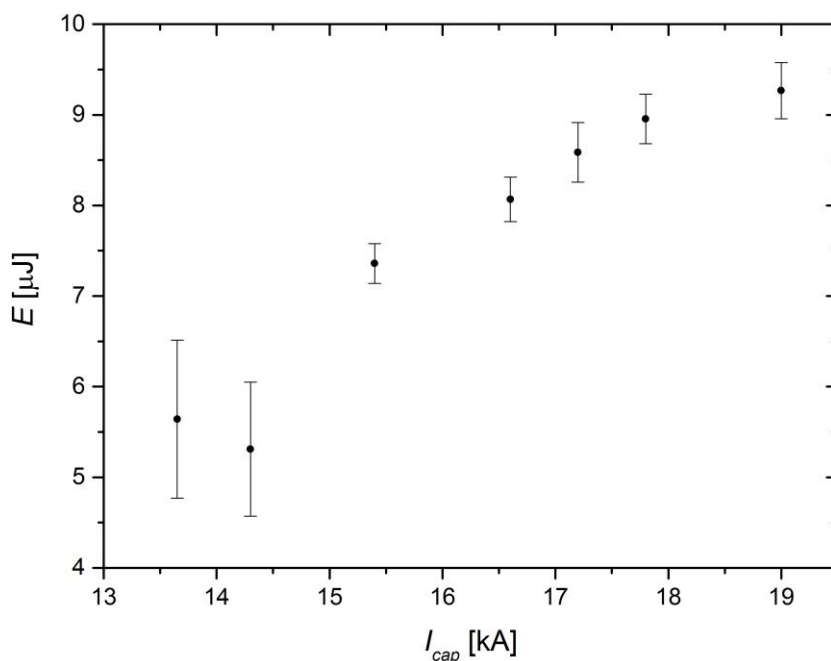
### 7.2.3. További lézerparaméterek az optimális beállításnál

Az említett Gauss-szerű nyalábképhez tartozó 0,25-0,28 mbar nyomástartományt tekinthetjük a lézer optimális működési tartományának. A lézerműködést a spektrométerrel is ellenőriztem, 100  $\mu\text{m}$  belépő rés mellett a gyári kalibrációra hagyatkozva a 7.16. ábrán látható spektrumot kaptam. A vártnak megfelelően az  $\text{Ar}^{8+}$  ionok  $2p^53p (J=0) - 2p^53s (J=1)$  átmenethez tartozó 46,9 nm hullámhosszúságú sugárzás domináns az időintegrált spektrumban.



7.16. ábra A lézersugárzás spektruma.

A lézerimpulzusok energiáját az SXUV-100AL fotodiódával a 7.4 fejezetben leírtaknak megfelelően, 0,8  $\mu\text{m}$  vastagságú alumínium abszorbenssel mértem meg különböző kapilláris csúcsáramértékek mellett. Minden beállításnál 50 impulzus megfigyelésével az impulzusok szórását is vizsgáltam. A mérés eredményét a 7.17. ábrán látjuk. A függőleges hibasávok a standard deviációt mutatják. A működés küszöb jellegű viselkedést mutat: az áramimpulzus felfutásával a z-pinch hatás beindul, elérjük a szükséges elektronhőmérsékletet és elektronsűrűséget, kialakul az aktív közeg. A felfutás sebességének növelésével a pumpálás hatásfoka javul, majd a kimeneti energia nagyságát már számottevően nem növeli, annak csak a stabilitására van hatással. Az MHD modellel összhangban a szükséges 19 kA kapilláris csúcsáramnál stabil lézerműködést kapunk, ám kapilláris elhasználódása



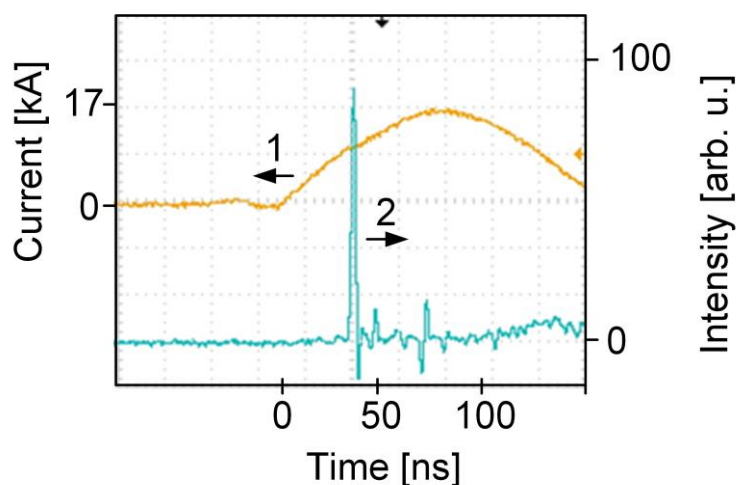
7.17. ábra Az impulzusenergia függése a kapilláris csúcsáram nagyságától

(elektrodák kopása, ám a kapilláris falán a fémgőz lerakódásának csökkentése) miatt viszont ezt az értéket célszerű minimalizálni [131].

A kísérleteimben ennek megfelelően 17-17,5 kA értékkel dolgoztam, így  $9 \pm 0,5 \mu\text{J}$  impulzusenergiát kaptam. Ez az érték a mások által épített rendszerek energiájától elmarad, azonban két lényeges különbség, hogy a működéshez rendkívül alacsony csúcsáram, és így Marx-generátor feszültség ( $\sim 200$  kV) szükséges, szemben a mások által alkalmazott 22-35 kA áramerősséggel és 300-600 kV csúcshőfeszültséggel. A másik előny, hogy ezeknél a lézereknél a gyenge nyalábminőség (gyűrű alakú profil) miatt a nyalábból további apertúrával, jelentős impulzusenergia-csökkenés árán állítható elő az alkalmazásokhoz szükséges, alacsony divergenciájú nyaláb. Az irodalomban alacsony, 20 kA-nél kisebb csúcsárammal működő lézereknél  $10 \mu\text{J}$  értéknél magasabb impulzusenergiákról csak nagy divergencia esetén számoltak be [65], [76], [94], [107].

Az impulzusok detektálásához egy viszonylag alacsony határfrekvenciájú oszcilloszkóppal figyeltem a gyors fotodióda jelét. 100 MHz sávszélességhez  $\Delta t_{osc} = 3,5$  ns felfutási idő tartozik, így a valódi impulzusszélesség  $\Delta t = [(\Delta t_m)^2 - (\Delta t_{osc})^2]^{1/2} \approx 1,8$  ns értékűnek adódik. A 350 MHz sávszélességű oszcilloszkóppal felvett impulzusalakot a 7.18.

ábra mutatja, ezzel kapott impulzusszélesség értéke szintén 1,8 ns, a kapilláris hosszúságának megfelelően [98], [104].



7.18. ábra A kapilláris áramának (1) és a gyors fotodióda jelének (2) ernyőképei 350 MHz sávszélességű oszcilloszkóppal.

A lézerműködés ismétlődési frekvenciája 1 Hz. Ennek értékét elsősorban a Marx-generátor kondenzátorainak ismételt feltöltődése, másodsorban a kapillárisban a gáz regenerálódási ideje korlátozza. Az impulzusok időbeli ingadozása (jitter) jelentős: a lézerimpulzus az előionizációt indító impulzus kezdetétől  $3200 \pm 250$  ns késéssel jelenik meg. Az ingadozás oka az egyes indítóelemek saját bizonytalansága, ami a nem triggerelt nagyfeszültségű kapcsolóelemek (Marx-generátor utolsó szikraköze, vízben elhelyezett szikraköz) és maga a kapilláris kisülés jittere okoz. A gyors kisülési kör szikraközének külső, optikai lézerrel történő indításával ezt az értéket jelentősen, mintegy 10 ns értékre tudjuk csökkenteni, erről a 7.4. fejezetben lesz szó.

Vizsgáltam a stabil lézerműködés feltételét az előionizációval való szinkronizálással. Az előionizációs egység és a Marx-generátor saját késési ideje 1,9 illetve 1,1  $\mu$ s. Az előkisülés indítását követően, 1,2  $\mu$ s késleltetéssel indítottam a Marx-generátort, amelynek saját, 1,1  $\mu$ s késési idejével később kezdődik a C-C áttöltés folyamata, majd újabb 0,8-0,9  $\mu$ s elteltével a vízben elhelyezett szikraköz átütése, egyúttal a kapillárisban a főkisülés. A főkisülésnek az előkisülés tranzienseinek lezajlása után kell történnie, így gyakorlatilag egyidejű indítástól növeltem a késleltetési időt, ami bizonytalan átütést eredményezett, majd a késleltetési idő további növelése a lézer működésére nincs hatással, egészen 3-4  $\mu$ s-ig, vagyis az előkisülés időtartamáig stabil, energiában azonos szórású lézerimpulzusokat

figyeltem meg. Sucker és társai az előkisülés csúcscsúcsának növelésekor az impulzushossz kismértékű növekedéséről számoltak be [123], ezt a hatást az impulzusszélesség-mérés statisztikai szórása kísérleteinkben elfedte. Azonban az előionizáció teljes megszüntetésével a lézerműködés nem szűnt meg, amely felvetette az előionizációs egység szükségességét, ami jelentős egyszerűsödést jelent a lézer kialakítását, annak költségeit tekintve. A következő fejezetben ennek lehetőségét mutatom be.

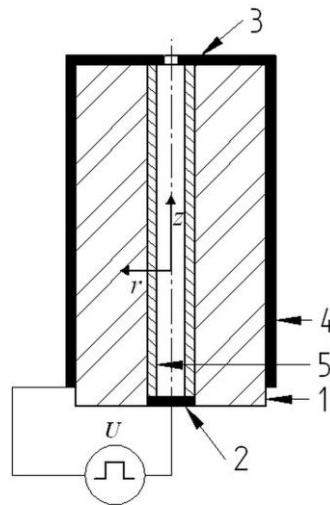
### 7.3. Lézerműködés külső előionizáció nélkül

Az eddigi ismeretek alapján a kapilláris kisüléssel gerjesztett lézerekben a kezdeti kisülésnek homogénnek kell lennie, hogy a plazmaoszlop mágneses összehúzódása, a z-pinch kialakulása során létrejöjjön a megfelelő, közel hengerszimmetrikus elektronsűrűség-, és elektronhőmérséklet profil, ami biztosítja a populációinverziót és a plazma hullámvezető tulajdonságát. Ezt a kezdeti homogén plazmát tengelyirányú elektromos térrel, a főkisülést megelőző előkisüléssel lehet biztosítani. A kapilláris kisülésű lágyröntgenlézerekben tapasztalat szerint 15–30 A csúcsáramú, 3–6  $\mu$ s szélességű előkisülés nélkülözhetetlen a lézer működéshez, ettől lényegesen eltérő paraméterek esetén a plazmaoszlop instabillá válik [64] [101], [102], [133]. Ugyan saját kísérleteinkben nem tapasztaltuk, de Afonin és munkatársai szerint, ha azonos az előkisülés és főkisülés áramiránya, akkor nincs lézerműködés, ami arra utalhat, hogy a kezdeti töltéeloszlás a plazmaoszlopban nem feltétlenül egyenletes [134].

