

*Katedra fyziky povrchů a plazmatu,
Matematicko – fyzikální fakulta Univerzity Karlovy v Praze*

a

Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Vliv parametrů impulsní formovací linky a kapiláry na XUV vyzařování rychlého kapilárního výboje



Oleksandr Frolov

Disertační práce

Praha, 2008

PŘEDMLUVA

V posledních desetiletích je pozorován velký zájem o impulsní kapilární výboje jako potenciální zdroje laserového záření v měkké rentgenové oblasti. Vlna zájmu o tyto zdroje dorazila ve druhé polovině 90. let minulého století i do České republiky a v roce 1996 byl v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR v Praze zahájen vývoj experimentálního zařízení CAPEX (CAPillary EXperiment). O několik let později se laboratoř Oddělení impulsních plazmových systémů rozrostla o další zdroj měkkého rentgenového záření na bázi rychlého kapilárního výboje – aparaturu CAPEX-U (CAPillary EXperiment – Upgrade). Jako člen skupiny vědeckých a technických pracovníků jsem se zúčastnil všech prací na vývoji a testování zařízení CAPEX-U od jeho samých počátků. V disertační práci uvádím výsledky, které jsem získal jako člen kolektivu.

Kapitoly 1 a 2 jsou úvodem do fyziky impulsních kapilárních výbojů a obsahují přehled kapilárních výbojů ve světě. Návrh zařízení, včetně numerických simulací zařízení a jejich interpretací je uveden v Kapitole 3. Kapitola 4 popisuje základní části experimentálních zařízení CAPEX a CAPEX-U a kromě jiného se zabývá zejména měřením základních elektrických veličin (napětí, proud) v důležitých uzlech navrhovaného zařízení. Kapitola 5 obsahuje srovnání experimentálních výsledků s výsledky simulací a shrnuje nejdůležitější dosažené výsledky detekce měkkého rentgenového záření generovaného kapilárním výbojem.

Kromě dosud nezveřejněného materiálu, obsahuje disertační práce řadu výsledků publikovaných na mezinárodních konferencích a v odborných časopisech.

Články a prezentace, na kterých je částečně založena tato disertační práce:

K. Kolacek, J. Schmidt, V. Bohacek, M. Ripa, P. Vrba, O. Frolov, M. Tichy, A. Jancarek, M. Vrbova, E. Skladnik-Sadowska, M. Sadowski, and J. Baranowski: **McPherson's XUV grazing incidence spectrograph for plasma diagnostics and its calibration**, *Proceedings of German-Polish Conference on Plasma Diagnostics for Fusion and Applications, Greifswald, Germany, September 4-6, 2002*, Paper A 02 (2002)

K. Kolacek, J. Schmidt, V. Bohacek, M. Ripa, P. Vrba, O. Frolov, A. Jancarek, M. Vrbova: **Dominating spectral line at the wavelength of laser-transition in X-ray spectrum of the fast gas-filled-capillary discharge**, *Czechoslovak J. of Physics 52, Suppl. D*, D 199-204 (2002)

K. Kolacek, J. Schmidt, V. Bohacek, M. Ripa, P. Vrba, O. Frolov, A. Jancarek, M. Vrbova: **Excitation and radiation of highly ionised ions in the fast gas-filled-capillary discharge**, *8th International Conference on X-ray lasers, XRL 2002, Aspen, Colorado, USA, May 27-31, 2002, AIP Conf. Proc. 641*, 91-96 (2002)

K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, V. Bohacek, M. Ripa, P. Vrba, and O. Frolov: **Pre-discharge - one of the key conditions for soft X-ray amplification in the fast gas-filled-capillary discharge**, *IEEE Conference Record-Abstracts, IEEE Catalog Number 03CH37470, ISBN: 0-7803-7911-X, Library of Congress: 81-644315, ISSN: 0730-9244*, paper 7D08, p. 456 (2003)

K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, V. Bohacek, O. Frolov, and P. Vrba: **Role of Pre-pulse in Gas-Filled-Capillary soft X-ray Source**, *Czechoslovak Journal of Physics 54, Supplement C*, pp. C334-C343 (2004)

- J. Schmidt, K. Kolacek, V. Bohacek, V. Prukner, O. Frolov, and J. Straus: **Design of a Laser-Triggered Driver for Fast Capillary Discharge**, *Czechoslovak Journal of Physics* 54, Supplement C, pp. C321-C325 (2004)
- O. Frolov, K. Kolacek, V. Bohacek, J. Straus, J. Schmidt, and V. Prukner: **Gas-Filled Laser-Triggered Spark Gap**, *Czechoslovak Journal of Physics* 54, Supplement C, pp. C309-C313 (2004)
- J. Schmidt, K. Kolacek, J. Straus, V. Prukner, O. Frolov, V. Bohacek: **Soft X-ray emission of fast-capillary-discharge device**, *Plasma Devices and Operations* 13 [2], 105-109 (2005)
- K. Kolacek, J. Schmidt, J. Straus, O. Frolov, V. Prukner, V. Bohacek: **Rules for identification of amplified spontaneous emission at 46.9 nm in argon filled capillaries**, *IEEE Conference Record – Abstracts, IEEE Catalog Number: 05CH37707, ISBN: 0-7803-9300-7, Library of Congress: 81-644315, ISSN: 0730-9244*, 3P58, p.308 (2005)
- K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, O. Frolov, J. Straus, V. Bohacek, M. Martínková: **Pulsed high-current experiments at IPP Ascii CR Prague**, *6th International Conference on Dense Z-Pinches*, 6 DZP, July 25-28, 2005, Oxford, United Kingdom, PS1-27, p.94 (2005)
- O. Frolov, K. Kolacek, J. Schmidt, V. Bohacek, V. Prukner, J. Straus: **Experiment CAPEX-U: Present and future**, *AIP Conference proceedings. Melville, New York : AIP, 2006, ISBN 0-7354-0304-X*, p. 268-271 (2006)
- O. Frolov, K. Kolacek, V. Bohacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus: **Four-channel laser-triggered spark gap**, *Czechoslovak Journal of Physics* 52, Suppl. B, B218-B222 (2006)
- J. Schmidt, K. Kolacek, O. Frolov, V. Prukner, J. Straus: **Comparing of calculated and experimental results of CAPEX-U device**, *Czechoslovak Journal of Physics* 56, Suppl. B, B371-B376 (2006)
- O. Frolov, K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus: **Laser-triggered facility CAPEX-U for capillary discharge experiment**, *Proceedings of of the First Euro-Asian Pulsed Power Conference EAPPC'06. Mianyang : Institute of Fluid Physics, CAEP, 2007 - (Deng, J.), ISBN 0-86341-774-4*, S. 825-828 (2007)
- O. Frolov, K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus: **Fast capillary discharge facility CAPEX-U as a source of the soft X-ray radiation**, *Bulletin of the American Physical Society. Roč. 52, N. 16, ISSN 0003-0503*, p. 295-295 (2007)
- O. Frolov, K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus: **Multi-channel laser-triggered spark gap**, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Prague, ISBN 978-80-87026-01-4*, S. 1282-1283 (2007)
- J. Schmidt, K. Kolacek, O. Frolov, V. Prukner, J. Straus: **Four-segment soft X-ray vacuum photodiode**, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Prague, ISBN 978-80-87026-01-4*, S. 1276-1278 (2007)
- J. Schmidt, K. Kolacek, O. Frolov, V. Prukner, J. Straus: **High resolved spectra of pulse high current capillary discharge**, *Proceedings of International Power Modulator Conference 2008, May 27-31, 2008, Las Vegas, Nevada, USA*, in print

PODĚKOVÁNÍ

Především bych chtěl upřímně poděkovat svému školiteli RNDr. Karlu Koláčkovi, CSc. za trpělivé vedení a podporu během celé mé doktorské přípravy v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR v.v.i., za jeho cenné rady a připomínky,

Rád bych poděkoval svým kolegům, Mgr. Jiřímu Schmidtovi, Ph.D. a Ing. Václavu Pruknerovi, Ph.D., kteří se podíleli na projektu experimentálního zařízení CAPEX-U, jímž se disertační práce zabývá.

Mé díky náleží také RNDr. Jaroslavu Štrausovi za konzultace a významnou pomoc s interpretací naměřených spekter.

Nejen v počáteční fázi návrhu zařízení kapilárního výboje mi velmi pomáhal Ing. Vladislav Boháček, CSc., kterému také děkuji za jeho rady týkající se vysokonapěťové impulsní techniky.

Rovněž děkuji zkušeným technikům a řemeslníkům Antonínu Baumrukovi, Karlu Doubkovi, Janu Kafkovi, Zdeňku Kopeckému, Antonínu Štupkovi a Alešovi Kolářovi z oddělení Impulsních plazmových systémů, ÚFP AV ČR v.v.i., bez nichž bych výsledky numerické simulace nikdy neověřil na skutečném zařízení.

Na závěr bych chtěl vyjádřit vděčnost své ženě Natálii Hoře za podporu při sepisování této práce.

OBSAH

PŘEDMLUVA

PODĚKOVANÍ

OBSAH

1 ÚVOD	1
1.1 Cíl disertace.....	4
2 MĚKKÉ RENTGENOVÉ LASERY ZALOŽENÉ NA KAPILÁRNÍM VÝBOJI	5
2.1 Spektrální oblast rentgenového a vakuového ultrafialového záření	5
2.1.1 Oblast vakuového ultrafialového záření	5
2.1.2 Oblast extrémně ultrafialového záření	5
2.1.3 Oblast rentgenového záření	6
2.1.4 Oblast gama záření	6
2.2 Principy krátkovlnných laserů	6
2.2.1 Základní procesy.....	7
2.2.2 Zesílení	9
2.2.3 Hustota iontů v aktivním prostředí	11
2.2.4 Refrakční ztráty	12
2.2.5 Nároky na čerpací výkon	14
2.3 Přehled činnosti ve světě	15
2.3.1 Mechanismus čerpání výměnou náboje	15
2.3.2 Srážkově rekombinační čerpací mechanismus	17
2.3.3 Srážkově excitační čerpací mechanismus	20
3 NÁVRH ZAŘÍZENÍ.....	27
3.1 Návrh Marxova generátoru a impulsní formovací linky	27
3.2 Numerická simulace navrhovaného zařízení	30
3.2.1 Simulace elektrostatických polí	30
3.2.2 Řešení přechodových charakteristik	37
3.3 Shrnutí.....	40
4 EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ	41
4.1 Hlavní rozdíly mezi aparaturami CAPEX a CAPEX-U	41
4.2 Marxův generátor.....	42
4.3 Mezipásmo	44
4.4 Impulsní formovací linka.....	44
4.5 Jiskřiště	45
4.5.1 Samoprůrazové jiskřiště CAPEX.....	46
4.5.2 Laserem spínané jiskřiště CAPEX-U.....	46