A termonukleáris célú plazmafizikai kutatásokban is hangsúlyos a plazma külső elektromos és mágneses térrel történő stabilizálásának a szerepe [135], [136]. A mágneses stabilizálás mellett a tengelyre merőleges transzverzális elektromos tér alkalmazása is ismert módja a plazma stabilizálásának [103], [138], [139], [140], [141], [142], [143]. Kapilláris kisülés során a kapillárist körülvevő segédelektrodával létrehozható ez a transzverzális elektromos tér, ami egy ún. felületi csúszókisülést (gliding discharge) hoz létre: a radiális térben gyorsuló elektronok és ionok a szomszédos térrészben a gáz ionizációját okozzák, egy ionizációs hullám halad végig a kapillárisban. A felületi csúszókisülés alkalmazása jól ismert gázlézerekben és a z-pinch létrehozásánál is [144]. A transzverzális elektromos tér hatását az  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézerekben elsőként kutatócsoportunk vezetője, Kuhlevszkij Szergej vizsgálta [145].

A kapillárisban a radiális elektromos tér kialakulását a 7.19. ábra mutatja. A kapilláris „hideg” elektródája (3) meghosszabbítva körülöleli a kapillárist, így a trigger-elektroda (4) szerepét tölti be. Így a belső elektróda (2), illetve a kiterjedő plazma és a külső elektróda a kapilláris falával (5) és az azt körülvevő szigetelőanyaggal (1) egy elosztott paraméterű, kapacitív hálózatot alkot. Ez a szórt, dinamikusan változó  $C_d$  kapacitás kezd el töltődni a kapilláris elektródára kapcsolt  $U$  feszültségről,  $I_d \sim d(C_d U)/dt$  töltőárammal, miközben a kapillárisban egy sugárirányú ( $E_r$ ) és egy tengelyirányú ( $E_z$ ) elektromos tér alakul ki. A teljes  $\mathbf{E} = E_r \mathbf{e}_r + E_z \mathbf{e}_z$  térerősségből kezdetben a sugárirányú komponens a domináns a belső elektróda környezetében, tekintve a kapilláris hosszának ( $L$ ) és a teljes falvastagságának az

arányát ( $L/h \gg 1$ ). Az  $E_r$  térerősség maximumát (így a kapillárisra kapcsolható maximális feszültséget) természetesen a szigetelő fal, illetve rétegek átütési szilárdsága határozza meg.

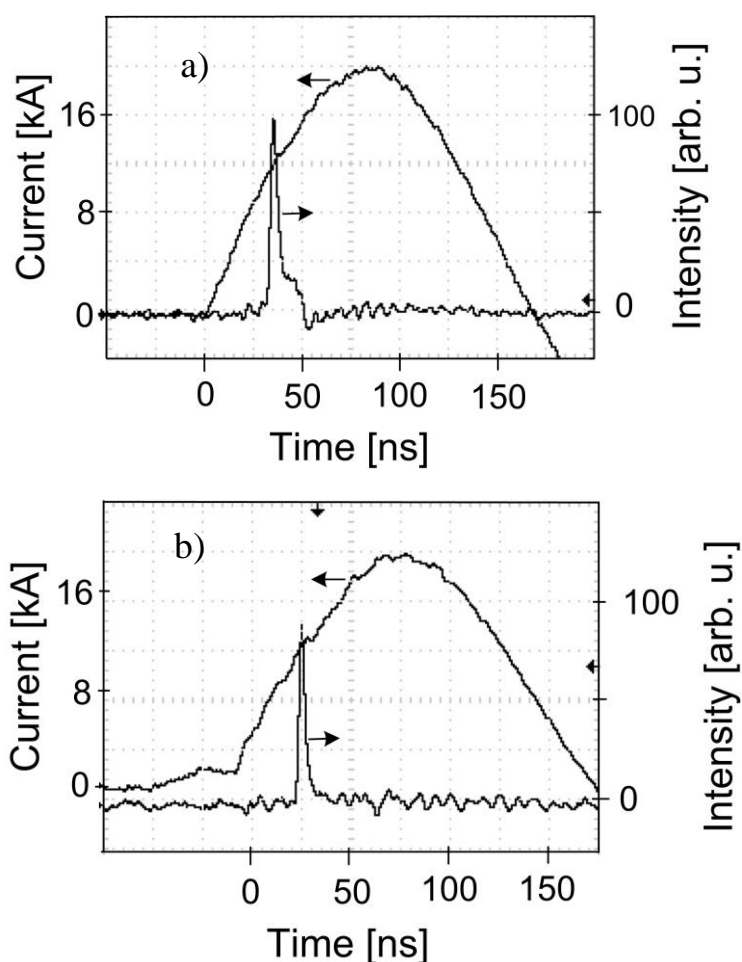


7.19. ábra A kapilláris kialakítása a csúszókisülés kialakulásához.

A lokálisan kialakuló plazmában az ott meginduló áramot a relatív alacsony lokális kapacitás korlátozza, az  $N_e$  elektronsűrűség illetve  $N_i$  ionsűrűség kicsi, de a nagy térerősség miatt magas ionizáltsági fokú ionok jönnek létre. Ez kezdetben inhomogén, instabil plazmát eredményez, de az  $E_r$ -komponens a kapilláris falának molekuláit polarizálja: a fal közelében, és a tengely mentén ellentétes előjelű töltésszlop alakul ki, a plazmaoszlop stabilizálódik, feltehetően a polarizációs töltéseknek köszönhetően. A második lépcsőben a kapilláris falánál megnövekedett töltéskoncentráció révén áttörésszerűen beindul a tengelyirányú kisülés ( $> 1$  kA), és néhány tíz eV elektronhőmérsékletre felfűti a plazmát, miközben a plazmaoszlop töltéseit polarizálja a transzverzális tér. A kialakuló tengelyirányú áram indítja be a z-pinch kialakulását, azonban az elektronokra ható mágneses erő ( $\mathbf{F} \sim \mathbf{j}_z \times \mathbf{B}_\phi$ ) ellenében fellépő elektromos erő arányos a transzverzális tér által kiszorított elektronoszlop  $N_e^{dis}$  sűrűségével:  $\sim N_e^{dis} (dE_r/dr) \delta r$ , ahol  $\delta r$  az elektronoszlop vastagsága. Ez a negatív visszacsatolás a z-pinch kialakulását lassítja, a magnetoelektromos csapdázódás növeli a plazmaoszlop stabilitását. Az MHD modellekkel ez a jelenség nem írható le, tekintve, hogy ezen modellekben kvázineutrális plazmát feltételezünk. Azonban a kezdeti, nagyon híg plazmában a transzverzális tér keltette töltésszétválasztódást, a Maxwell-egyenletek, az impulzusmegmaradás, illetve az adiabatikus folyamatok figyelembevételével készült modellt Edward és munkatársai is javasoltak [146], amely magyarázza a töltések

szétválasztódását, illetve kialakuló magnetoelektromos plazmastabilizáló hatást. A kezdeti töltésszétválasztódás a plazma felfűtésével hamar megszűnik, a plazma kvázineutrális lesz, ekkor már alkalmazhatóak az MHD modellek.

A kísérleti megvalósításban esetünkben a triggerelektroda, vagyis a kapillárist körülölelő elektróda maga a hengeres külső elektróda, illetve a víz. A szórt kapacitások és a víz átvezetése következtében a kapilláris belső elektródája a földpotenciálhoz közeli potenciálon van, így a szikraköz átütése a külső előkísülés nélkül is biztosított. A kapilláris falvastagsága 2 mm, ezt egy 8 mm vastagságú epoxigyanta burkolat, illetve egy alacsony dielektromos veszteséggel és nagy átütési szilárdsággal rendelkező, 15 mm vastagságú ZX-100 anyagú műanyagfal veszi körbe. Így az előkísülés folyadék-ellenállása nélkül, és egyéb átépítés nélkül biztosíthattam a transzverzális elektromos tér kialakulásának feltételét.

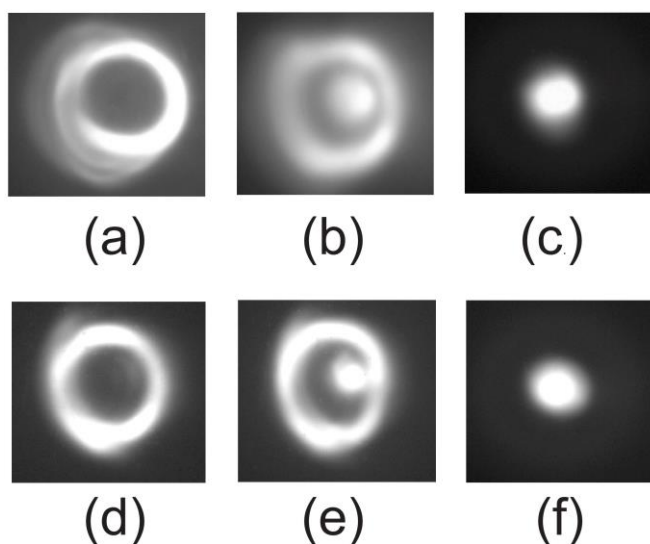


7.20. ábra A kapilláris áramának (1) és a gyors fotodióda jelének (2) oszcilloszkópos ernyőképei a) előionizáció áramkörével b) külső előionizáció nélkül.



Az általam mért áramimpulzust és a lézerműködést detektáló gyors fotodióda jelét látjuk a 7.20. ábrán, az a) esetben az eddigi előionizációs egységgel, a b) ábrán előkisülés nélkül. A főkisülés előtt az árammérő Rogowsky-hurok által detektált kis áramimpulzus nagy valószínűséggel a csúszókisülés áramát jelzi.

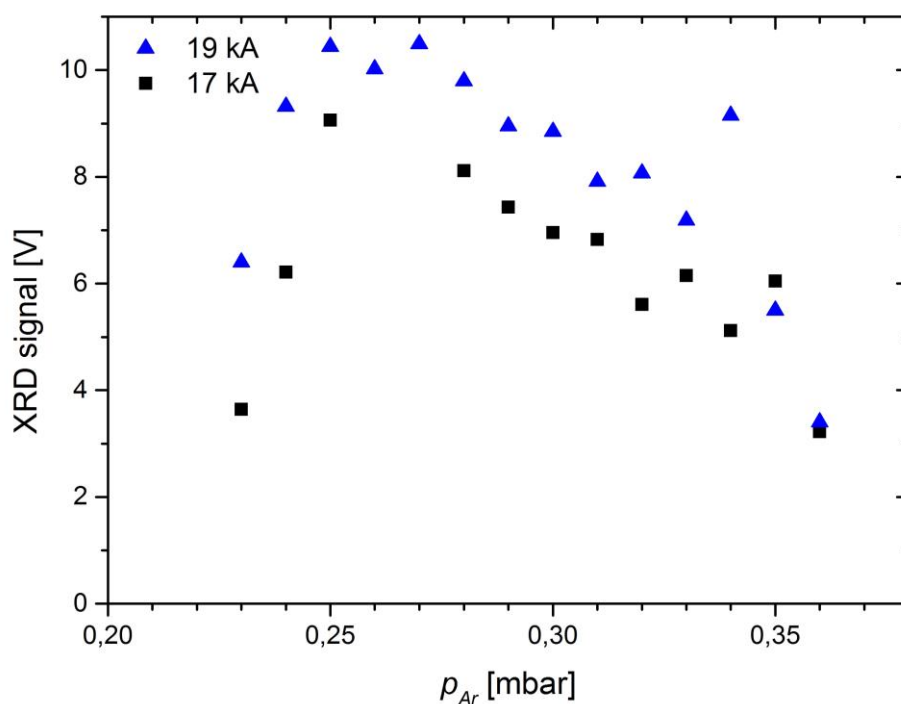
Az előkisülés nélküli működés során kezdetben magasabb Marx-generátor feszültséget, ezáltal nagyobb kapilláris csúcsáramot (19 kA) használtam, tekintve, hogy az előkisülés nélkül a gyorskisülési kör szikraközének átütése így bizonytalanabbá válik, nagyobb feszültség mellett jobban biztosítható a szikraköz átütése. A rendszer azonban a külső előkisülés mellett alkalmazott 17 kA kapilláris csúcsáram mellett is működőképes, azonban így a kisülés beindulásának időbeli bizonytalansága, vagyis a rendszer jittere növekszik, a korábbi 250 ns helyett ez az érték akár 500 ns is lehet.



7.21. ábra A nyalábkép összehasonlítása (a), (b), (c) előionizációval, (d), (e), (f) ábrák előionizáció nélkül különböző nyomáson: (a), (d) 0,35mbar; (b), (e) 0,3mbar; (c), (f) 0,25mbar.

Vizsgálataim szerint a nyalábkép változása a nyomás függvényében a külső előionizáció nélkül hasonlóan alakul az eddigiekhez (7.21. ábra a), b), c) ábrák előionizációval, d), e), f) ábrák előionizáció nélkül).

A lézerműködéshez szükséges kezdeti nyomástartomány felső határa alacsonyabb, 0,36 mbar felett csak spontán sugárzást tapasztaltam. A kezdeti argongáznyomás 0,3-0,35 mbar közötti értékénél az impulzusenergiák mintegy 15 %-kal kisebbek a gyűrű alakú nyalábok esetén. A Gauss-szerű nyaláb [f] ábra részlet] kialakulása 0,25-0,28 mbar kezdeti argongáz nyomása esetén várható, ez a tartomány viszont nem változik a külső előionizációnál mért nyomástartományhoz képest, sőt, a maximális impulzusenergia itt egybeesik a Gauss-szerű nyalábprofillal, ezt mutatja a 7.22. ábra. Az impulzusok energiájának változása nem szignifikáns, azonban a mért értékek szórása magasabb, a kimeneti energia  $9,2 \pm 1 \mu\text{J}$ , 17 kA kapilláris csúcsáram mellett.



7.22. ábra A lézerműködés nyomásfüggése különböző kapilláris csúcsáramok mellett, külső előionizációs áramkör nélkül

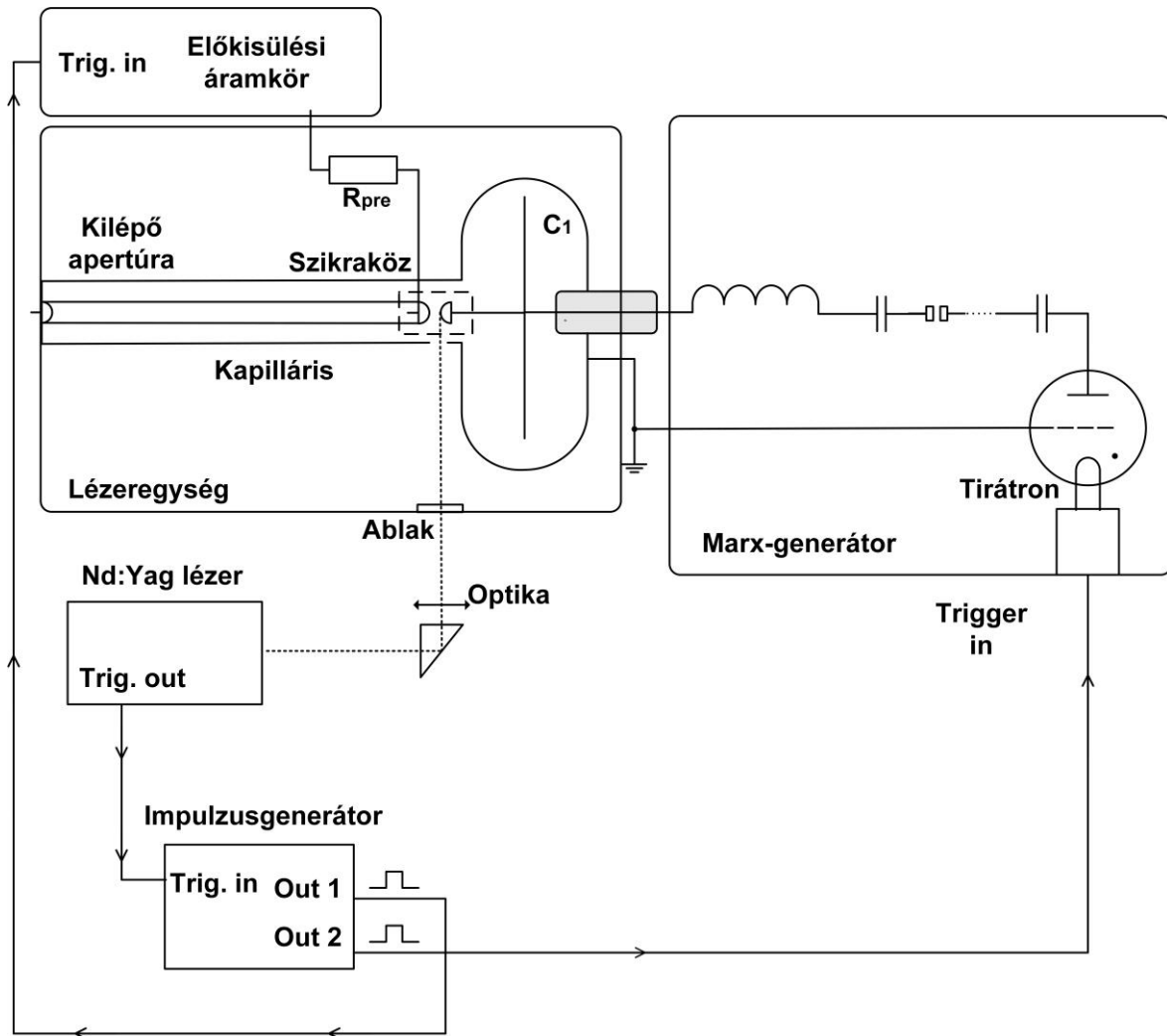
Összefoglalva elmondhatjuk, hogy az irodalomban a lézerműködéshez szükséges külső előkísülést létrehozó áramkör nélkül, valószínűsíthetően a koaxiális kiképzéssel kialakuló transzverzális elektromos térnek köszönhető magnetoelektromos folyamat járul hozzá az előkísülés önálló, a plazmát stabilizáló hatású kialakulásához. A lézer időbeli bizonytalanságát a szikraköz külső, optikai lézerral történő indításával csökkenthetjük, akár a külső előkísülés használatával, akár anélkül. A következő fejezetben az ezzel kapcsolatos eredményeimet mutatom be.

#### 7.4. Optikai lézeres triggerelés

A dolgozatomban leírt kapilláris kisüléssel gerjesztett lágyröntgenlézerben az előkisülés áramkörét és Marx-generátort egymással természetesen szinkronizálni kell. A két folyamatot közös impulzusgenerátor egymáshoz képest időzített kimeneti jele indítja. Az előkisülés saját késési ideje  $1,9 \mu\text{s}$ . Az előkisülés indítását követően,  $1,2 \mu\text{s}$  késleltetéssel indítottam a Marx-generátort, amelynek saját,  $1,1 \mu\text{s}$  késési idejével később kezdődik a C-C áttöltés folyamata, majd újabb  $0,8\text{-}0,9 \mu\text{s}$  elteltével a vízben elhelyezett szikraköz átütése, egyúttal a kapillárisban a főkisülés. Ehhez a szikraköz távolságát a 7.1 fejezetben írtaknak megfelelően az áttöltődés feszültségmaximumához tartozó értékre kell állítanunk. A fenti késleltetési idővel  $3,4 \mu\text{s}$  szélességű előkisülés impulzusának kezdetétől számított  $1,2\text{-}1,3 \mu\text{s}$  elteltével indul meg a kapilláris kisülés, és annak kezdetétől  $35\text{-}40 \text{ ns}$ -mal később jelenik meg a lézerimpulzus. A rendszerben a gyors kisülési kör szikraközének átütése jelenti a legnagyobb időbeli bizonytalanságot: az előkisülést indító impulzust követően  $3,2 \mu\text{s}$ -mal,  $\pm 250 \text{ ns}$  jitter mellett jelenik meg. Külső előionizáció nélkül a jitter  $\pm 500 \text{ ns}$  értékűre növekszik. Felmerült, hogy a szikraköz külső, lézeres indításával ezt az értéket csökkentjük, bővítve ezzel a lézer alkalmazhatóságának a körét.

Az irodalomban leírt ilyen lézerekben csak az olaszországi elrendezésben használtak a kapillárisba való energiabecsatoláshoz vízalapú szikraközt, a többi csoport gázalapú rendszert használ. Közös jellemzőjük még, hogy a szikraközök indítása nem szinkronizált. A lézeres indítású szikraközök alkalmazása a nagyfeszültségű impulzustechnikában napjainkra már általánossá vált [147], [148]. A vízalapú szikraközök lézeres indítása is jól ismert, nagyenergiájú gyorsítókban alkalmazott megoldás [149]. A kapilláris lézerben történő külső optikai lézeres indítás alkalmazását nem csak az időbeli stabilitás, illetve szinkronizálhatóság indokolja. Ez a megoldás a szikraközök beállítása szempontjából is előnyösebb: az elektródák elhasználódásával a rendszer fokozatosan kívül kerül az elektromos gerjesztőrendszer optimális működési tartományán, folyamatos utánállítás válik szükségessé, néhány ezer lövést követően. Így viszont nagyobb szikraköztávolsággal az optimális működés a kopás ellenére is biztosítható, hiszen az átütést küszöbszerűen az indító lézerimpulzus határozza meg, nem a távolság. További előny, hogy a lézeres indítással garantálható, hogy a kisülés mindig bekövetkezzen. Így a rendszerben nem következhetnek be káros, esetleg emberéletet is veszélyeztethető elektromos átütések. Ezt a fejlesztésünket az US 8,792,522 B2 lajstromszámú szabadalomként fogadták be.

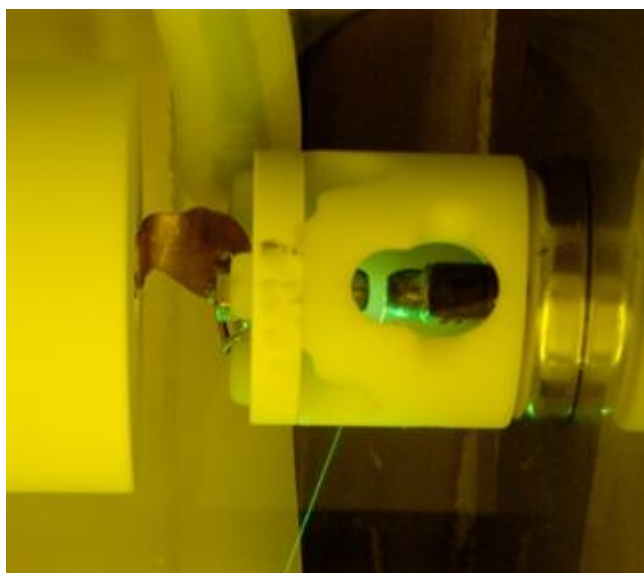
A külső lézeres indítást egy frekvenciakétszerezett, 532 nm hullámhosszú, 60 mJ impulzusenergiájú Nd:YAG lézerrel (Brilliant) valósítottam meg a 7.23. ábrán látható elrendezésben.