4.6 Kapilára.....	48
4.7 Předionizace.....	49
4.8 Měření elektrických parametrů.....	50
4.8.1 Napěťový dělič.....	50
4.8.2 Rogowského cívka.....	51
4.9 Ovládaní experimentu a sběr dat.....	54
5 VÝSLEDKY.....	56
5.1 Experimentální výsledky, porovnání se simulacemi.....	56
5.1.1 Testování funkčních parametrů zařízení CAPEX-U.....	56
5.1.2 Měření rentgenového záření pomocí vakuové diody.....	59
5.1.3 Měření rentgenového záření pomocí spektrometrů.....	64
5.2 Shrnutí experimentálních výsledků.....	68
6 ZÁVĚR.....	70
PŘÍLOHA 1.....	72
Modelové jednobanální jiskřiště.....	72
Základní teorie.....	72
Popis experimentu.....	73
Výsledky.....	74
Závěr.....	76
SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY.....	77
SEZNAM ZKRATEK A POJMŮ.....	82

1 ÚVOD

Za poslední desetiletí bylo dosaženo velkého pokroku ve vývoji kompaktních výbojem buzených měkkých rentgenových laserů (jak dále budeme souhrnně nazývat lasery pracující v XUV a měkké rentgenové oblasti) a nyní jsou již komerčně dostupné. Využití takových přístrojů se předpokládá jak v základním a aplikovaném výzkumu, tak ve výrobních technologiích, jako například:

- biologické aplikace zahrnující zobrazování buněčných struktur, studium membrán a radiačního poškození,
- studium rychlých chemických reakcí v reálném čase a chemie kapalně fáze,
- fyzika tenkých vrstev, povrchů a rozhraní (supravodiče, magnetické vrstvy),
- studium příměsí u nových polovodičů a izolantů pomocí luminiscence indukované rentgenovým zářením,
- materiálové inženýrství – studium dynamiky krystalové mřížky, studium fázových přechodů v reálném čase,
- rentgenová litografie pro vývoj a výrobu integrovaných obvodů z rozlišením pod 45nm,
- nelineární optika pro ultrakrátké vlnové délky,
- diagnostika hustého plazmatu s mikrometrovým rozlišením (rentgenografie a interferometrie),
- přesné studium jevů atomové fyziky jako například fotoexcitace a fotoionizace, Ramanův jev,
- vývoj a testování nových rentgenových detektorů pro různé aplikace, ku příkladu v biomedicině a astrofyzice.

V budoucnu, až se vlnové délky měkkých rentgenových laserů podaří zkrátit na hodnotu kolem 1 nm , mohou být realizovatelné další aplikace jako například:

- časově rozlišená rentgenová difraktometrie biologických a anorganických materiálů,
- lékařská diagnostika pomocí koherentních rentgenových paprsků.

Kromě toho mohou samozřejmě vzniknout četné další, dosud nepředvídané aplikace.

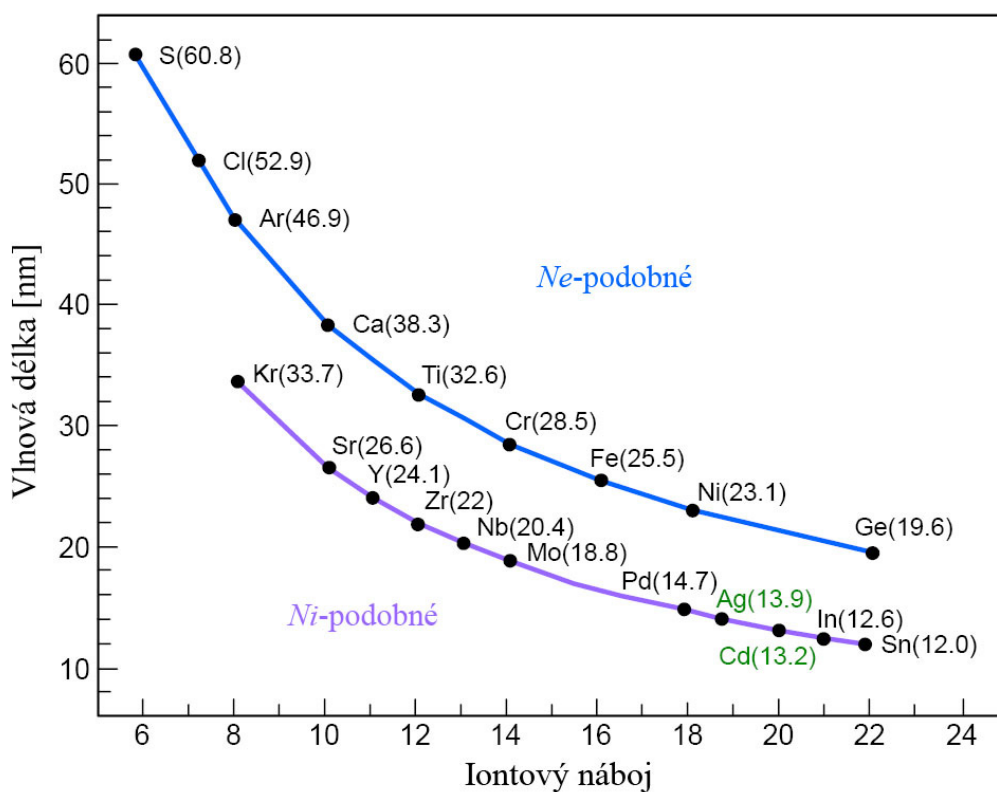
Existuje řada možností jak získat koherentní záření v XUV a měkké rentgenové oblasti, přičemž jednotlivé přístupy se liší velikostí, cenou zařízení, i výkonem. Jsou mezi nimi synchrotronové zdroje, lasery na volných elektronech (FEL), laserem generované plazma anebo generace vyšších harmonických u vysokovýkonných viditelných a infračervených laserů. Synchrotronové zdroje a FELy mají velmi důležitou výhodu v celkové laditelnosti a také ve vyšším průměrném výkonu. Na druhou stranu, jejich nedostatečně velký jas představuje nevýhodu pro některé aplikace, jako např. studium nelineárních jevů u ultrakrátkých vlnových délek a diagnostika hustého plazmatu. (Zatímco jas měkkých rentgenových laserů může být až $\sim 10^{27}\text{ fotonů s}^{-1}\text{ mm}^{-2}\text{ mrad}^{-2}\text{ (0.1\%bandwidth)}^{-1}$ * [1], nejvyšší dosažitelný jas nejmodernějších synchrotronů z undulátory je o 6 až 8 řádů nižší [2]). Navíc, synchrotronové zdroje jsou značně rozměrné a také velice drahé. Nicméně, potřeba těchto zdrojů pro nejrůznější aplikace a technologie neustále roste. Další alternativou založenou na technologii urychlovače je využití zesílené spontánní emise v laserech na volných elektronech. Svazek měkkých rentgenových laserů na volných elektronech má vyšší energii a lepší koherenci než v undulátorech vznikající synchrotronové záření. Nicméně, i tento typ laseru je cenově nákladný a zdaleka nebude “stolním” v nejbližší budoucnosti. Dalším zdrojem měkkého rentgenového záření je laserem generované

*Jas je zde definován jako počet fotonů emitovaný za jednu sekundu čtverečním milimetrem povrchu do prostorového úhlu jeden miliradián, ve spektrálním pásmu o šířce 0.1% jmenovité vlnové délky ($\Delta\lambda/\lambda=10^{-3}$). V souladu z mezinárodním systémem jednotek SI doporučenou jednotkou pro jas je $\text{fotonů s}^{-1}\text{ m}^{-2}\text{ rad}^{-2}\text{ (100\%bandwidth)}^{-1}$. Nicméně, doporučovanou jednotkou stále zůstává $\text{fotonů s}^{-1}\text{ mm}^{-2}\text{ mrad}^{-2}\text{ (0.1\%bandwidth)}^{-1}$ (Journal of Synchrotron Radiation 12, 385 (2005))

Tabulka 1.1 Parametry měkkých rentgenových laserů dostupných (nyní nebo v blízké budoucnosti) na pracovišti PALS (společné laboratoři FZÚ a ÚFP AV ČR, v.v.i.)

Druh rentgenového laseru	Vlnová délka	Energie	Délka pulzu	Opakovací frekvence
Zinkový laser, PALS	21.2 nm	10 mJ	100 ps	1/25 min.
HHG, PALS	20-30 nm	10 nJ	10 fs	1 kHz
Injektor-zesilovač, PALS	10-30 nm	> 100 μ J	< 1 ps	10 Hz
GRIP laser, PALS	10-30 nm	> 10 μ J	1-5 ps	10 Hz
Kapilární výboj, Rocca	46.9 nm	10 μ J	1 ns	10 Hz

plasma, kde v roli čerpacího prvku vystupuje výkonný laserový systém, schopný generovat velice krátké impulsy. Aktivním prostředím takového rentgenového laseru je velice tenký sloupec vysoce ionizovaného plazmatu, vytvořený na povrchu terče. Příkladem takového zdroje může být měkký rentgenový laser na bázi kilojoulového jodového laserového systému na pracovišti PALS (společné laboratoři FZÚ a ÚFP AV ČR, v.v.i.), který prokázal silnou laserovou akci na vlnové délce 21.22 nm v plazmatu s dominantním zastoupením *Ne*-podobných iontů zinku [1]. Je samozřejmě nutno zdůraznit, že vzhledem ke stávající opakovací frekvenci nepředstavují rentgenové lasery daného typu konkurenční zdroje k dnešním synchrotronům anebo k rentgenovým laserům na bázi kapilárního výboje, ale že jde o specifické zdroje s unikátními parametry - jmenovitě energií pulsu, špičkovým výkonem a špičkovým spektrálním jasem. Koherentní měkké rentgenové záření může také vznikat v důsledku nelineárních jevů při interakci záření viditelných nebo infračervených laserů s plyny nebo s plazmatem, při které se generují vyšší harmonické frekvence těchto laserů. Další alternativou generace koherentního rentgenového záření



Obrázek 1.1 Vlnové délky laserových přechodů *Ne*-podobných a *Ni*-podobných iontů v závislosti na náboji iontů

je zesílení spontánní emise v plazmatu. Harmonická konverze “stolních” laserů pro generaci záření s vlnovou délkou kratší než 2.7 nm byla již představena v [3]. Na tomto principu již byl vytvořen měkký rentgenový laser s energií 0.2 nJ/puls na jednu harmonickou s opakovací frekvencí 1 kHz s použitím 20 fs optických impulsů [4].