7.23. ábra Külső optikai lézeres triggerelés elrendezési vázlata kapillaris kisülésű  $Ar^{8+}$  lézerben.

A rendszer a Nd:Yag lézer saját belső triggerjelről vagy egy külső triggerjelről indítható, amely vezérli a lézer villanólampáját, illetve az aktív Q-kapcsolót. A villanólámpa begyújtásakor a lézer által szolgáltatott indítójel vezérli az impulzusgenerátort, amelyben a belső időalap helyett az Nd:Yag lézer saját késleltetési idejéhez állítottam az előkisülési áramkör indítását, majd ezt követően 1,2  $\mu$ s-mal később kap indítójelet a Marx-generator. A Marx-generator indításával megindul a C-C áttöltés. A lézer 532 nm hullámhosszú fénye a berendezés dobozán készült üvegablakon és a hullámvezető rendszer nyílásán keresztül közvetlenül a szikraközbe fókuszálódik a 100 cm fókusztávolságú lencsén keresztül. Az

áttöltődés ideje jól meghatározott, így az impulzusgenerátor késleltetési idejét az indítójelhez képest az áttöltőáram figyelésével állítottam be úgy, hogy a Nd:YAG-lézer az optimális, maximális energiájú állapotban a szikraközben az ionok számának feldúsulását, a vízben egy plazmacsatorna kialakulását idézze elő, így megtörténjen a szikraköz átütése, egyúttal a kapillárisban a kisülés megindulása. Az áttöltődési idő 870 ns értékű volt. A lézer 60-70 mJ energiája éppen elegendő volt a szikraköz indításához (7.24. ábra).



7.24. ábra A lézerrel indított szikraköz.

Ezzel a módszerrel a két elektróda között, a vízben keltett ioncsatorna esetén, a rendszert indító elektromos impulzushoz képest a jittert  $\pm 10$  ns értékűnek mértem. Az ioncsatorna termikus ionizáció révén jön létre 532 nm-en. Jelenleg excimer lézeres indításra térünk át, 248 nm-en fotokémiai ionizációtól stabilabb működés várható.

## 8. Összefoglalás

Közel 10 éves munkával – a 3-5 fős csoportunk munkájának eredményeként – elkészült egy asztali méretű, kapilláris kisüléssel gerjesztett, 45 cm hosszúságú  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapillárisal működő  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer és annak diagnosztikai rendszere.

A kapilláris kisüléshez szükséges gyors áramfelfutás eléréséhez a kapilláris kisülési körét koaxiális elrendezésben, a legkisebb induktivitás mellett építettük meg. A gyors kisülési kör energiatároló kondenzátorát és a kapilláris kisülést indító szikraközt vízben helyeztük el, külső lézerrel szinkronizáltuk, ezzel biztosítottuk a viszonylag kis méreteket, a megfelelő stabilitást és megbízhatóságot.

A kutatás során optimalizáltam a Marx-generátor és a gyors kisülési kör közötti energiaátadást, hogy a lehető legkisebb feszültségek mellett a legnagyobb kapilláris csúcsáramot érjem el. Az üzemi feszültség 194 kV, amivel a kapilláris áramának csúcserője 17 kA, valamint a, a főkisülés áramának félperiódus-ideje 165-175 ns. Kísérleteimben a kezdeti homogén plazmaoszlop előállítására 40 kV csúcspotenzív, 3,4  $\mu\text{s}$  szélességű előkisülést biztosítottam egy külső áramkörrel. Ezzel a beállítással a lézertől a pozicionálható apertúrán  $9 \pm 0,5 \mu\text{J}$  impulzusenergiájú impulzus lép ki 46,9 nm-es hullámhosszon, 1,8 ns impulzus-félérték szélesség mellett. A lézerműködés nyomástartománya 17 kA kapilláris csúcsáram mellett az argongáz nyomásának 0,22-0,4 mbar közötti értékénél van, a maximális impulzus-amplitúdót pedig 0,27-0,32 mbar értékek között kaptam. Eredményeim azt mutatják, hogy a mások által megvalósított kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lézerek jellegzetes, a z-pinch összehúzódásból fakadó gyűrű alakú nyalábképét és a mintegy 4 mrad értékű divergenciát 0,29-0,4 mbar közötti nyomásértékeknél kaptam, de a nyomás további csökkentésével a gyűrű Gauss-szerű nyalábbá zsugorodik össze, így 0,2-0,27 mbar nyomástartományon kedvezőbb, 0,8 mrad divergenciát értem el. A lézer 1 Hz ismétlődési frekvenciával működik, és egy kapillárisal több mint  $10^5$  lövésre képes.

Az eddigi tapasztalatokkal szemben a lézer előkisülést biztosító áramkör nélkül is működőképes, ami a lézer méreteinek további csökkentéséhez, felépítésének további egyszerűsödéséhez vezetett. A lézerműködéshez szükséges kezdeti nyomástartomány felső határa ebben az esetben alacsonyabb, 0,36 mbar felett csak spontán sugárzás volt tapasztalható. A kezdeti argongáznyomás 0,3-0,35 mbar közötti értékénél az impulzusenergiák mintegy 15 %-kal kisebbek a gyűrű alakú nyalábok esetén. A Gauss-szerű nyaláb kialakulása 0,25-0,28 mbar kezdeti argongáz nyomása esetén várható. Ez a tartomány

viszont nem változik a külső előionizációnál mért nyomástartományhoz képest, sőt a maximális impulzusenergia itt egybeesik a legjobb, Gauss-szerű nyalábprofillal.

A megépített rendszer időbeli bizonytalansága a főkisülés áramához képest kicsi, 1 ns körüli, de a főkisülés megindulása a Marx-generátor indító jeléhez képest jelentős,  $\pm 250$  ns jitterrel következik be. Külső előionizáció nélkül a jitter  $\pm 500$  ns értékűre növekszik. Az időbeli bizonytalanság csökkentésére a rendszerben a gyors kisülési kör szikraközét egy frekvenciakétszerezett, 532 nm hullámhosszú, 60 mJ impulzusenergiájú Nd:YAG lézerrel indítottam. Így a rendszer időbeli bizonytalansága  $\pm 10$  ns értékűre javult.

Összegezve, a fentiek alapján kijelentem, hogy az 5. fejezetben megfogalmazott célok mindegyikét sikerült elérnem.

## 8.1. Tézispontok

1. Megadtam a kapilláris kisüléssel gerjesztett, Marx-generátort és gyors kisülési kört tartalmazó  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer elektromos gerjesztőrendszerének egy koncentrált paraméterű modelljét, valamint meghatároztam a megvalósított lézerben a modellt alkotó elektromos ellenállások, kapacitások és induktivitások értékeit. A modell segítségével meghatároztam az elektromos gerjesztőrendszer káros átütésektől mentes, adott feszültség esetén a lehető legnagyobb kapilláris csúcsáram – és így a legnagyobb áramfelfutási sebesség – eléréséhez a kapilláris kisülési körének kapacitását, az áttöltéshez szükséges induktivitást és a kapilláris kisülési kör szikraközének beállítási módszerét [S1].
2. Kidolgoztam egy zárt, koaxiális kialakítású kisülési körrel és a 45 cm hosszúságú kapilláris felépített  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézert, amely a felépítésében, megvalósításában egyszerűsítést jelent a korábbi konstrukciókhoz képest. Ezzel a konstrukcióval meghatároztam a szükséges kezdeti argongáz-nyomástartományt, ahol a lézerműködés kialakul. Meghatároztam a fejlesztett rendszerben a kezdeti nyomás és a kapilláris csúcsáram függvényében a lézer impulzusenergiájának és divergenciájának változását [S1], [S3].
3. Az általam meghatározott beállítási paraméterekkel sikerült Gauss-szerű,  $10 \mu\text{J}$  kimeneti impulzusenergiájú,  $0,8$  mrad divergenciájú lézernyalábot előállítanom. Az

irodalomban ennél nagyobb impulzusenergiáról csak gyűrű alakú, 4-7 mrad divergenciájú, vagy gyűrű és középső, 0,5-1 mrad divergenciájú Gauss-szerű nyaláb együttes kialakulása mellett számoltak be [S1], [S3].

4. Optimalizáltam a maximális energia és a térbeli koherencia eléréséhez szükséges paramétereket. A maximális időintegrált kimeneti impulzusenergia, illetve a legkisebb divergenciájú nyaláb eléréséhez szükséges kezdeti argongáznyomás nem azonos. A maximális impulzusenergiához szükséges gáznyomásnál 0,1-0,3 mbar értékkel kisebb nyomás esetén érhető el a legkedvezőbb nyalábkép [S1].
5. Kísérletileg alátámasztottam, hogy a kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer megvalósítható külső előkisülést biztosító áramkör nélkül. A kísérlet megerősíti azt a feltételezést, hogy a kapillárisban – az általam tervezett és megvalósított koaxiális tápvonal hatása révén – transzverzális elektromos tér is kialakul, ami a kapillárisban ún. csúszókisülést hoz létre, és hozzájárul a stabil plazmaoszlop, így a z-pinch kialakulásához [S2], [S3].
6. A kapilláris kisüléssel gerjesztett  $\text{Ar}^{8+}$  lágyröntgenlézer 1,8 ns széles impulzusának szinkronizálhatósága érdekében a kapilláris kisülés vízben elhelyezett szikraközét külső, optikai lézerrel indítottam. Ezzel a lézerimpulzusok megjelenésének időbeli bizonytalansága és az energiájának lövésről-lövésre vett stabilitása lényegesen javult. Megmutattam, hogy ezzel a felépítéssel a külső, rendszert indító elektromos impulzushoz képest a kimeneti impulzus időbeli bizonytalansága kisebb, mint 10 ns [S4].



## 9. Köszönetnyilvánítás

Az elmúlt időszakra visszatekintve gyakran felmerült bennem a kérdés: miért is volt hosszú években mérhető az az út, amíg a világ tudásának eme apró cseppecskéit fel tudtuk mutatni. Érdeemes és értékes volt-e az eddigi munkánk? Dolgozatom írásakor azonban felidéződtek azok az útvesztők, a számtalan, elsőre lényegtelennek látszó műszaki és fizikai probléma, amelyeknek jelentősége jelen munkában talán nem is mindig érzékelhetőek valódi súlyukkal. Észrevétlenül tanultam, tanulhattam nemcsak a kísérleti kutatómunkát, és egy komplex rendszer fejlesztésének módját, hanem gondolkodást, felfedezést, közös munkát. Mindez nem történhetett volna meg a csapat nélkül, amelynek munkája nélkül ezek az eredmények nem születhettek volna meg. Nekik ezúton is szeretnék köszönetet mondani, név szerint témavezetőmnek, Dr. Kuhlevszkij Szergejnek, aki lehetővé tette, hogy a kutatócsoport tagja legyek. Köszönet Dr. Sánta Imre „atyai” mentoromnak, aki a kísérleti munka tervezési folyamataiban és dolgozatom megírásában is nélkülözhetetlen segítséget nyújtott, és Kiss Mátyás hallgatónak, akivel a fejlesztésben a kezdetek óta eredményesen együtt dolgoztunk. Köszönet a kutatócsoportunk azon tagjainak is, akik egy-egy részfeladatban nyújtottak nélkülözhetetlen segítséget: Dr. Almási Gábornak, Dr. Szatmári Sándornak, Kaposvári Ferencnek, Mérő Andrásnak, Dr. Ollmann Zoltánnak, Told Rolandnak, és csapatunk legújabb tagjának, Sapolov Anatolij hallgatónak.

Hálával tartozom továbbá Dr. Mechler Mátyásnak és Dr. Szász Krisztiánnak a dolgozat megírásához nyújtott hasznos tanácsaikért, és családomnak minden lelki támogatásukért.

## 10. Saját publikációk

### Az eljárás témakörében készült publikációk:

#### *Folyóiratcikkek:*

- [S1] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S. V. Kukhlevsky  
Critical parameters of the pumping scheme of Ar<sup>+8</sup> lasers excited by z pinches in long capillaries  
*CONTRIBUTIONS TO PLASMA PHYSICS* 52:(9) pp. 770-775. (2012)
- [S2] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S. V. Kukhlevsky  
Magnetoelectric Confinement and Stabilization of Z Pinch in a Soft-x-Ray Ar<sup>+8</sup> Laser  
*PHYSICAL REVIEW LETTERS* 110:(18) Paper 183902. 4 p. (2013)

#### *Könyvfejezet:*

- [S3] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S. V. Kukhlevsky  
Table-Top Soft X-ray Ar<sup>+8</sup> Lasers Excited By Capillary z-pinches  
In: Bleiner D, Costello J, Dortan F, O'Sullivan G, Pina L, Michette A (szerk.)  
Short Wavelength Laboratory Sources: Principles and Practices. London: The Royal Society of Chemistry, 2015. pp. 85-101. (ISBN:978-1-84973-456-1)

#### *Szabadalom:*

- [S4] Almasi G., Kiss M., Kuhlevszkij Sz., Santa I., Szatmari S., Szasz J.  
Method and apparatus for synchronized starting of soft X-ray laser  
Lajstromszám: US 8,792,522 B2 Benyújtás éve: 2011. Közzététel éve: 2014  
Benyújtás helye: Amerikai Egyesült Államok  
Oltalmi formák /USA szabadalom /Tudományos

#### *Konferenciaközlemények:*

Szász János, Kiss Mátyás, Kuhlevszkij Szergej, Sánta Imre, Szatmári Sándor  
Magnetoelektromos z-pinch stabilizálás kapilláris kisüléssel gerjesztett Ar<sup>+8</sup> lágyröntgenlézerben.  
In: Kvantumelektronika 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2014.11.28p. P17.

Szasz J., Kiss M., Santa I., Szatmari S., Kuhlevszkij Sz.

A lézerparaméterek vizsgálata z-pinch gerjesztésű  $\text{Ar}^{+8}$  lágyröntgen-lézerben

In: Ádám Péter, Mechler Mátyás Illés (szerk.) "Új fények a fizikában": Fizikus vándorgyűlés. 99 p. Konferencia helye, ideje: Pécs, Magyarország,

2010.08.24 -2010.08.27. Budapest: Eötvös Loránd Fizikai Társulat, pp. 24-27

J. Szász, G. Almási, M. Kiss, Sz. Kuhlevszkij, A. Mérő, I. Sánta, S. Szatmári, R. Told

Kapilláris kisülés elektromos paramétereinek optimalizálása z-pinch gerjesztésű  $\text{Ar}^{+8}$

lágyröntgenlézerben In: Ádám P., Kiss T., Varró S. (szerk.) Kvantumelektronika 2008:

VI.szimpozium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Konferencia helye,

ideje: Budapest, Magyarország, 2008.10.17 Budapest: MTA SZFKI, 2008. Paper

P-56. (ISBN:978-963-06-5922-2)

J. Szász, M. Kiss, G. Almási, J. Hebling, I. Sánta, S. Szatmári, Sz. Kuhlevszkij

A lézerműködés és a plazmaparaméterek kísérleti és elméleti vizsgálata z-pinch gerjesztésű  $\text{Ar}^{+8}$  lágyröntgenlézerben

In: Ádám P., Kiss T., Varró S (szerk.)

Kvantumelektronika 2008: VI.szimpozium a hazai kvantumelektronikai kutatások

eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2008.10.17

Budapest: MTA SZFKI, 2008. Paper P-57. (ISBN:978-963-06-5922-2)

S. V. Kukhlevsky, J. Szász, M. Kiss, G. Almási, J. Hebling, I. Sánta

Experimental and Theoretical Studies of Lasing and Plasma Processes in a Soft X-Ray  $\text{Ar}^{+8}$  Laser Excited by Capillary Z-Pinches

Konferencia helye, ideje: Siófok, Magyarország, 2008.09.13-2008.09.18.

2008. International conference. Advanced Laser Technologies 2008 (ALT9'08)

S. V. Kukhlevsky, J. Szász, M. Kiss, G. Almási, J. Hebling, I. Sánta, S. Szatmári

Experimental and Theoretical Studies of Lasing and Plasma Processes in a Soft X-Ray  $\text{Ar}^{+8}$  Laser Excited by Capillary Z-Pinches

In: Proceedings of Advanced Laser Technology '08 Conference. Konferencia helye, ideje:

Siófok, Magyarország, 2008.09.13 -2008.09.16. p.

S. V. Kukhlevsky, J. Szász, M. Kiss, G. Almási, J. Hebling, I. Sánta, S. Szatmári  
Lasing and Plasma Processes in a Soft X-Ray Ar<sup>8+</sup> Laser Excited by Capillary Z-Pinches  
In: The 7th International Conference on Dense Z-pinches 18th - 21st August 2008  
Alexandria. Konferencia helye, ideje: Alexandria, Amerikai Egyesült Államok,  
2008.08.18 -2008.08.21. pp. 1-7.

S. V. Kukhlevsky, J. Szász, G. Almási, J. Hebling, I. Sánta, S. Szatmári  
Soft-x-ray Ar<sup>8+</sup> lasers by non-ablative slow Z-pinches in 0.5-m capillaries: Experiment and  
theory  
In: 23rd Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases:  
Experiment and theory. Konferencia helye, ideje: Kopaonik, Szerbia és Montenegró,  
2006.08.28 -2006.09.01. p. 1.

**Az eljárás témakörén kívül készült publikációk:**

***Konferenciaközlemények:***

Kiss Mátyás, Szász János, Sapolov Anatolij, Sánta Imre, Kuhlevszkij Szergej  
A Z-PINCH HULLÁMVEZETŐ PLAZMA VIZSGÁLATA  
In: Kvantumelektronika 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások  
eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2014.11.28p. P10.

Sapolov Anatolij, Kiss Mátyás, Szász János, Sánta Imre, Kuhlevszkij Szergej  
3-ELEKTRÓDÁS LÁGY-RÖNTGEN LÉZER TERVEZÉSE ÉS KIVITELEZÉSE,  
VALAMINT AZ AKTÍV KÖZEG ELMÉLETI VIZSGÁLATA  
In: Kvantumelektronika 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások  
eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2014.11.28p. P16.

M. Kiss, J. Szász, I. Santa, S. V. Kukhlevsky  
MHD modeling of long plasma waveguides generated by capillary z-pinch in hydrogen  
In: Proceedings, Optoelectronics, Photonics & Applied Physics, Global Science &  
Technology Forum. Konferencia helye, ideje: Singapore, Szingapúr,  
2013.02.04 -2013.02.05. Singapore: p. &. 10.5176/2301-3516\_OPAP13.51

M. Kiss, J. Szasz, I. Santa, S. V. Kukhlevsky

Generation of a long plasma-based waveguide by capillary Z-pinch for acceleration of electrons: Theory and experiment

In: Pulsed Power and Plasma Science 2013. Konferencia helye, ideje: San Diego; New York; London, Amerikai Egyesült Államok, 2013.06.16 -2013.06.21. San Francisco: IEEE, p. 73. 1 p.

M. Kiss, J. Szasz, I. Santa, S. V. Kukhlevsky

Development of long plasma-based waveguides for acceleration of electrons

Conference on High Intensity Laser and Attosecond Science in Israel, Tel-Aviv, 2012. december 3-5. (2012)

M. Kiss, J. Szasz, I. Santa, S. V. Kukhlevsky

Plasma-based Waveguide for Acceleration of Electrons: Experiment and Theory

In: Channelling 2012. Konferencia helye, ideje: Alghero, Olaszország, 2012.09.23 -2012.09.28. Alghero: p. 177. 1 p.

**Oktatási anyag:**

Buzády Andrea, Erostyák János, Szász J

Fizikai mérések a biológiában. Laboratóriumi gyakorlatok. Egyetemi jegyzet

HEFOP-3.3.1-P-2004-06-0016/1.0. PTE, Pécs (2006)

## 11. Summary

Coherent soft X-ray sources with wavelengths in the range  $\lambda \approx 0.1\text{--}50$  nm are required in many areas of science and technology. Synchrotrons, free-electron lasers, laser-induced plasmas and high-harmonic generators are examples of effective soft X-ray sources [5], [8], [13], [132], but such sources are usually very expensive and complex. Hence many small laboratories, universities and institutes are interested in more practical, simpler, compact (table-top) and inexpensive sources of soft X-rays. One of the most practical soft X-ray lasers is currently considered to be the  $\text{Ar}^{8+}$  laser excited by a capillary discharge z-pinch [4], [10], [64], [98], [105], [106], [107], [126], [133], [134].

Z-pinch discharges, which previously have been investigated mainly as drivers for thermonuclear fusion, are used in  $\text{Ar}^{8+}$  lasers for generation and excitation of the hot (temperature  $T_e \sim 0.1$  keV) and dense ( $N_e > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) argon plasma as the active laser medium. In this laser pumping scheme a hot and highly ionized plasma active medium with a diameter of about 50  $\mu\text{m}$  is produced by high-current electric pulses with short rise times (a few tens of nanoseconds) flowing axially through a capillary channel filled with low pressure argon. The plasma temperature and density increase through fast radial compression of the plasma column by the magnetic field created by the current itself. The lasing takes place in the 46.9 nm line of  $2p^53p$  ( $J = 0$ ) –  $2p^53s$  ( $J = 1$ ) transition of neon-like argon ( $\text{Ar}^{8+}$ ) through collisional excitation of the ion by hot electrons. Recently considerable effort has been devoted to reducing the laser size from laboratory to table top. In the laboratory-size laser, a capillary z-pinch with a peak current  $I \sim 40$  kA is produced by a water capacitor with  $C \sim 5$  nF that is charged to a high voltage of up to about 150 kV by a pulsed Marx generator [10]. The output pulse energy of such a laser is up to about 1 mJ. Table-top lasers have been developed by using low-inductance coaxial discharge configurations that decrease the voltage and current necessary for the laser excitation [4]. In order to achieve this, a water or ceramic capacitor is charged to a relatively low voltage (150–300 kV) by a Marx-generator or a simple single-stage power unit providing the peak current (12–20 kA) required for saturated laser operation. Laser amplification in the most compact and effective  $\text{Ar}^{8+}$  laser was obtained in a 2 cm long aluminium oxide ceramic capillary with inside diameter 3.2 mm filled with pre-ionized argon at a pressure of about 0.9 mbar [65]. Laser pulses with energy around 1  $\mu\text{J}$  were generated at repetition rates of up to 12 Hz. The laser beam profile typically had an annular shape with an angular divergence of about 7 mrad.