Tato zařízení s generací vyšších harmonických, stejně jako synchrotronové zdroje, zdroje na bázi laserem generovaného plazmatu a lasery na volných elektronech, jsou však cenově nákladná a relativně těžko přístupná pro širší využití. Z tohoto pohledu jsou výhodnější měkké rentgenové lasery na bázi kapilárního výboje, které navíc poskytují mnohem vyšší energii v pulzu a také možnost produkovat koherentní rentgenové záření s velmi vysokým průměrným výkonem. Kupříkladu, velice kompaktní, výbojem čerpaný „stolní“ měkký rentgenový laser [5] dokáže produkovat pulzy s průměrnou energií 0.88 mJ s opakovací frekvencí 4 Hz , která odpovídá průměrnému výkonu $\sim 3.5 \text{ mW}$. V Tabulce 1.1 jsou porovnány základní parametry měkkých rentgenových laserů dostupných v současnosti nebo v blízké budoucnosti na pracovišti PALS – Prague Asterix Laser System (čerpaných v plazmatu Zn terče výkonovým jodovým laserovým systémem – zinkový laser; anebo generaci vyšších harmonických – HHG při interakci TiSa laseru s plyny; anebo infračerveným svazkem dopadajícím pod šikmým úhlem na terč – GRIP laser) s parametry „table-top“ rentgenového laseru skupiny Roccy (Colorado State University, USA), který rovněž pracuje na pracovišti PALS.

Hledání rentgenových laserů začalo po demonstraci prvních viditelných laserů na rubínu [6] a He-Ne [7] v 60. letech minulého století. Jenomže, příliš velké nároky na čerpací energii (spojené s vysokou energií ionizace/excitace laserových hladin a s krátkou dobou života elektronů na nich) a také velmi nízká odrazivost materiálů v rentgenovém spektru znemožnila rychlý pokrok v tomto spektrálním oboru. V 70. a 80. letech bylo uskutečněno několik experimentů s pozorováním malé inverzní populace a slabého zesílení. Přelom nastal v letech 1984-1985, kdy téměř současně bylo pozorováno velké zesílení v měkké rentgenové oblasti v experimentech, které využívaly dvou čerpacích mechanismů – srážkově excitačního schématu [8] a srážkově rekombinačního schématu [9]. Po těchto experimentech následovaly početné úspěšné experimenty se zesílením měkkého rentgenového záření, ve kterých jako čerpací zdroje byly rovněž použité nejvýkonnější lasery na světě [10]-[11]. Přílišná složitost, malá opakovací frekvence, vysoká cena a obrovské rozměry těchto laserů však prakticky znemožnily jejich širší využití. V následujících několika letech byl zaznamenán výrazný pokrok ve studiu měkkého rentgenového záření v důsledku velice rychlého vývoje kompaktních čerpacích zdrojů. Za hlavní úspěchy se považoval vývoj multiterawattového „stolního“ laserového optického systému založeného na zesílení pulzu s lineární frekvenční modulací a také rychlý kapilární výboj, schopný vytvářet vysoce ionizovaný homogenní sloupec plazmatu s poměrem délky a průměru $1000 : 1$. K vývoji “stolních” rentgenových laserů přispělo také značné snížení čerpací energie potřebné pro generaci laserového záření až pod hranici 1 J . Pozorování velkého zesílení měkkého rentgenového záření v rychlém kapilárním výboji změnilo názor, že výbojem vytvářené plasma není dostatečně homogenní pro zesílení v měkké rentgenové oblasti a také otevřelo nové cesty pro rozvoj velice výkonných měkkých rentgenových laserů s velkou průměrnou energií.

První velké zesílení měkkého rentgenového záření v plazmatu vytvářeném výbojem bylo pozorováno skupinou Roccy (Colorado State University, USA) na $3p-3s$ přechodu Ne-podobného, tj. osmkrát ionizovaného argonu na vlnové délce 46.9 nm [12]. V následných experimentech bylo poprvé dosaženo saturace zisku u “stolních” měkkých rentgenových zesilovačů. Na základě těchto experimentů byl vyvinut velice kompaktní měkký rentgenový laser založený na srážkově excitačním čerpacím mechanismu na vlnové délce 46.9 nm , rozměrově srovnatelný s široce využívanými viditelnými a ultrafialovými plynovými lasery. Právě tyto výsledky vzbudily velký zájem o kapilární výboje ve světě a také přivedly k této problematice naši laboratoř. Současným trendem v oboru měkkých rentgenových laserů na bázi kapilárních výbojů je zvyšování opakovací frekvence a hlavně zkracování vlnové délky. Obrázek. 1.1 názorně zobrazuje zkracování vlnových délek laserových přechodů s rostoucím iontovým nábojem u zatím nejúspěšnějšího čerpacího

mechanizmu – srážkově excitačního, kdy se inverzní populace vytváří v *Ne*-podobných a *Ni*-podobných iontech.

1.1 Cíl disertace

V době zahájení mé práce umožňovalo přístrojové vybavení Oddělení impulsních plasmových systémů Ústavu fyziky plazmatu Akademie Věd České republiky, v.v.i. v Praze provádět experimenty s rychlým kapilárním výbojem na zařízení CAPEX. Z důvodů, které budou dále vysvětleny bylo rozhodnuto o stavbě nové aparatury CAPEX-U. Tato stavba byla týmovou prací specialistů, kteří měli za sebou konstrukci předcházející aparatury, takže bylo možno využít jejich bohatých zkušeností.

Cílem práce bylo podílet se na návrhu, sestavení a odzkoušení jednotlivých částí nového zařízení CAPEX-U, schopného generace koherentního měkkého rentgenového záření na bázi rychlého kapilárního výboje, a dále na provozování tohoto zařízení v celku. Pro dosažení tohoto cíle bylo třeba uskutečnit následující úkoly.

Jednak vybrat vhodný typ kondenzátorů pro nový výkonnější Marxův generátor, jednak vybrat impulsní formovací linku na základě dvou hlavních parametrů: proudu v kapiláře a rychlosti jeho nárůstu. Provést numerickou simulaci konečného navrhovaného zařízení a to ve dvou krocích: v prvním - realizovat mapování elektrostatických polí a to tak, aby nikde nebyly překročeny průrazné hodnoty elektrického pole, ve druhém kroku udělat numerickou simulaci přechodových charakteristik náhradního obvodu zařízení, která má prověřit, že navrhované zařízení bude mít předepsané parametry (amplitudu proudu, dobu nárůstu proudu, půlperiodu proudu, ...).

Na modelovém jednonábovém jiskřišti otestovat možnost laserového spínání a prozkoumat parametry jiskřiště v závislosti na úhlech dopadu laserového svazku na povrch elektrody, na různých tlacích a druzích plynu, na energii laserového svazku a také na napětí.

Po sestavení nové aparatury provést měření elektrických parametrů zařízení (napětí na konci impulsní formovací linky a také proudu v kapiláře) a následně je porovnat s výsledky numerické simulace. Vyzkoušet laserové spínání vícekanálového jiskřiště sestavené aparatury za různých podmínek.

Provést diagnostiku záření, generovaného kapilárním výbojem pomocí rentgenové vakuové fotodiody a spektrometrů. Uskutečnit časové měření intenzity měkkého rentgenového záření pomocí vakuové fotodiody. Provést spektroskopická měření v měkké rentgenové oblasti pomocí dvou spektrometrů: s rovinným detekčním polem a se šikmým dopadem záření na mřížku. Pomocí časových měření intenzity měkkého rentgenového záření vakuovou fotodiódou a spektroskopických měření prokázat laserování *Ne*-podobného argonu v měkké rentgenové oblasti na vlnové délce $\lambda=46.9 \text{ nm}$.

2 MĚKKÉ RENTGENOVÉ LASERY ZALOŽENÉ NA KAPILÁRNÍM VÝBOJI

2.1 Spektrální oblast rentgenového a vakuového ultrafialového záření

Oblast mezi ultrafialovým a rentgenovým zářením obsahuje velké množství atomových rezonanci (typický měřených v nanometrech nebo mikrometrech), vedoucích k absorpci záření na krátkých vzdálenostech u všech materiálů. Relativně krátké vlnové délky umožňují jak pozorovat menší struktury v mikroskopii, tak i zapisovat menší obrazce v litografii. V současné době se spektrální oblast vakuového ultrafialového a měkkého rentgenového záření velice intenzivně zkoumá.

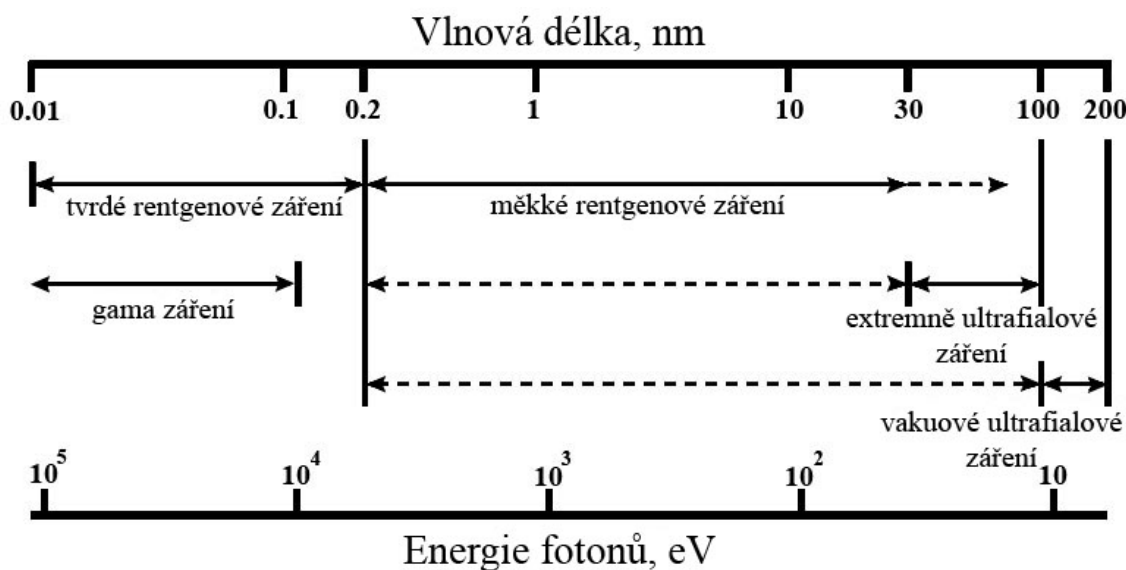
Podle dřívějších doporučení Samsona [13] ultrafialová oblast kratší 200 nm byla rozdělena do různých poněkud se překrývajících podoblastí (viz Obrázek. 2.1). Hranice mezi nimi nejsou ostré, ale jsou tradičně akceptované v oboru rentgenových laserů, plazmatu a také astrofyziky.

2.1.1 Oblast vakuového ultrafialového záření

Široké pásmo záření s vlnovou délkou až do 0.2 nm , které je pohlcováno atmosférou, je obecně označováno jako vakuová ultrafialová (v anglické literatuře „vacuum-UV“ nebo „VUV“) spektrální oblast. Šíření elektromagnetického záření v této oblasti je možné pouze ve vakuu anebo, u delších vlnových délek, v lehčích vzácných plynech. Ve fyzice rentgenových laserů se pod vakuovým ultrafialovým zářením rozumí oblast vlnových délek mezi 100 a 200 nm . V jiných oborech se může za vakuové ultrafialové pásmo považovat daleko širší oblast, proto je čárkovaná čára na Obrázku 2.1 natažená až k vlnové délce 0.2 nm .

2.1.2 Oblast extrémně ultrafialového záření

Spektrální oblast vlnových délek kratších než 100 nm , zejména interval od 30 do 100 nm , je označována za extrémně ultrafialovou (v anglické literatuře „XUV“ nebo „EUV“). Označování „XUV“, jak se zdá, je preferováno před „EUV“, možná z důvodu sousední měkké rentgenové oblasti spektra (v anglické literatuře „soft X-rays“ anebo „SXR“).



Obrázek 2.1 Vlnová délka, energie fotonů a obvyklé označení spektrálních oblastí souvisejících s rentgenovými lasery

2.1.3 Oblast rentgenového záření

Celková rentgenová oblast (v anglické literatuře „X-rays“) pokrývá interval vlnových délek v rozmezí od 0.01 do 70 nm [14]. Nicméně, za dlouhovlnný začátek je tradičně považována hranice 30 nm , kde končí extrémně ultrafialová spektrální oblast. Rentgenové záření v intervalu vlnových délek od 0.2 do 30 nm je označováno jako měkké (v anglické literatuře „soft X-rays“), a v oblasti kratších vlnových délek – jako tvrdé (v anglické literatuře „hard X-rays“). Tvrdé rentgenové záření, které je obecně spojováno s využitím v obecném i zubním lékařství a také s vědeckou analýzou krystalů, materiálů a biologických vzorků, je vymezeno intervalem vlnových délek od 0.01 do 0.2 nm . V literatuře tvrdá rentgenová oblast je typicky uváděna ne v jednotkách nm , ale v keV , tudíž interval vlnových délek tohoto záření je ekvivalentní intervalu energií fotonů od 6.2 do 120 keV .

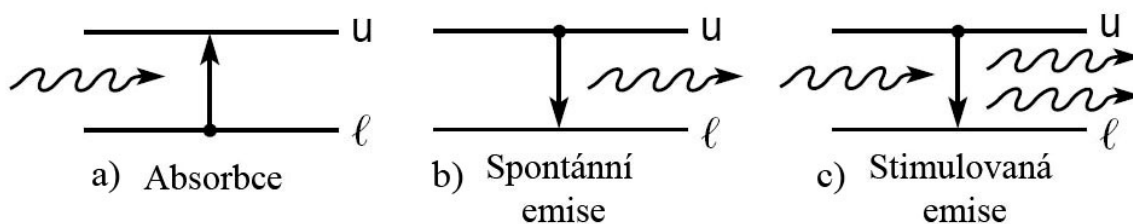
2.1.4 Oblast gama záření

Záření, emitující fotony při rozpadu radioaktivních jader s energií od 10 keV do 250 MeV je nazýváno gama zářením (v anglické literatuře „gamma-rays“). Jak je vidět z obrázku, oblast tvrdého rentgenového záření se překrývá s oblastí gama záření s nižšími energiemi.

2.2 Principy krátkovlnných laserů

Laserování na krátkých vlnových délkách v extrémně ultrafialové a v měkké rentgenové spektrální oblasti se dosahuje v hustém horkém plazmatu. Pro dosažení požadované násobnosti ionizace a obsazení příslušných laserových hladin pomocí srážkové excitace atomů (iontů) jsou zapotřebí teploty od řádově sta elektronvoltů až do 1 keV . Doba životnosti elektronu na laserových hladinách je typicky měřena v ps , takže dodání čerpací energie musí být opravdu rychlé (čerpací výkon musí být velký). V důsledku toho se pro vytvoření a ohřátí plazmatu nejčastěji využívají infračervené, viditelné a ultrafialové lasery, i když v některých případech také rychlé elektrické výboje. Inverzní populace dosahuje spíše pomocí selektivní depopulace, než selektivní populace. Velké zesílení slabého signálu požaduje velkou hustotu excitovaných stavů iontů a v důsledku toho i velkou hustotu plazmatu.

Vzhledem k tomu, že pevná fáze vykazuje v uvažovaném spektrálním oboru (nm až několik desítek nm) silnou fotoelektronovou absorpci, aktivní prostředí krátkovlnných laserů musí být tvořeno plazmatem, které je pro tyto vlnové délky prakticky transparentní. Toto plazma musí být dostatečně homogenní a musí umožňovat nerušené (s minimální difrakcí) šíření zesíleného záření podél osy systému, kde je vybudována populační inverze. Dalším problémem krátkovlnných laserů je neexistence „bezztrátových“ zrcadel a jiných optických prvků (děliče svazku atd.), tj. charakterizovaných vysokým koeficientem reflexe či transmise. Zatímco v oboru přibližně 10 až 30 nm lze vytvořit multivrstvé struktury na bázi Mo:Si s relativně vysokou odrazivostí (dosažitelné maximum $60\text{-}70\%$ poblíž 13 nm), pro kratší vlnové délky dosažitelná účinnost multivrstvých struktur (W:C , WC:C , $\text{Cr}_3\text{C}_2\text{:C}$ atd.) dramaticky klesá a zpravidla nepřekračuje několik procent. Jiným potenciálním problémem je rychlá destrukce těchto citlivých struktur produkty horkého plazmatu vytvářejícího aktivní prostředí rentgenových laserů. Obě tyto skutečnosti – nehledě k typicky nanosekundové resp. sub-nanosekundové době trvání inverze populace – představují zásadní překážku toho, aby uvažované systémy byly schopny využívat rezonátor jako běžné lasery. Krátká doba života horkého hustého plazmatu omezuje účinnost zrcadlových rezonátorů. Proto je nutné dosáhnout žádaného zesílení pouze jedním průchodem fotonů aktivním prostředím. Tento režim je označován jako „bezzrcadlové“ laserování [15], [16] anebo častěji se používá název „zesílená spontánní emise“ (ASE – Amplified Spontaneous Emission).

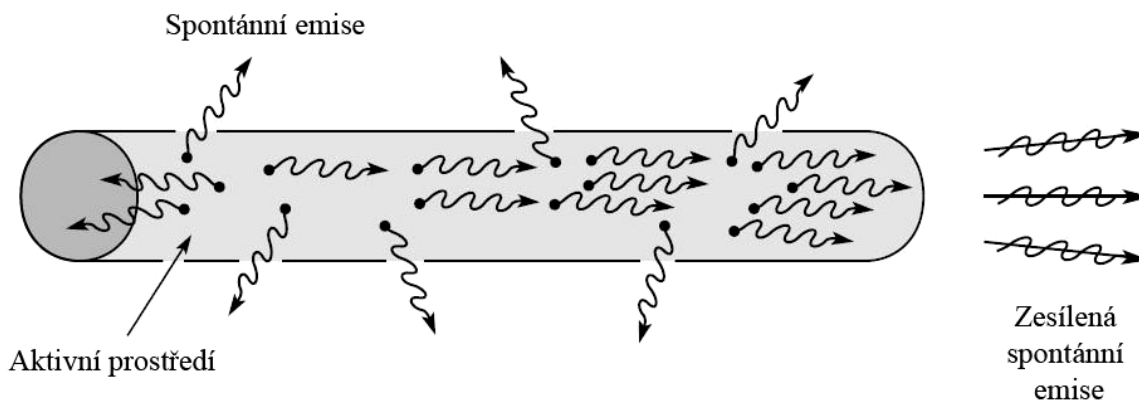


Obrázek 2.2 Procesy absorpce, spontánní emise a stimulované emise

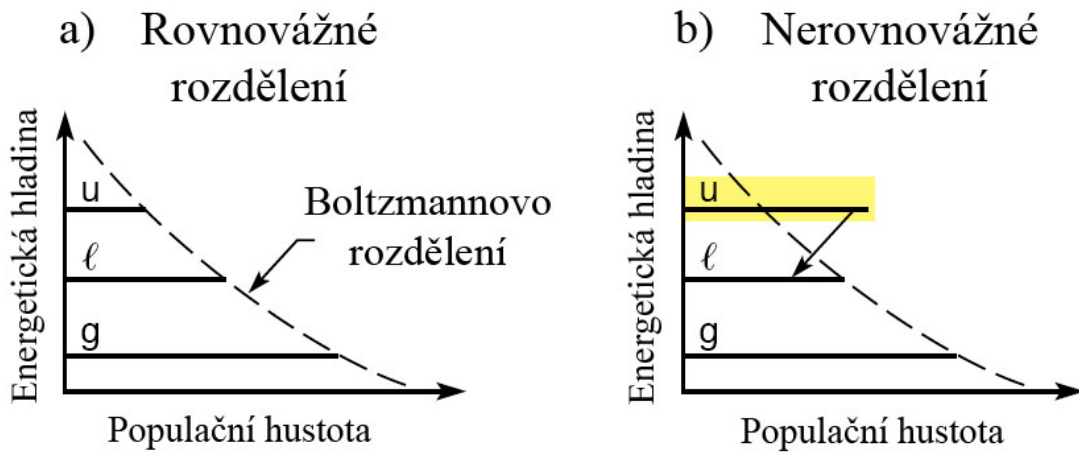
2.2.1 Základní procesy

Při laserování dochází k takovým interakcím, při kterých procházející záření stimuluje excitované atomy k přechodům z jejich horních stavů na dolní, což ve svém výsledku dává záření ze stejnou frekvencí a fází jako má stimulující záření. Jednou z podmínek laserování je dosažení takové inverzní populace, při které v horním excitovaném stavu je více atomů než v dolním.

Začneme diskuzi o laserování přehledem procesu absorpce, spontánní emise a stimulované emise záření zahrnující kvantované atomové stavy, jak je zobrazeno na Obrázku 2.2. Při procesu absorpce se atom původně nachází v dolním energetickém stavu, označeným jako l . Přicházející záření s energií $\hbar\omega = E_u - E_l$ způsobí oscilaci vázaného elektronu a získání potřebné energie pro přechod do horního energetického stavu u . Pro různé stavy, mezi kterými je energetický rozdíl definován $\Delta E/E = \Delta\omega/\omega = \Delta\lambda/\lambda$, vyžaduje konečné umístění atomu na horní hladině větší počet oscilací mezi dvěma stavy. Počet oscilací, definovaný $\Delta E/E$, je řádově 10^6 anebo větší. Při procesu spontánní emise, zobrazeném na obrázku b), se atom zpočátku nachází v excitovaném stavu. V důsledku fluktuací pole na pozadí začíná elektron oscilovat mezi horním a dolním energetickým stavem s emisí záření o frekvenci ω ve vlnovém klubku o délce (v cyklech) řádově $\Delta E/E$ a konečně se umístí na dolní energetické hladině. Třetí proces, představený na obrázku c), je stimulovaná emise, ke které dochází, když se dopadající záření s rezonanční frekvencí ω setká s atomem v horním energetickém stavu. Stejně jako v předchozím případě začne elektron oscilovat s frekvencí ω dopadajícího záření, podstoupí mnoho oscilací a výsledně emituje záření s tím, že nakonec se umístí na dolní energetické hladině. V tomto případě, má