The present thesis concentrates on research and development of a practical, table-top  $\text{Ar}^{8+}$  laser excited by relatively low current ( $< 22$  kA) and voltage ( $< 200$  kV) capillary z-pinch discharges. In accordance with previous studies, the main motivation in the research and development of table-top  $\text{Ar}^{8+}$  lasers is the reduction of the overall size from laboratory to table top. Other important motivations include the peculiarities of the physics of capillary  $\text{Ar}^{8+}$  lasers in the different operation regimes. Laboratory size lasers excited by capillary z-pinches with a peak current of around 40 kA using a high voltage of about 600 kV can produce laser pulses with high energy, up to  $\sim 1$  mJ, but with low beam quality. The beam profiles are typically annular with divergences of around 7 mrad and low transverse coherence. Most laser applications require a transversally coherent beam with a Gaussian intensity distribution and angular divergence less than about 1 mrad. Laser beams with such parameters can be obtained by using small apertures, but the energy of the laser pulse will be low. The energy of such a coherent, low-divergence beam would be  $\sim 10$   $\mu\text{J}$ . A laser beam with such parameters could be obtained directly by using a relatively low voltage (150-200 kV) and peak current (14-22 kA).

In my work a transversally coherent beam with a Gaussian intensity distribution, angular divergence less than about 1 mrad and energy  $\sim 10$   $\mu\text{J}$  was generated using a long (45 cm) capillary;  $\text{Ar}^{8+}$  lasers are usually excited by z-pinch discharges in short ( $\approx 20$  cm) capillaries. The longer plasma column provides a gain-length product  $G \cdot l$  of about 16, as required for saturated laser operation, at a relatively low gain of  $G \approx 0.3$   $\text{cm}^{-1}$ . Such a low gain can be produced at relatively low plasma temperature and density using a low voltage and current. For comparison,  $\text{Ar}^{8+}$  lasers excited by capillary z-pinches in short (21 cm) capillaries by using a peak current of 22 kA and a voltage of 100 kV are saturated at high gains,  $G \approx 0.7$   $\text{cm}^{-1}$  [65]. Such gains require high plasma temperature and density, meaning high voltage and current. The refraction of amplified radiation by radial electron density gradients in the high density column of radius  $R_{pl} \approx 0.15$  mm results in the high divergence ( $\approx 7$  mrad) and annular profile of the laser beam. The advantage of the low-density long plasma column is the potential decrease of beam divergence and increased transverse coherence. Indeed, the use of a long ( $L \approx 0.5$  m) plasma column of radius  $R_{pl} \approx 0.25$  mm with low electron density and radial gradients would provide almost refraction-free laser operation in the super-fluorescent mirror-less mode, where the beam angular divergence  $\varphi$  ( $\varphi \sim R_{pl}/L \approx 0.5$  mrad) is determined by the radius  $R_{pl}$  and length  $L$  of the plasma column rather than by the refraction of amplified rays [98].

It is generally accepted that the operation of Ar<sup>8+</sup> lasers requires the use of an external low-current circuit to provide pre-ionization of the argon gas before the main excitation current of about 20 kA. The crucial role of the pre-ionization current, of  $\approx 20$  A and duration  $\approx 5 \mu\text{s}$  generated by the external circuit, has been demonstrated previously [4], [10], [64], [98], [105], [106], [107], [126]. The present thesis demonstrates Ar<sup>8+</sup> laser operation without using any external low-current pre-ionization circuit. Instead, the pre-ionization of the argon gas was provided by automatic pre-ionization via the so-called gliding discharge on the internal surface of the capillary driven by the main excitation circuit [145]. Such a technique considerably simplifies the laser device; the use of the relatively low voltage (200 kV) of the main excitation pulse. The reduction of the voltage and current of the main excitation pulse also reduced the ablation of the electrodes and capillary walls increasing their lifetimes [102], [131].

### **Aims and Methods**

The main aim of the experiments was to reduce the size of Ar<sup>8+</sup> lasers from laboratory size to table top. The experiments concentrated on research and development of practical table-top Ar<sup>8+</sup> lasers excited by relatively low current ( $< 22$  kA) and voltage ( $< 200$  kV) capillary z-pinch discharges. The technical realization of the laser was based on the use of a long ( $l \approx 0.5\text{m}$ ) capillary. The MHD codes showed that the long plasma column would provide the gain-length product  $Gl \approx 16$ , as required for saturated laser operation, at a relatively low gain,  $G \approx 0.3\text{cm}^{-1}$ . Such a low gain could be produced at relatively low plasma temperature and density, with correspondingly low voltage and current. The advantage of a low density, long plasma column is the possibility to decrease the laser beam divergence thereby increasing the transverse coherence of the beam.

Another experimental aim was to demonstrate laser operation without using any external low current pre-ionization circuit. The role of the circuit that generated the pre-ionization current with amplitude about 20 A and duration about  $3.4 \mu\text{s}$  has been stated to be crucial in previous studies [64], [65], [93], [123]. For the circuit-less operation, the argon gas was automatically pre-ionized by a so-called gliding discharge on the internal surface of the capillary driven by the main excitation circuit. Such a technique considerably simplifies the laser device.



## Experimental Arrangement and Diagnostics

In our experiments the laser active medium was generated by discharging a 5.9 nF water dielectric capacitor, initially charged to high voltage by a custom built six stage Marx voltage ( $U \approx 200$  kV) through a low inductance circuit which contained a water insulated spark gap and the capillary channel. The energy stored by the discharge capacitor was about 0.2 kJ. The lasing was obtained in an aluminum oxide ceramic capillary of length 0.45 m. The excitation current pulse, monitored by a custom built Rogowsky coil, had a peak value of 14–22 kA and half cycle duration of about 165–175 ns. In laser schemes using an external low current pre-ionization circuit the main discharge pulse is preceded by a 3.4  $\mu$ s long current pulse with amplitude of about 20 A, which pre-ionizes the argon and assures uniform initial conditions for the z-pinch plasma compression. The lasing is obtained using 3.1 mm diameter  $\text{Al}_2\text{O}_3$  capillary channels, filled with continuously flowing argon gas at a pressure in the region of 0.2–0.4 mbar.

The electrical discharges in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  capillaries are characterized by low wall material ablation, which is important for uniform compression and efficient heating of the plasma in the capillary z-pinch. The spectra were recorded on a Jobin–Yvon spectrometer coupled directly on a phosphor film. The system was also used to analyze the spatial intensity distribution of the laser beam. The output energy and time characteristics of the laser pulse were measured by a vacuum photodiode (XRD) and a calibrated photodiode (SXUV-100Al). To attenuate the laser intensity radiation several aluminium foils with calibrated thicknesses were used. A 350 MHz digital oscilloscope monitored the signal from the photodiode. The far-field intensity distributions of the laser pulses were recorded by a two dimensional imaging detector consisting of a phosphor film coupled to a CCD camera. In the saturation detection regime the phosphor detector was screened by aluminium foils.

### New scientific achievements (Thesis points)

1. I modeled the electrical pumping with concentrated parameters for the capillary discharge  $\text{Ar}^{8+}$  soft X-ray laser, containing Marx generator and the fast discharge transmission line. I determined the values of each electrical components (resistors, capacitors and inductances) that make up the model of the pumping scheme for the built laser. By using this model, I determined the maximum peak current for a given voltage setting (free of electric breakdowns) in the pumping scheme to achieve the

lowest rise time for the current pulse related to the capacitance of the capillary discharge loop, the inductance necessary for C-C charge transfer, and a method to adjust the spark gap in the fast discharge loop [S1].

2. I developed an enclosed coaxial discharge loop and the output of a 45 cm long capillary, a small form factor, capillary discharge Ar<sup>8+</sup> soft X-ray laser system. This build implementation constitutes simplicity compared to the previously constructed systems. In this completed construct, I determined the argon gas pressure-region, where lasing is achieved. For the developed system. I determined the change of the pulse energy and the divergence of the laser in the function of the capillary peak and the initial gas pressure. [S1], [S3].
3. I defined the parameter settings that result in Gaussian-like, 10 μJ output pulse energy and 0.8 mrad divergence laser beam without outer ring shaped beam. Although publications reporting higher pulse energy values are available in the literature they refer to ring shaped beams with 4-7 mrad divergence, or they describe the coexistence of a central Gaussian-like beam with 0.5-1 mrad divergence and a surrounding ring. [S1], [S3].
4. I determined the specific parameters for obtaining maximum energy and spatial coherence. The initial argon gas pressure for maximal cumulated output pulse energy and for the lowest possible beam divergence is not the same. For maximum pulse energy the necessary gas pressure is 0.1-0.3 mbar higher than the pressure where the beam profile is favorable [S1].
5. I confirmed experimentally that the capillary discharge Ar<sup>8+</sup> soft X-ray laser system can be made without an external preionization unit. My experiments confirm the concept that, owing to the effect of the coaxial line designed and realized by me, a transverse electric field is formed in the capillary that creates a „gliding discharge” and contributes to the stabilization of the plasma column, to the Z-pinch formation. [S2], [S3].
6. In order to synchronize the 1.8 ns wide pulse of the capillary discharge Ar<sup>8+</sup> soft X-ray laser, the underwater spark gap was triggered by an external optical laser. This resulted in less temporal uncertainty of the laser pulses and the shot-after-shot stability in

energy was improved significantly. I have shown that in this system, compared to the external electrical starting pulse, the temporal uncertainty of the output pulse is less than 10 ns [S4].

## 12. Irodalom

- [1] L. B. Da Silva, J. E. Trebes, S. Mrowka, T. W. Barbee, Jr., J. Brase, J. A. Koch, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, D. Minyard, G. Stone, T. Yorkey, E. Anderson, D. T. Attwood, and D. Kern, *Opt. Lett.* **17**, 754 (1992).
- [2] J. Nejdil, I. D. Howlett, D. Carlton, E. H. Anderson, W. Chao, M. C. Marconi, J. J. Rocca, and C. S. Menoni, *Photonics J. IEEE* **7**, 1 (2015).
- [3] A. Ritucci, A. Reale, P. Zuppella, L. Reale, P. Tucceri, G. Tomassetti, P. Bettotti, and L. Pavesi, *J. Appl. Phys.* **102**, 034313 (2007).
- [4] I. A. Artyukov, B. R. Benware, A. V. Vinogradov, Y. S. Kas'yanov, V. V. Kondratenko, C. D. Macchietto, A. Ozols, J. J. Rocca, and J. L.-A. Chilla, *Quantum Electron.* **30**, 328 (2000).
- [5] R. C. Elton, *X-Ray Lasers* (Elsevier, 1990).
- [6] B. Brill, B. Arad, M. Kishenevsky, A. Ludmirsky, and A. Zigler, *J. Phys. Appl. Phys.* **23**, 1064 (1990).
- [7] L. B. Da Silva, J. T. W. Barbee, R. Cauble, P. Celliers, D. Ciarlo, S. Libby, R. A. London, D. Matthews, S. Mrowka, J. C. Moreno, D. Ress, J. E. Trebes, A. S. Wan, and F. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3991 (1995).
- [8] H. Daido, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1513 (2002).
- [9] J. J. Rocca, D. C. Beethe, and M. C. Marconi, *Opt. Lett.* **13**, 565 (1988).
- [10] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortazar, D. Hartshorn, and J. L. A. Chilla, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2192 (1994).
- [11] A. S. Schlachter, in *New Dir. Res. Third-Gener. Soft X-Ray Synchrotron Radiat. Sources*, edited by A. S. Schlachter and F. J. Wuilleumier (Springer Netherlands, 1994), pp. 1–22.
- [12] <https://www.bnl.gov/ps/accelerator/>, Accessed 2015-10-05 (2015).
- [13] D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
- [14] K. Tiedtke, A. Azima, N. von Bargen, L. Bittner, S. Bonfigt, S. Dusterer, B. Faatz, U. Frühling, M. Gensch, C. Gerth, N. Guerassimova, U. Hahn, T. Hans, M. Hesse, K. Honkavaar, U. Jastrow, P. Juranic, S. Kapitzki, B. Keitel, T. Kracht, M. Kuhlmann, W. B. Li, M. Martins, T. Núñez, E. Plönjes, H. Redlin, E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, J. R. Schneider, S. Schreiber, N. Stojanovic, F. Tavella, S. Toleikis, R. Treusch, H. Weigelt, M. Wellhöfer, H. Wabnitz, M. V. Yurkov, and J. Feldhaus, *New J. Phys.* **11**, 023029 (2009).
- [15] P. Schmüser, M. Dohlus, and J. Dohlus, in *Ultrav. Soft X-Ray Free-Electron Lasers* (Springer Berlin Heidelberg, 2008), pp. 121–148.
- [16] [http://sbfel3.ucsb.edu/www/vl\\_fel.html](http://sbfel3.ucsb.edu/www/vl_fel.html), Accessed 2015-09-22 (2015).
- [17] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, Z. Major, S. Becker, J. Osterhoff, I. Cortrie, B. Zeitler, R. Hörlein, G. D. Tsakiris, and others, *Nat. Phys.* **5**, 826 (2009).
- [18] F. Grüner, S. Becker, U. Schramm, T. Eichner, M. Fuchs, R. Weingartner, D. Habs, J. Meyer-ter-Vehn, M. Geissler, M. Ferrario, L. Serafini, B. van der Geer, H. Backe, W. Lauth, and S. Reiche, *Appl. Phys. B* **86**, 431 (2007).
- [19] A. R. Maier, A. Meseck, S. Reiche, C. B. Schroeder, T. Seggebrock, and F. Grüner, *Phys. Rev. X* **2**, 031019 (2012).
- [20] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967 (1997).
- [21] E. A. Gibson, A. Paul, N. Wagner, R. 'anan Tobey, D. Gaudiosi, S. Backus, I. P. Christov, A. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Science* **302**, 95 (2003).