Obrázek 2.3 Proces laserování začíná zesílenou spontánní emisí ve směru nejdelší axiální optické dráhy. Obrázek znázorňuje zesílení jenom ve směru vpravo, ale ve skutečnosti se vyskytuje v obou směrech. Záření do stran opouští aktivní prostředí po příliš krátké dráze bez podstatného zesílení



Obrázek 2.4 Rovnovážné a nerovnovážné energetické rozdělení. Laserování vyžaduje obrácenou neboli inverzní populační hustotu

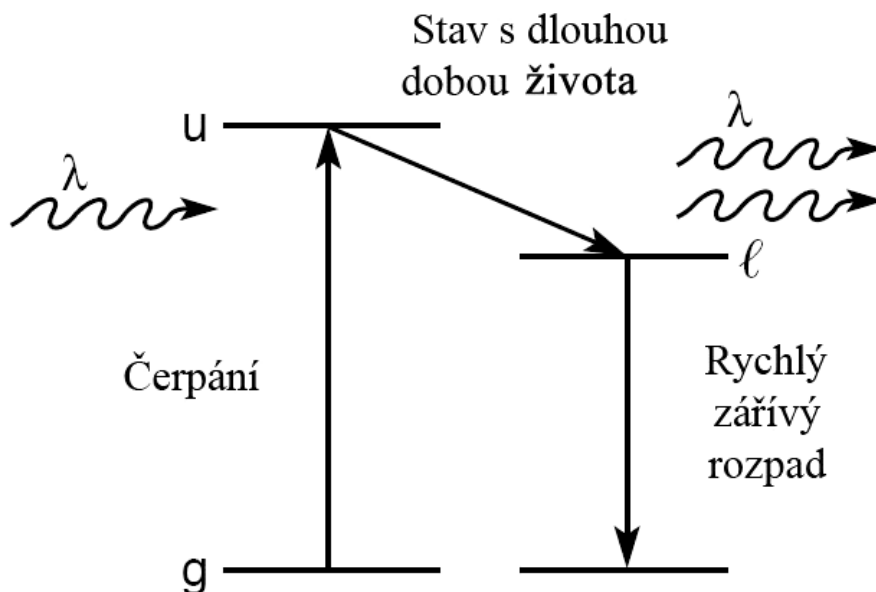
emitované záření nejenom stejnou frekvenci jako stimulující záření, ale i stejnou fázi a polarizaci.

K laserování může docházet, když nějaké počáteční záření, vytvořené spontánní emisí nebo vnější dopadající vlnou, stimuluje mnoho fázově koherentních přechodů atomů, což způsobí značné zesílení energie respektive amplitudy vlny. Míra prostorové a časové koherence výsledného záření závisí na parametrech iniciujícího procesu (fázový prostor, šířka pásma a polarizace, dané geometrií optiky a rezonátoru).

Iniciace laserování je představená na Obrázku 2.3, který zobrazuje náhodnou emisi souboru atomů, původně se nacházejících ve stejných excitovaných stavech. Díky fluktuaci pole na pozadí a absenci stimulujícího pole začínají atomy spontánně emitovat záření v náhodném čase a v různých směrech. Na začátku procesu mají sice jednotlivé paprsky stejnou frekvenci ω , ale jsou fázově nekoherentní v důsledku náhodných a nekorelovaných emisních procesů v různých atomech. Nicméně v čase se situace mění. Vyzařování v postranních směrech skoro nemá možnost podstatného zesílení v důsledku krátké délky šíření – toto záření zůstává spontánním a nekoherentním. Jiná situace je se zářením, které má delší axiální optickou dráhu, což zvyšuje pravděpodobnost interakce s excitovanými atomy a vede ke stimulaci fázově koherentního záření a následně k vytvoření intenzivnější šířící se vlny. Tento proces je nazýván zesílenou spontánní emisí, a ta se při dostatečné optické dráze a hustotě excitovaných atomů vyvíjí v činnost laseru.

Výše popsany proces laserování je závislý na inverzi populace: přítomnosti většího počtu atomů v horním excitovaném stavu u , než v dolním stavu l . Bez takovéto inverze proces absorpce záření převládá nad procesem stimulované emise, což ve svém výsledku vede ke zmenšování intenzity vlny s rostoucí proběhlou dráhou. Na Obrázku 2.4 jsou představeny populační hustoty na různých energetických hladinách pro dva případy: rovnovážný stav, ve kterém horní energetická hladina u má menší populaci než dolní hladina l (a) a nerovnovážný stav s inverzním rozdělením populace mezi horní a dolní hladinou (b). Inverzní případ, s větším počtem atomů na horní hladině než na dolní, může vést k laserování, zatímco rovnovážné rozdělení – k úplné absorpci.

První způsob, jak dosáhnout inverzního rozdělení populace, je nasycení atomů zářením o dostatečně vysoké energii fotonů pro jejich excitaci na vyšší energetické hladiny, což dovolí atomům vrátit se do základního stavu přes různé přechodné excitované stavy. V důsledku rozdílné doby života atomů v různých energetických stavech, z nichž některé mohou být metastabilní nebo mít delší dobu života, může vzniknout dočasná inverze populace. Tudiž na krátkou dobu se objeví vhodné podmínky pro laserování. Laserování se může uskutečnit pouze při dostatečné hustotě excitovaných stavů a při dostatečné délce průchodu aktivním



Obrázek 2.5 Tříhladinové laserování: Čerpáním přecházejí ionty ze základního stavu g do horního stavu u a vzniká inverze populace. Jejím předpokladem je dlouhá doba života elektronů na horní hladině u a rychlé vyprazdňování dolní hladiny l zpět do základního stavu g . V takové situaci začíná spontánní záření mezi stavy u a l stimulovat další ionty v horním stavu k přechodu do dolního stavu, čímž dochází k zesílení záření stimulovanou emisí. Nesplnění podmínky rychlého vyprazdňování dolní hladiny vede k reabsorbci stimulované emise, čili k tzv. „zachycení záření“ (angl. „radiation trapping“)

prostředím. Některé z laserů ve viditelné oblasti jsou provozovány s nanosekundovou, pikosekundovou a kratší délkou pulzu. Některé také pracují v impulsním opakovacím (tj. repetičním) režimu, jiné pracují v kontinuálním režimu, kdy čerpání je natolik intenzivní, že populační inverze je stacionární (není důsledkem přechodového procesu).

Jiná forma čerpání, typičtější pro krátkovlnné lasery, zahrnuje srážkovou excitaci nebo rekombinaci. Obrázek 2.5 zobrazuje několik energetických hladin atomu, které dostávají energii prostřednictvím čerpání, čímž vybudí atom do excitovaného stavu u s dlouhou dobou života a posléze v důsledku laserování do stavu l . Čerpání může být realizováno například srážkami s energetickými elektrony v plazmatu. Dolní stav není obsazen kvůli jeho relativně rychlému rozpadu. Během určitého časového intervalu, daného rychlosti kvantového přechodu, se atom usadí v horním stavu, vhodném pro účast na stimulované emisí. Klíčovou podmínkou pro vytvoření hustoty inverzní populace je existence horních a dolních stavů s dostatečně rozdílnou dobou života.

2.2.2 Zesílení

Jedním ze základních stavebních prvků laseru je aktivní prostředí. Aktivní prostředí je soubor kvantových soustav rozmístěných v jisté konečné části prostoru, které byly vnějším činitelem (např. výbojem) vyvedeny ze stavu termodynamické rovnováhy. Jejich celková vnitřní energie je větší než celková vnitřní energie před začátkem působení buzení [15].

Získání exponenciálního zesílení ze stimulované emise záření vyžaduje velké hustoty inverzní populace. Označme horní, respektive dolní populaci laserových hladin za n_u , respektive n_l . Součin koeficientu zesílení a délky aktivního prostředí gL udává celkové zesílení při jednom průchodu. Intenzita počáteční emise I_0 exponenciálně roste a poměr konečné (vystupující) intenzity ku počáteční je

$$\frac{I}{I_0} = e^{gL}, \quad (2.1)$$

kde I_0 je počáteční intenzita měkkého rentgenového záření, která exponenciálně narůstá do hodnoty I s délkou aktivního prostředí L a zesílením na jednotku délky g . Tato rovnice je podobná výrazu pro absorpci v prostředí s koeficientem absorpce k_c , tj. $I/I_0 = \exp(-k_c L)$. Proto součinitel g je někdy označován za „záporný“ koeficient absorpce. Pro $g=0$, se rovnice (2.1) se zredukuje do tvaru $I=I_0$. Hodnota $g=1$ je velice často považována za práh zesílené spontánní emise. Nicméně, cílem experimentů demonstrujících zesílenou spontánní emisi v rentgenové oblasti je dosažení jednorůchodového zesílení v aktivním prostředí pomocí faktoru $e^5=150$, tedy součin koeficientu zesílení a délky aktivního prostředí je $gL=5$. Koeficient zesílení je často vyjadřován výrazem s použitím atomových účinných průřezů pro stimulovanou emisi σ_{stim} a absorpci σ_{abs} :

$$g = n_u \sigma_{stim} - n_l \sigma_{abs}, \quad (2.2)$$

který může být zapsán pomocí takzvaného inverzního faktoru F

$$g \equiv n_u \sigma_{stim} F, \quad (2.3)$$

kde inverzní faktor je dán výrazem

$$F \equiv 1 - \frac{n_l \sigma_{abs}}{n_u \sigma_{stim}} = 1 - \frac{n_l g_u}{n_u g_l}. \quad (2.4)$$

Poslední krok úpravy rovnice (2.4) je možný, protože účinné průřezy pro stimulovanou emisi a absorpci mohou být vyjádřeny pomocí statistických vah g_u a g_l .

Účinný průřez pro stimulovanou emisi σ_{stim} , který vystupuje v rovnici (2.2) může být vyjádřen pomocí Einsteinova koeficientu spontánní emise A_{ul} [15]

$$\sigma_{stim} = \frac{\lambda^3}{8\pi c \Delta\lambda / \lambda} A_{ul}. \quad (2.5)$$

Pro lepší přehlednost není vlnová délka λ ve výrazu (2.5) označena indexem „ ul “. Závislost σ_{stim} na vlnové délce λ ve výrazu (2.5) je zkrácena, neboť Einsteinův koeficient spontánní emise A_{ul} je rovněž funkcí vlnové délky λ . Einsteinův koeficient spontánní emise A_{ul} může být vyjádřen pomocí absorpční síly oscilátoru f_{lu} pro přechod výrazem

$$A_{ul} \sim \frac{8\pi^2 r_0 c}{\lambda^2} \frac{g_l}{g_u} f_{lu}, \quad (2.6)$$

kde $r_0 = e^2/mc^2 = 2.82 \times 10^{-13}$ cm je klasický poloměr elektronu. Tento výraz pro A_{ul} dosadíme do výrazu (2.5) pro σ_{stim} a dostaneme po úpravě

$$\sigma_{stim} \sim \frac{\pi r_0 f_{lu} \lambda}{\Delta\lambda / \lambda} \frac{g_l}{g_u}. \quad (2.7)$$

Toto vyjádření pro účinný průřez stimulované emise σ_{stim} má již jinou závislost na vlnové délce λ ve srovnání s dřívějším výrazem (2.5). Pokud tento výraz (2.7) dosadíme do původního vztahu (2.3) pro koeficient zesílení g , získáme následující rovnici

$$g = \pi r_0 f_{lu} \frac{\lambda n_u F}{(\Delta\lambda / \lambda)} \frac{g_l}{g_u}, \quad (2.8)$$

která ukazuje zřetelnou závislost koeficientu zesílení g na vlnové délce λ laserového přechodu „ ul “.

Pro extrémně ultrafialové nebo měkké rentgenové lasery se pro šířku laserové čáry uplatňuje vliv Dopplerovského rozšíření čáry v horkém plazmatu. Pro Maxwellovo rozdělení rychlostí je výsledná spektrální pološířka (šířka čáry v polovině maxima výšky (FWHM)) dána výrazem

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{FWHM} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{c} \sqrt{\left(\frac{kT_i}{M}\right)}, \quad (2.9)$$

kde kT_i je iontová teplota, M – atomová hmotnost. Pro vyčíslení tohoto výrazu vyjádříme kT_i v elektronvoltech a hmotnost atomu jako $2m_pZ$, kde m_p je hmotnost protonu a Z – atomové číslo. Tak dostaneme

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{FWHM} = 7.69 \times 10^{-15} \left(\frac{kT_i}{\mu}\right)^{1/2}, \quad (2.10)$$

kde $\mu \sim 2Z$. Všechny vlnové délky ve vztazích (2.5)-(2.10) odpovídají laserovému přechodu (je vynechán dolní index „ ul^c “).

Vztahy týkající se koeficientu zesílení g jsou velmi důležité k odhadu plánovaného systému s využitím zesílené spontánní emise. Ačkoliv je součin koeficientu zesílení a délky gL vzrůstající v nějakém ASE zařízení, výstupní intenzita neporoste stále exponenciálně, ale dochází k saturaci zesílení. V jistém bodě zvýšená intenzita zesilovaného záření začne vyvolávat přerozdělování populací na zúčastněných (laserových) hladinách „ ul^c “, a proto se záření s vysokou intenzitou zesiluje méně. Pro vyšší hodnoty součinu gL roste tedy intenzita pouze lineárně. Stále ale dochází k významnému zesílení přes celou délku L systému. Práh saturace byl v počátcích vývoje ASE systémů odhadovaný na hodnotu součinu $gL \sim 10-20$ [15]. Nicméně v současnosti již bylo experimentálně dosaženo hodnoty součinu $gL=27$ [17].

2.2.3 Hustota iontů v aktivním prostředí

Hustota částic v plazmatu je klíčovým faktorem jak podporujícím, tak i omezujícím zesílení v aktivním prostředí rentgenových systémů. Z předešlého odstavce (podkapitola 2.2.2) je zřejmé, že pro získání maximálního inverzního faktoru ($F \sim I$) je velmi důležitá vysoká populace n_u iontů v horním laserovém stavu a nízká populace n_l iontů v dolním laserovém stavu. Tyto dvě podmínky jsou spolu do jisté míry svázány a mohou být splněny: a) přednostním čerpáním elektronů na horní laserovou hladinu a tím zvyšováním populace n_u , b) rychlým úbytkem elektronů z dolní laserové hladiny (např. díky radiční deexcitaci) a tím snižováním populace n_l , c) kombinací obou. Dosáhnout žádaného efektu není vždy jednoduché. Například, zvýšením počáteční populace iontů dané násobnosti v základním energetickém stavu n_g vzroste i populace n_u horní laserové hladiny, ale rovněž pravděpodobně vzroste i konečná populace. To však způsobí zvýšení populace n_l dolní laserové hladiny.

Obecným cílem v ASE systémech je dosažení jednorůchodového zesílení v aktivním prostředí o faktor alespoň $e^5=150$. Tomu odpovídá součin koeficientu zesílení g a délky aktivního prostředí L pro účinný průřez stimulované emise σ_{stim}

$$gL = n_u \sigma_{stim} FL = 5. \quad (2.11)$$

Použijeme-li konkrétní příklad [15] ($\Delta\lambda/\lambda=3 \times 10^{-4}$, $f_{lu}=0.64$, poměr statistických vah $g_l/g_u=4/9$, vlnová délka $\lambda=182 \text{ \AA}$ v měkké rentgenové oblasti spektra) pro výpočet hodnoty účinného průřezu stimulované emise (ze vztahu (2.7)) $\sigma_{stim} \sim 1.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$, potom s použitím inverzního faktoru $F \sim 0.3$ vede požadavek součinu $gL=5$ k určení kritéria

$$n_u L = \frac{2 \times 10^{18}}{\lambda} L \text{ cm}^{-2}, \quad (2.12)$$

kde λ se dosazuje v Å . Součin $n_u L$ může být vztažen na součin $n_g L$ jednoduchou relací $n_g = n_u (n_g/n_u)$, za předpokladu že poměr $n_u/n_g \sim 3 \times 10^{-3}$ se vztah (2.12) změní na

$$n_g L \approx \frac{6.7 \times 10^{20}}{\lambda} L \text{ cm}^{-2} \quad (2.13)$$

Podobně můžeme určit celkovou iontovou n_i a také elektronovou n_e hustotu plazmatu. Za předpokladů $n_i/n_g \sim 3$, $n_e \sim 10 n_i$ (z čehož plyne hrubý odhad $n_u \sim 10^4 n_e$) dostaneme

$$n_i L = n_g \left[\frac{n_i}{n_g} \right] L \approx \frac{2 \times 10^{21}}{\lambda} L \text{ cm}^{-2} \quad (2.14)$$

$$n_e L = n_i \left[\frac{n_e}{n_i} \right] L \approx \frac{2 \times 10^{22}}{\lambda} L \text{ cm}^{-2} \quad (2.15)$$

V konkrétním případě [15] vyžaduje zesílená spontánní emise (ASE) iontů C^{5+} na vlnové délce $\lambda = 182 \text{ Å}$ pro délku aktivního prostředí $L = 1 \text{ cm}$ následující hustoty

$$\begin{aligned} n_u &\approx 1 \times 10^{16}, \\ n_g &\approx 4 \times 10^{18}, \\ n_i &\approx 1 \times 10^{19}, \\ n_e &\approx 1 \times 10^{20}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Všechny jednotky uvedené ve vztazích (2.16) jsou v $[\text{cm}^{-3}]$. Na první pohled se může zdát, že zvolení délky aktivního prostředí L může být libovolné. Delší L ukazuje na činnost ASE systému při nižších hustotách (2.12)-(2.16) za podmínky stejného součinu gL . Nicméně, délka aktivního prostředí L nemůže být zvyšována libovolně, je zde praktické omezení celkového čerpacího výkonu, který může být k dispozici. Kromě toho, existuje i další limit spojený s vysokou hustotou plazmatu, který omezuje volbu délky aktivního prostředí L , a tím je refrakce zesilovaného svazku. To znamená, že zvolené podmínky zesílení nelze jednoduše dosáhnout nezávislou změnou hustoty nebo délky L .

2.2.4 Refrakční ztráty

Ve většině obvykle používaných excitačních schématech pro měkké rentgenové lasery je zisk závislý na hustotě plazmatu. Horní hranice je dána srážkami elektronů – vysoká hustota elektronů snižuje populaci laserových stavů, čímž znemožňuje populační inverzi. Nejvyšší možná hustota plazmatu je také ovlivněna refrakcí, která odkloní rentgenový svazek mimo zesilující prostředí v důsledku rozdílného indexu lomu způsobeného gradientem hustoty elektronů v příčném směru. Index lomu v plazmatu je daný vztahem

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{ec}}}, \quad (2.17)$$

kde n_{ec} je kritická hustota

$$n_{ec} = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda^2}. \quad (2.18)$$

Proto pro sloupec plazmatu, ve kterém hustota elektronů klesá se vzdáleností od osy platí, že index lomu roste v tomto směru. V takovém plazmatu, se kterým se běžně setkáváme ve většině rentgenových laserových zesilovačů, se paprsek šíří z oblasti s menším indexem lomu k oblasti s větším indexem lomu. Problém způsobený refrakcí na rentgenovém zesilovači byl pozorován Chirkovem [18] a později také analyzován mnoha jinými autory

[19]-[22]. Refrakce způsobuje ztráty, které snižují efektivní zisk a ve většině případů omezují délku maximálního zesílení. Ztráty také ovlivňují směr a prostorové rozdělení zesíleného měkkého rentgenového svazku, zhoršují jeho divergenci a deviaci, a také (v závislosti na symetrii plazmatu) způsobují postranní laloky na profilu svazku. Vliv refrakce byl prokázán pomocí měření rozdělení intenzity v blízkém a vzdáleném poli u několika měkkých rentgenových laserů [23]-[25].

London [26] analyzoval vliv refrakce na zesílení pro případ plazmatu s gradientem hustoty v jednom směru, s čímž se můžeme setkat při ozáření fóliového terče pomocí laseru s lineárním ohniskem. Za předpokladu parabolického profilu hustoty ukázal, že typická vzdálenost ve směru šíření z , ve kterém svazek zůstává uvnitř aktivního prostředí před vychýlením, definovaná jako charakteristická refrakční délka L_r , je dána vztahem

$$L_r = L_x \sqrt{\frac{n_{ec}}{n_{e0}}}, \quad (2.19)$$

kde L_x je rozměr, na který je omezeno plazma ve směru x , příčném k ose rentgenového laseru (ve válcové symetrii je to poloměr plazmatického sloupce), n_{e0} je maximální hustota elektronů. Odpovídající úhel lomu je vyjádřen takto

$$\phi_r = \sqrt{\frac{n_{e0}}{n_{ec}}}. \quad (2.20)$$

V jednodimenzionálním případě refrakce sníží zisk o $1/L_r$ a také určí efektivní koeficient zisku (zesílení) g_{eff} pro velké plazmové délky $L_z > L_r$

$$g_{eff} = g - \frac{1}{L_r}. \quad (2.21)$$

London vyjádřil celkové zesílení při přítomnosti refrakce G_r jako součin koeficientu zesílení g (tj. zesílení na jednotku délky) a charakteristické refrakční délky L_r

$$G_r = gL_r = g_{eff}L_r + 1. \quad (2.22)$$

Z druhé části tohoto výrazu je zřejmé, že v případě $G_r > 1$ roste výkon laseru exponenciálně až do saturace. Na druhou stranu, když $G_r < 1$, limit pro exponenciální růst stanoví refrakce. Výkon laseru při velkých délkách stále nepatrně roste, ale nikdy nedosáhne saturace.