- [22] P. Heissler, A. Barna, J. M. Mikhailova, G. Ma, K. Khrennikov, S. Karsch, L. Veisz, I. B. Földes, and G. D. Tsakiris, *Appl. Phys. B* **118**, 195 (2015).
- [23] M. A. Duguay and P. M. Rentzepis, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 350 (1967).
- [24] A. G. Molchanov, *Sov. Phys. Uspekhi* **15**, 124 (1972).
- [25] A. N. Zherikhin, K. N. Koshelev, and V. S. Letokhov, *Sov. J. Quantum Electron.* **6**, 82 (1976).
- [26] A. V. Vinogradov and V. N. Shlyaptsev, *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 754 (1980).
- [27] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medecky, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985).
- [28] T. Boehly, M. Russotto, R. S. Craxton, R. Epstein, B. Yaakobi, L. B. Da Silva, J. Nilsen, E. A. Chandler, D. J. Fields, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, J. H. Scofield, and G. Shimkaveg, *Phys. Rev. A* **42**, 6962 (1990).
- [29] T. N. Lee, E. A. McLean, and R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1185 (1987).
- [30] J. C. Moreno, J. Nilsen, and L. B. Da Silva, *Opt. Commun.* **110**, 585 (1994).
- [31] J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev, and R. E. Stewart, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2825 (1998).
- [32] Y. Li, G. Pretzler, and E. E. Fill, *Phys. Rev. A* **52**, R3433 (1995).
- [33] J. Nilsen, B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, and J. C. Moreno, *Phys. Rev. A* **48**, 4682 (1993).
- [34] H. Daido, K. Murai, R. Kodama, G. Yuan, M. S. Schulz, M. Takagi, Y. Kato, D. Neely, A. MacPhee, and C. L. S. Lewis, *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **62**, 129 (1996).
- [35] B. J. MacGowan, S. Maxon, P. L. Hagelstein, C. J. Keane, R. A. London, D. L. Matthews, M. D. Rosen, J. H. Scofield, and D. A. Whelan, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2157 (1987).
- [36] H. Daido, Y. Kato, K. Murai, S. Ninomiya, R. Kodama, G. Yuan, Y. Oshikane, M. Takagi, H. Takabe, and F. Koike, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1074 (1995).
- [37] J. Zhang, A. G. MacPhee, J. Lin, E. Wolfrum, R. Smith, C. Danson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, D. Neely, J. Nilsen, G. J. Pert, G. J. Tallents, and J. S. Wark, *Science* **276**, 1097 (1997).
- [38] A. Klisnick, J. Kuba, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chenais-Popovics, R. Keenan, S. J. Topping, C. L. S. Lewis, F. Strati, and others, *Phys. Rev. A* **65**, 033810 (2002).
- [39] D. Alessi, Y. Wang, B. M. Luther, L. Yin, D. H. Martz, M. R. Woolston, Y. Liu, M. Berrill, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. X* **1**, 021023 (2011).
- [40] F. Staub, C. Imesch, D. Bleiner, and J. E. Balmer, *Opt. Commun.* **285**, 2118 (2012).
- [41] B. A. Reagan, K. A. Wernsing, A. H. Curtis, F. J. Furch, B. M. Luther, D. Patel, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **37**, 3624 (2012).
- [42] B. A. Reagan, M. Berrill, K. A. Wernsing, C. Baumgarten, M. Woolston, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. A* **89**, (2014).
- [43] B. Rus, T. Mocek, A. R. Präg, M. Kozlová, M. Hudeček, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, J.-C. Lagron, D. Joyeux, and D. Phalippou, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, B207 (2002).
- [44] B. Rus, T. Mocek, M. Kozlová, J. Polan, P. Homer, M. Stupka, G. J. Tallents, M. H. Edwards, P. Mistry, D. S. Whittaker, N. Booth, Z. Zhai, G. J. Pert, J. Dunn, A. J. Nelson, M. E. Ford, R. Shepherd, W. Rozmus, H. A. Baldis, M. Fajardo, D. D. Lazzari, P. Zeitoun, G. Jamelot, A. Klisnick, D. Ros, K. Cassou, S. Kazamias, H. Bercego, C. Danson, S. Hawkes, L. Juha, V. Hájková, J. Chalupský, J. Feldhaus, H.

- Wabnitz, J. Nejd, J. Kuba, M. Davidková, A. Plavcová, and V. [sbreve]stísová, J. Mod. Opt. **54**, 2571 (2007).
- [45] J. J. Rocca, Rev. Sci. Instrum. **70**, 3799 (1999).
- [46] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, and D. Voorhees, Phys. Rev. Lett. **55**, 1753 (1985).
- [47] J. J. Rocca, *Methods and Apparatus for Producing Soft X-Ray Laser in a Capillary Discharge Plasma US Patent 4,937,832* (Google Patents, 1990).
- [48] J. J. Rocca, M. C. Marconi, and F. G. Tomasel, Quantum Electron. IEEE J. Of **29**, 182 (1993).
- [49] H.-J. Shin, D.-E. Kim, and T.-N. Lee, Phys. Rev.-Sect. E-Stat. Phys. Plasma Fluids Relat. Interdiscipl Top. **50**, 1376 (1994).
- [50] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, O. Frolov, and J. Straus, in (2007), pp. 693805–693805–15.
- [51] R. H. Dixon and R. C. Elton, Phys. Rev. Lett. **38**, 1072 (1977).
- [52] H.-J. Kunze, K. N. Koshelev, C. Steden, D. Uskov, and H. T. Wischebrink, Phys. Lett. A **193**, 183 (1994).
- [53] S. S. Ellwi, L. Juschkina, S. Ferri, H.-J. Kunze, K. N. Koshelev, and E. Louis, J. Phys. Appl. Phys. **34**, 336 (2001).
- [54] B. N. Chichkov, A. Egbert, S. Meyer, B. Wellegehausen, L. Aschke, H.-J. Kunze, and Y. Kato, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 1975 (1999).
- [55] H. C. Kapteyn, Appl. Opt. **31**, 4931 (1992).
- [56] S. J. Moon and D. C. Eder, Phys. Rev. A **57**, 1391 (1998).
- [57] J. Nilsen, H. Fiedorowicz, A. Bartnik, Y. Li, P. Lu, and E. E. Fill, Opt. Lett. **21**, 408 (1996).
- [58] J. Nilsen, J. Dunn, A. L. Osterheld, and Y. Li, Phys. Rev. A **60**, R2677 (1999).
- [59] D. C. Eder, P. Amendt, and S. C. Wilks, Phys. Rev. A **45**, 6761 (1992).
- [60] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, and K. Toyoda, Phys. Rev. Lett. **71**, 3774 (1993).
- [61] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **74**, 1574 (1995).
- [62] S. V. Kikhlevsky, A. Ritucci, I. z. Kozma, J. Kaiser, A. Shlyaptseva, G. Tomassetti, and O. Samek, Contrib. Plasma Phys. **42**, 109 (2002).
- [63] K. B. Fournier, M. Cohen, M. J. May, and W. H. Goldstein, At. Data Nucl. Data Tables **70**, 231 (1998).
- [64] C. A. Tan and K. H. Kwek, J. Phys. Appl. Phys. **40**, 4787 (2007).
- [65] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz, and J. J. Rocca, Opt. Express **13**, 4050 (2005).
- [66] V. N. Shlyaptsev, J. J. Rocca, and A. L. Osterheld, in *SPIEs 1995 Int. Symp. Opt. Sci. Eng. Instrum.* (International Society for Optics and Photonics, 1995), pp. 365–372.
- [67] N. A. Bobrova, S. V. Bulanov, D. Farina, R. Pozzoli, T. L. Razinkova, J. I. Sakai, P. V. Sasorov, and I. V. Sokolov, Laser Part. Beams **18**, 623 (2000).
- [68] S. H. Kim, K.-T. Lee, D.-E. Kim, and T. N. Lee, Phys. Plasmas 1994-Present **4**, 730 (1997).
- [69] R. A. Nemirovsky, A. Ben-Kish, M. Shuker, and A. Ron, Phys. Rev. Lett. **83**, 660 (1999).
- [70] S. I. Braginskii, Rev. Plasma Phys. **1**, 205 (1965).
- [71] S. V. B. N. A. Bobrova, Plasma Phys. Rep. **22**, 349 (1996).
- [72] *Principles of Plasma Physics*, First Edition, Thus edition (San Francisco Pr, San Francisco, Ca., 1986).
- [73] V.V. Vikhrev, JETP Lett **27**, 95 (1978).