Chilla a Rocca [21] rozšířili analýzu pro případ válcové geometrie, která je zajímavá jak pro výbojem čerpané lasery, tak pro laserem vytvořené a čerpané plazma. V tomto případě má index lomu gradient ve dvou směrech a refrakce zavádí ztrátový člen $1/L_r$ do každého směru, takže efektivní zisk bude mít tvar

$$g_{eff} = g - \frac{2}{L_r}. \quad (2.23)$$

Tudíž, v tomto dvojdimenzionálním případě exponenciální růst intenzity bude pokračovat do saturace zisku jedině za podmínky $G_r > 2$.

Pro snížení škodlivého vlivu refrakce bylo úspěšně vyvinuto několik metod: použití zakřivených laserových terčů, zmenšení gradientu hustoty díky předpulzu v laserem čerpaných systémech [27]-[36] a použití magnetického pole ve výbojem čerpaných laserech [37]. Také byly vyvinuty [38]-[41] plazmové vlnovody, které byly úspěšně použity v experimentech s měkkým rentgenovým zářením [38].

2.2.5 Nároky na čerpací výkon

Hlavní podmínkou pro maximální efektivní zisk energie z laserového prostředí je nezbytnost pracovat v režimu, kdy je dosaženo saturace zesílení [42]. Ve většině viditelných a infračervených laserů je prodloužení zesilovací dráhy dosaženo pomocí optického rezonátoru, který umožňuje snadno dosáhnout takové intenzity světla, kdy je prostředí saturováno. Analogický způsob nelze u měkkých rentgenových laserů použít mj. i proto, že jejich doba zesílení je obvykle natolik krátká, že příslušný rezonátor by se nestačil efektivně uplatnit. Je to dáno buďto samoomezující podstatou inverzní populace v přechodových schématech [38], [43]-[45] anebo faktem, že je obtížné, dostatečně dlouho udržovat striktní plazmové podmínky, nutné pro zesílení v kvazikontinuálních schématech [17], [46]-[51]. Tudíž, měkké rentgenové lasery obvykle využívají aktivní prostředí pouze v jednorůchodovém nebo dvourůchodovém režimu.

Kromě omezené průhlednosti (viz podkapitola 2.2.4) existuje další limit pro laserové medium daný hustotou energie. Pro odhad požadovaného výkonu P , který musí být dodán do aktivního prostředí systému k vytvoření inverzní populace, můžeme napsat

$$P = \frac{\hbar\omega n_u FV}{\tau} \quad (2.24)$$

kde $n_u F$ (viz podkapitola 2.2.2) je hustota inverzní populace, V je objem plazmatu, $\hbar\omega$ je energie fotonů, emitovaná spontánní emisí během přechodu s dobou života τ . V tomto případě se jedná o spodní limit odhadovaného požadovaného výkonu, neboť „čerpání“ je zcela velmi vzdálené účinnosti 100%; aktivní prostředí (plazma) zahrnuje více iontů s různými ionizačními stupni v mnoha kvantových stavech. Pokud položíme $\tau=1/A_{ul}$ a rovnici (2.8) pomocí výrazu (2.6) přepíšeme do tvaru

$$n_u F A_{ul} = \frac{8\pi c (\Delta\lambda / \lambda)}{\lambda^3} g, \quad (2.25)$$

požadovaný výkon na jednotku objemu plazmatu můžeme vyjádřit takto

$$\frac{P}{V} = \frac{16\pi^2 c^2 \hbar (\Delta\lambda / \lambda) g}{\lambda^4} \quad (2.26)$$

a pokud přejdeme k součinu zisk-délka, $V=AL$, požadovaný výkon na jednotku plochy (tj. intenzita) bude vypadat

$$\frac{P}{A} = \frac{16\pi^2 c^2 \hbar (\Delta\lambda / \lambda) g L}{\lambda^4}. \quad (2.27)$$

Pokud dále předpokládáme, že $gL=5$ a $\Delta\lambda/\lambda=3\times 10^{-4}$ (dle předcházejícího příkladu [15] v podkapitole 2.2.3), rovnice (2.27) přejde do číselné podoby

$$\frac{P}{A} \approx \frac{2 \times 10^{19}}{\lambda^4} \text{ W/cm}^2, \quad (2.28)$$

Tabulka 2.1 Výkon na jednotku plochy průřezu versus vlnová délka

Vlnová délka λ [Å]	1	10	100	1000	3000
Požadovaný výkon v plazmatu [W/cm ²]	10 ¹⁹	10 ¹⁵	10 ¹¹	10 ⁷	10 ⁵
Celkový požadovaný výkon [W/cm ²]	10 ²¹	10 ¹⁷	10 ¹³	10 ⁹	10 ⁷

příčemž vlnová délka je uvedena v $[\text{Å}]$. Označení A znamená průřez aktivního prostředí. Z rovnice (2.28) plyne, že pro určitý čerpací výkon je potřeba menších průměrů aktivního media (plazmatu) pro kratší vlnové délky λ . Kupříkladu pro vlnovou délku $\lambda=100 \text{ Å}$ musí být požadovaný výkon v plazmatu na jednotku plochy alespoň 10^{11} W/cm^2 . Pro průměr aktivního prostředí $100 \mu\text{m}$ má být celkový výkon dodaný jen do horní hladiny $\approx 10 \text{ MW}$. Protože podle (2.28) je výkon nepřímo úměrný čtvrté mocnině vlnové délky laserového přechodu, pro vlnovou délku 10 Å a stejný průměr plazmatu vzroste tento výkon na 100 GW . V Tabulce 2.1 jsou uvedeny odhady požadovaných výkonů (na jednotku plochy) v závislosti na vlnové délce laserového přechodu. Celkový požadovaný výkon je uváděn při předpokladu jednoprocenní účinnosti přenosu celkové energie do plazmatu.

2.3 Přehled činnosti ve světě

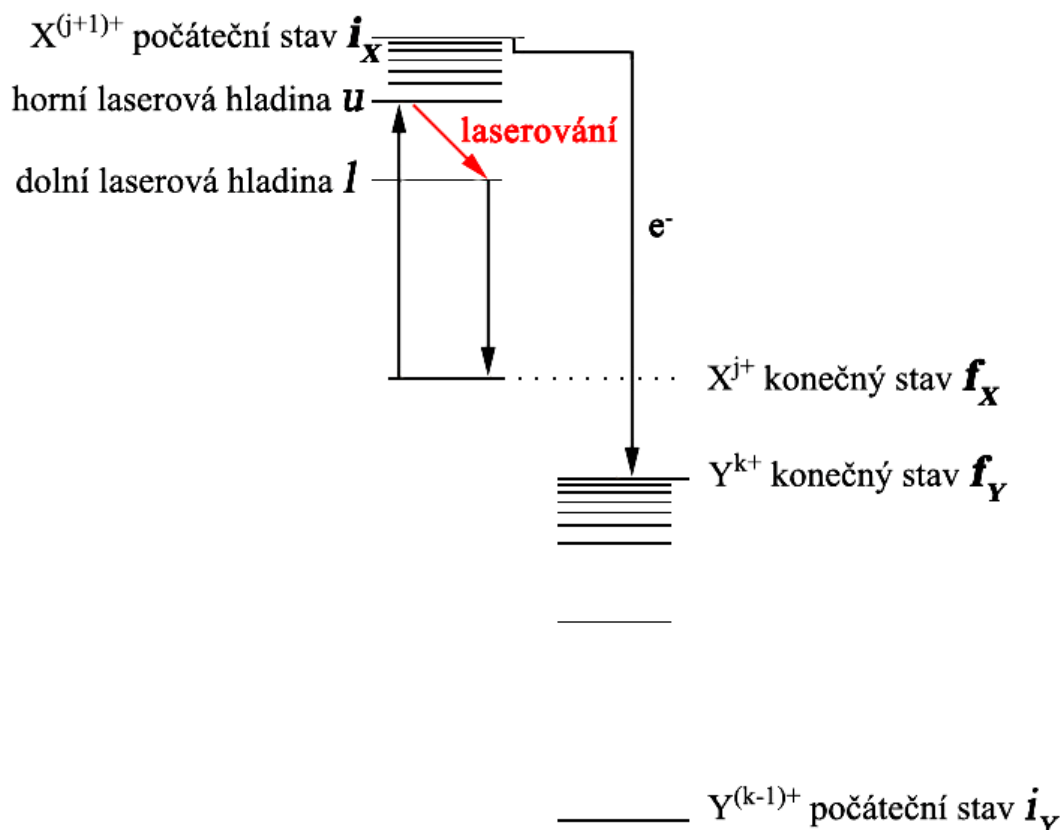
V současné době se v oboru výbojem čerpaných měkkých rentgenových laserů (ASE systémy) používají 3 hlavní principy pro dosažení inverzní populace: schéma čerpání výměnou náboje, srážkově rekombinační schéma a srážkově excitační čerpací schéma.

2.3.1 Mechanismus čerpání výměnou náboje

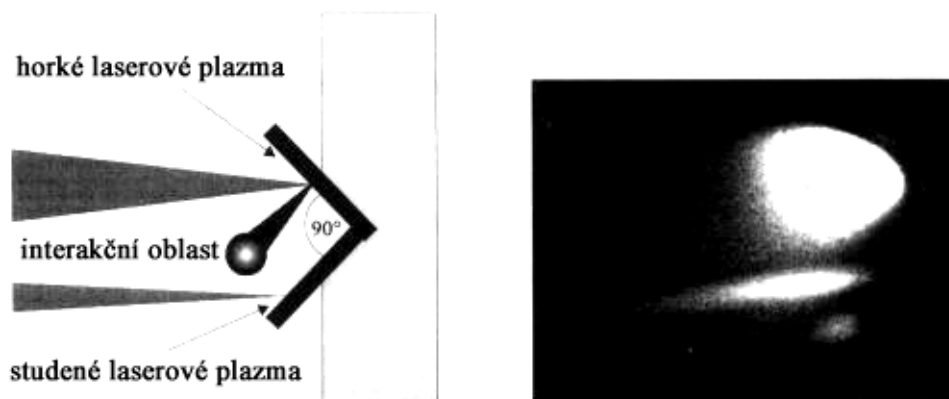
Čerpání výměnou náboje můžeme popsat rovnicí



tj. $(j+1)$ -krát ionizovaný atom X po srážce s $(k-1)$ -krát ionizovaným iontem Y ($k < j$) získá elektron a zbývající energii použije na jeho excitaci do horní laserové hladiny u (Obrázek 2.6). Tento typ čerpání byl navržen Vinogradovem a Sobelmanem [52] a následně prozkoumán experimentálně v laserovém plazmatu [53], [54]. Nicméně, komplexnější

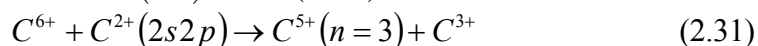
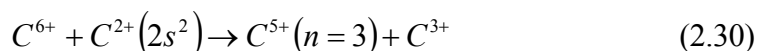