- [74] S. V. Kukhlevsky, J. Kaiser, A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, L. Palladino, I. Z. Kozma, F. Flora, L. Mezi, O Samek, and M. Liska, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 567 (2001).
- [75] J. J. Rocca, O. D. Cortazar, B. Szapiro, K. Floyd, and F. G. Tomasel, *Phys. Rev. E* **47**, 1299 (1993).
- [76] C. D. Macchietto, B. R. Benware, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **24**, 1115 (1999).
- [77] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, and M. L. Spaeth, *Appl. Opt.* **13**, 379 (1974).
- [78] J. J. Rocca, F. G. Tomasel, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, J. L. A. Chilla, B. T. Szapiro, and G. Giudice, *Phys. Plasmas 1994-Present* **2**, 2547 (1995).
- [79] K. A. Janulewicz, J. J. Rocca, F. Bortolotto, M. P. Kalachnikov, V. N. Shlyaptsev, W. Sandner, and P. V. Nickles, *Phys. Rev. A* **63**, 033803 (2001).
- [80] J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla, and V. N. Shlyaptsev, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1476 (1996).
- [81] B. R. Benware, C. H. Moreno, D. J. Burd, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **22**, 796 (1997).
- [82] M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, C. H. Moreno, B. R. Benware, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2799 (1997).
- [83] B. R. Benware, C. D. Macchietto, C. H. Moreno, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5804 (1998).
- [84] D. V. Korobkin, C. H. Nam, S. Suckewer, and A. Goltsov, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5206 (1996).
- [85] J. J. Gonzalez, M. Frati, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, and A. L. Osterheld, *Phys. Rev. E* **65**, 026404 (2002).
- [86] J. J. Rocca, *Capillary Discharge X-Ray Laser* (Google Patents, 2007).
- [87] F. Brizuela, G. Vaschenko, C. Brewer, M. Grisham, C. S. Menoni, M. C. Marconi, J. J. Rocca, W. Chao, J. A. Liddle, E. H. Anderson, D. T. Attwood, A. V. Vinogradov, I. A. Artioukov, Y. P. Pershyn, and V. V. Kondratenko, *Opt. Express* **13**, 3983 (2005).
- [88] C. A. Brewer, F. Brizuela, P. Wachulak, D. H. Martz, W. Chao, E. H. Anderson, D. T. Attwood, A. V. Vinogradov, I. A. Artyukov, A. G. Ponomareko, V. V. Kondratenko, M. C. Marconi, J. J. Rocca, and C. S. Menoni, *Opt. Lett.* **33**, 518 (2008).
- [89] P. W. Wachulak, M. C. Marconi, R. A. Bartels, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, *JOSA B* **25**, 1811 (2008).
- [90] P. W. Wachulak, M. G. Capeluto, M. C. Marconi, C. S. Menoni, and J. J. Rocca, *Opt. Express* **15**, 3465 (2007).
- [91] G. Vaschenko, A. G. Etxarri, C. S. Menoni, J. J. Rocca, O. Hemberg, S. Bloom, W. Chao, E. H. Anderson, D. T. Attwood, Y. Lu, and B. Parkinson, *Opt. Lett.* **31**, 3615 (2006).
- [92] E. Nováková, L. Vyšín, T. Burian, L. Juha, M. Davidková, V. Múčka, V. Čuba, M. E. Grisham, S. Heinbuch, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. E* **91**, 042718 (2015).
- [93] S. Kukhlevsky, J. Kaiser, A. Reale, G. Tomassetti, L. Palladino, A. Ritucci, T. Limongi, F. Flora, and L. Mezi, *J. Phys. IV* **11**, Pr2 (2001).
- [94] G. Tomassetti, A. Ritucci, L. Palladino, L. Reale, O. Consorte, S. V. Kukhlevsky, I. Z. Kozma, F. Flora, L. Mezi, J. Kaiser, O. Samek, and M. Liška, *Czechoslov. J. Phys.* **52**, 405 (2002).
- [95] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, S. V. Kukhlevsky, F. Flora, L. Mezi, J. Kaiser, A. Faenov, and others, *Eur. Phys. J. -At. Mol. Opt. Plasma Phys.* **19**, 73 (2002).

- [96] A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, F. Flora, L. Mezi, S. V. Kukhlevsky, A. Faenov, T. Pikuz, J. Kaiser, and O. Consorte, *Europhys. Lett. EPL* **63**, 694 (2003).
- [97] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, S. V. Kukhlevsky, F. Flora, L. Mezi, A. Faenov, T. Pikuz, and others, *Opt. Commun.* **231**, 403 (2004).
- [98] A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, F. Flora, L. Mezi, S. V. Kukhlevsky, A. Faenov, and T. Pikuz, *Appl. Phys. B* **78**, 965 (2004).
- [99] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Arrizza, F. Flora, R. M. Montereali, A. Faenov, and T. Pikuz, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4163 (2004).
- [100] L. Ottaviano, F. Bussolotti, S. Piperno, M. Rinaldi, S. Santucci, F. Flora, L. Mezi, P. Dunne, J. Kaiser, A. Reale, A. Ritucci, and P. Zuppella, *Plasma Sources Sci. Technol.* **17**, 024019 (2008).
- [101] L. Juha, V. Hájková, J. Chalupsky, V. Vorliček, A. Ritucci, A. Reale, P. Zuppella, and M. Störmer, in edited by L. Juha, R. H. Sobierajski, and H. Wabnitz (2007), p. 65860D–65860D–7.
- [102] Y. Cheng, Y. Zhao, Q. Wang, Taniguch, Y. Hayashi, and E. Hotta, *Chin. Opt. Lett.* **2**, 658 (2004).
- [103] Yuanli Cheng, WangQi, Yongpeng Zhao, Bohan Luan, and Yinchu Wu, in (IEEE, 2005), pp. 1140–1145.
- [104] Y. Zhao, S. Jiang, H. Cui, L. Li, W. Zhang, and W. Li, *Appl. Phys. B* **121**, 87 (2015).
- [105] G. Niimi, Y. Hayashi, M. Nakajima, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka, and E. Hotta, *J. Phys. Appl. Phys.* **34**, 2123 (2001).
- [106] A. Ben-Kish, M. Shuker, R. A. Nemirovsky, A. Fisher, A. Ron, and J. L. Schwob, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 015002 (2001).
- [107] Y. Zhao, Y. Cheng, B. Luan, Y. Wu, and Q. Wang, *J. Phys. Appl. Phys.* **39**, 342 (2006).
- [108] Q. Wang, Y. Xie, Y. P. Zhao, Q. S. Zhu, M. Z. Mo, and D. W. Yang, *Eur. Phys. J. D* **55**, 243 (2009).
- [109] Y. Xie, Q. Wang, Y. P. Zhao, M. Z. Mo, S. T. Yang, T. Liu, and D. W. Yang, *Laser Phys.* **20**, 226 (2009).
- [110] Y. P. Zhao, S. Jiang, Y. Xie, and Q. Wang, *Appl. Phys. B* **99**, 535 (2010).
- [111] Y. Zhao, H. Wu, Y. Xie, S. Jiang, H. Cui, and Q. Wang, *J. Russ. Laser Res.* **34**, 219 (2013).
- [112] Z. Yongpeng, W. Qi, X. Yao, C. Yuanli, and L. Bohan, *J. Plasma Phys.* **74**, 839 (2008).
- [113] X. Yao, Z. Yongpeng, J. Shan, and W. Qi, *Spectrosc. Lett.* **44**, 273 (2011).
- [114] Y. Zhao, S. Jiang, Y. Xie, D. Yang, S. Teng, D. Chen, and Q. Wang, *Opt. Lett.* **36**, 3458 (2011).
- [115] J. Shan, Z. Yongpeng, X. Yao, T. Shupeng, and W. Qi, in (IEEE, 2011), pp. 94–96.
- [116] H. Cui, Y. Zhao, S. Jiang, M. Xu, H. Wu, and Q. Wang, *Opt. Laser Technol.* **46**, 20 (2013).
- [117] Y. Zhao, H. Cui, W. Zhang, W. Li, S. Jiang, and L. Li, *Opt. Express* **23**, 14126 (2015).
- [118] Y. Zhao, M. Xu, Y. Xie, L. Li, S. Jiang, H. Cui, and Q. Wang, *J. Appl. Spectrosc.* **81**, 503 (2014).
- [119] G. Niimi, Y. Hayashi, N. Sakamoto, M. Nakajima, A. Okino, M. Watanabe, K. Horioka, and E. Hotta, *Plasma Sci. IEEE Trans. On* **30**, 616 (2002).
- [120] Y. Hayashi, Y. Xiao, N. Sakamoto, H. Miyahara, G. Niimi, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka, and E. Hotta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 5285 (2003).



- [121] Y. Hayashi, H. Ghomi, Y. Zhao, Y. Cheng, Y. Sakai, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka, and E. Hotta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **47**, 977 (2008).
- [122] A. Ben-kish, R. A. Nemirovsky, M. Shuker, A. Fisher, A. Ron, and J. L. Schwob, in *SPIEs Int. Symp. Opt. Sci. Eng. Instrum.* (International Society for Optics and Photonics, 1999), pp. 166–174.
- [123] M. Shuker, A. Ben-kish, R. A. Nemirovsky, A. Fisher, and A. Ron, *Phys. Plasmas* 1994-Present **13**, 013102 (2006).
- [124] C. A. Tan and K. H. Kwek, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1023 (2008).
- [125] K. H. Kwek, C. A. Tan, B. R. Kusse, and D. A. Hammer, in (AIP, 2009), pp. 168–171.
- [126] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, S. V. Kukhlevsky, F. Flora, L. Mezi, J. Kaiser, A. Faenov, and others, *Eur. Phys. J. -At. Mol. Opt. Plasma Phys.* **19**, 73 (2002).
- [127] C. Torres, P. G. Reyes, F. Castillo, and H. Martínez, *J. Phys. Conf. Ser.* **370**, 012067 (2012).
- [128] E. M. Gullikson, R. Korde, L. R. Canfield, and R. E. Vest, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **80**, 313 (1996).
- [129] Accessed, Accessed 2015-09-22 (2015).
- [130] <http://www.tina.com/>, Accessed 2015-10-09 (2015).
- [131] A. Ritucci, G. Tomassetti, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, T. Limongi, F. Flora, L. Mezi, S. V. Khuklevsky, A. Faenov, T. Pikuz, and J. Kaiser, *Contrib. Plasma Phys.* **43**, 88 (2003).
- [132] S. Suckewer and P. Jaeglé, *Laser Phys. Lett.* **6**, 411 (2009).
- [133] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, O. Frolov, and M. Martinkova, *Czechoslov. J. Phys.* **56**, B259 (2006).
- [134] V. I. Afonin, O. N. Gilev, and A. M. Gafarov, in *X-Ray Lasers 2006*, edited by P. V. N. Dr and K. A. J. Dr (Springer Netherlands, 2007), pp. 717–723.
- [135] J. G. Gorman and L. H. T. Rietjens, *Phys. Fluids* 1958-1988 **9**, 2504 (1966).
- [136] T. H. Stix, *Phys. Fluids* 1958-1988 **14**, 692 (1971).
- [137] E. J. Strait, *Nucl. Fusion* **21**, 943 (1981).
- [138] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2276 (1988).
- [139] K. C. Shaing and E. C. Crume, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2369 (1989).
- [140] M. Tandler, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, B371 (1997).
- [141] K. H. Burrell, *Phys. Plasmas* 1994-Present **4**, 1499 (1997).
- [142] K. Ida, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, 1429 (1998).
- [143] G. V. Oost and M. Tandler, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, 1761 (2002).
- [144] V. M. Borisov, A. M. Davidovskii, and O. B. Khristoforov, *Sov. J. Quantum Electron.* **12**, 1403 (1982).
- [145] S. V. Kukhlevsky, *EPL Europhys. Lett.* **55**, 660 (2001).
- [146] W. F. Edwards and E. D. Held, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 255001 (2004).
- [147] F. Deutsch, *J. Phys. Appl. Phys.* **1**, 1711 (1968).
- [148] S. Soubacq, P. Pignolet, and S. Mendonça, *J. Phys. Appl. Phys.* **35**, 1955 (2002).
- [149] R. Woodworth, *Laser Triggering of Water Switches in Terrawatt-Class Pulse Power Accelerators* (Sandia National Laboratories, 2005).