Obrázek 2.6 Energetické schéma hladin pro čerpání výměnou náboje

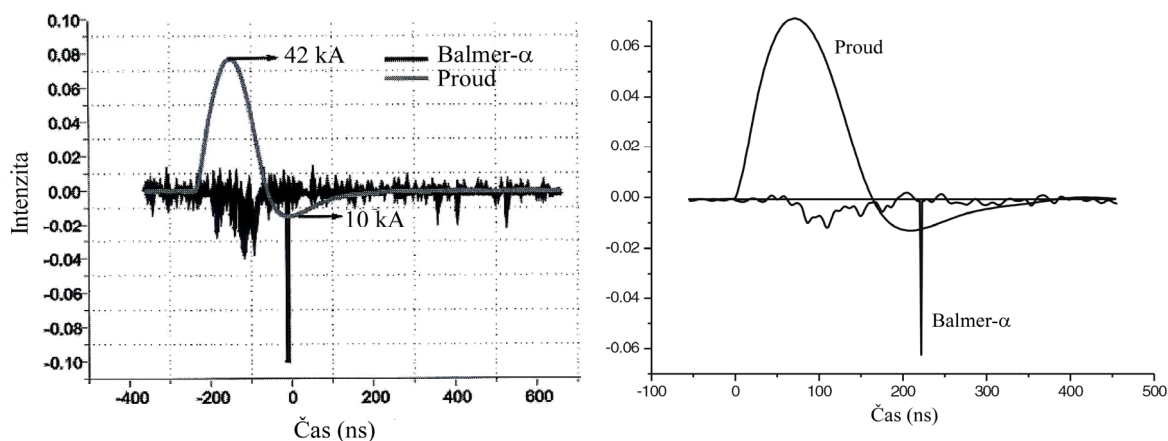


Obrázek 2.7 Model experimentu se srážkou dvou laserem vytvořených plazmových klastrů

studium bylo provedeno Kunzem (Ruhr University, Bochum, Germany). Tento výzkum byl odstartován náhodným pozorováním “podivných jevů” [55] v experimentu s kapilárním výbojem založeném na srážkově rekombinačním čerpacím mechanismu. Tyto “podivné jevy” zahrnovaly v sobě intenzivní krátké (~ 1 ns) záblesky H_α -podobné čáry C^{5+} , které byly zaznamenány ve druhé půlperiodě výbojového proudu, dále výraznější zvětšování amplitudy píku s prodlužováním délky kapiláry než u ostatních spektrálních čar, zvětšování amplitudy píku po aplikaci vícevrstvého zrcadla s odrazivostí 12% pro danou vlnovou délku (laserový polorezonátor). Tento fenomén byl později identifikován jako laserování čerpané výměnou náboje způsobenou srážkami mezi 6-krát ionizovaným iontem uhlíku, generovaným nestabilitou neck-typu $m=0$ a dvakrát ionizovaným iontem v její blízkosti [56] podle rovnic



Stopy této nestability byly dobře viditelné na podélném řezu kapiláry. Pro další důkaz tohoto vysvětlení byl proveden následující experiment (Obrázek 2.7): Laserem vytvořený plazmový svazek vysoce ionizovaných částic se srazil s jiným, laserem vytvořeným plazmovým svazkem méně ionizovaných částic. V interakční oblasti byla pozorována jasná emise iontů, vzniklých z nábojové výměny. Koshelev a Kunze ve své teoretické práci



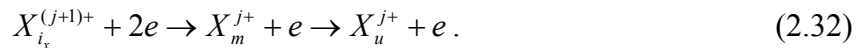
Obrázek 2.8 Časový průběh proudu a Balmer- α čáry C^{5+} s vlnovou délkou 18.22 nm pro různé kapiláry: délka 50 mm, průměr 0.7 mm, rovná vnitřní stěna kapiláry (vlevo) [59] a délka 40 mm, průměr 0.8 mm, zvlněná vnitřní stěna kapiláry (vpravo) [60]

popsali mechanismus vytvoření inverzní populace pomocí srážek s výměnou náboje v plazmatu s „párkovou“ (angl. „sausage“) nestabilitou, nyní často nazývanou nestabilitou „zúžení a rozšíření“ (angl. „neck-node“ nestabilitou). Konečné potvrzení laserování [57]-[58] s čerpáním výměnou náboje bylo nalezeno, když nestabilita $m=0$ byla indukována zevnějšku zvlněním vnitřní stěny kapiláry (Obrázek 2.8) [59]. V tomto experimentu byl potvrzen exponenciální nárůst intenzity laserové čary se změnou délky kapiláry [61].

2.3.2 Srážkově rekombinační čerpací mechanismus

Srážkově rekombinační čerpací schéma bylo poprvé navrženo pány Gudzenko a Shelepinem v roce 1963 [62]. První velké zesílení v měkké rentgenové oblasti prostřednictvím rekombinace plazmatu ($gL \approx 6$) bylo pozorováno skupinou Suckewera [9]. V novější době bylo rekombinační čerpání „table-top“ laserů realizováno a přechodu do základního stavu ($gL \approx 6.5$) na vlnové délce kratší než 13.5 nm [38], [63].

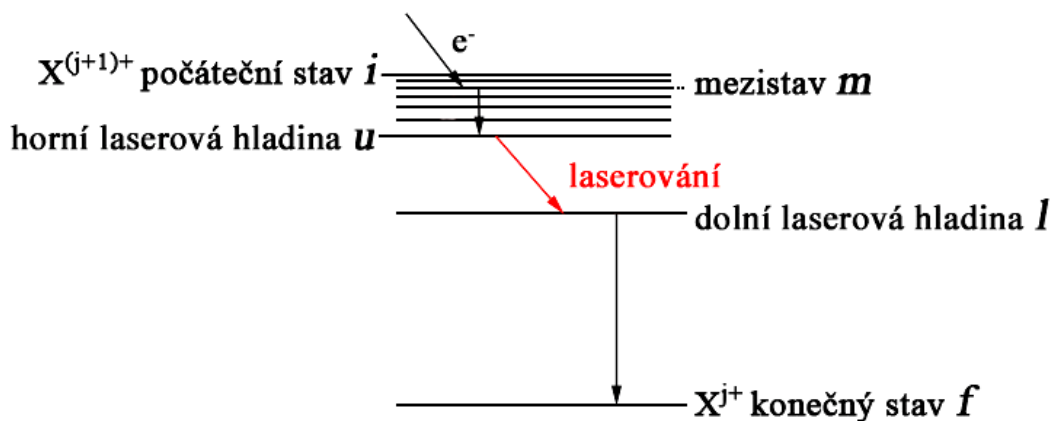
Srážková rekombinace, občas označovaná jako „tří-částicová“ rekombinace, je proces obrácený k srážkové ionizaci z excitovaných hladin. K srážkové rekombinaci dochází během tří-částicové srážky když $(j+1)$ -krát ionizovaný atom prvku X zachytí jeden elektron a promění se v j -krát ionizovaný vysoce excitovaný iont a zbylou energii převezme (v kinetické formě) druhý elektron. Rekombinaci a následný kaskádový proces je možné popsat pomocí rovnice:



Generace velké inverzní populace rekombinačním mechanismem požaduje vysoce ionizované husté horké plazma s mnohonásobně ionizovanými ionty, které se v určitém okamžiku začne intenzivně chladit. Při náhlém zchlazení vzroste rychlost tří-částicové rekombinace [64]

$$R_{3br} \sim n^4 n_e^2 T_e^{-4.5}, \quad (2.33)$$

kde n je hlavní kvantové číslo stavu, do kterého byl zachycen volný elektron (zachycení ve vysoce excitovaném stavu je preferováno) a n_e a T_e jsou hustota a teplota elektronů („tří-částicová“ rekombinace převládá především v hustém rychle zchlazeném plazmatu). Kromě toho, srážky s chladnými elektrony rychle deexcitují ionty z mezistavů „ m “ do horní laserové hladiny „ u “ (s pravděpodobností nepřímo úměrnou odmocnině rozdílu energií hladin), na které deexcitace srážkami s chladnými elektrony již není převládající nad zářivými přechody. Na druhou stranu excitované ionty na dolní laserové hladině l jsou účinně depopulovány zářivými přechody (Obrázek 2.9). Taková situace obvykle nastává u



Obrázek 2.9 Energetické schéma hladin pro srážkově rekombinační čerpání

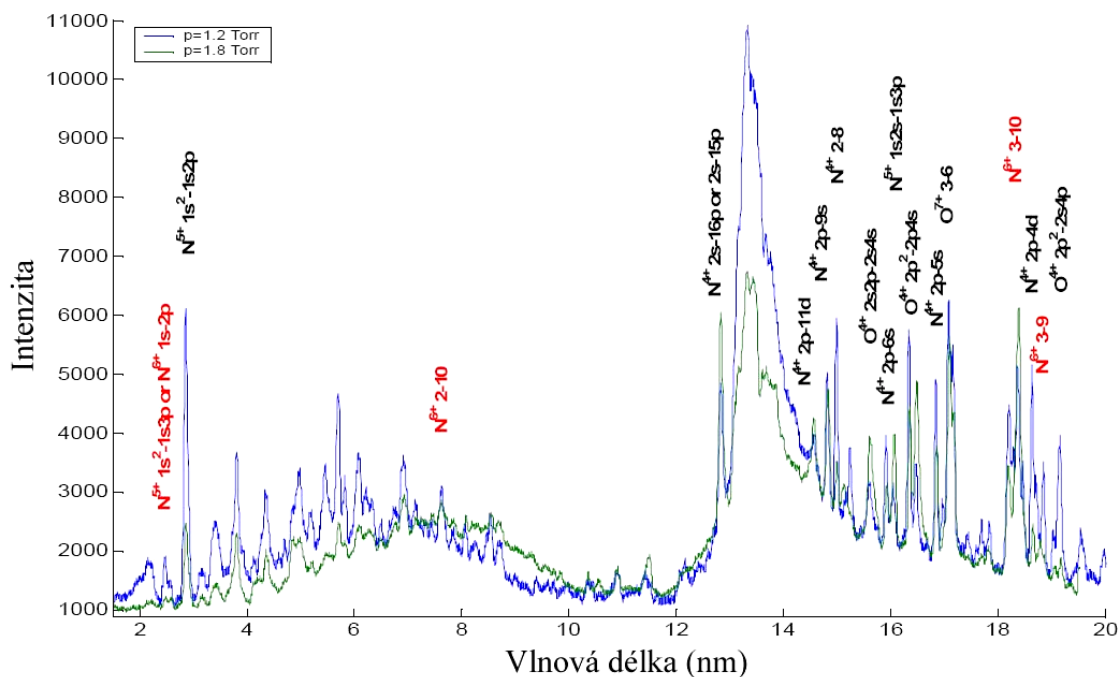
$3 \rightarrow 2$ (jako $u \rightarrow l$) přechodu vodíku-podobných iontů, nicméně rovněž také u lithium-, berylium-, a sodíku-podobných iontů. Plazma se může rychle ochladit adiabatickou expanzí [65]-[71], přenosem tepla na stěnu anebo okolní studenější plasma [72], [73], vyzařováním příměsi s vysokým Z [73].

Zesílení měkkého rentgenového záření prostřednictvím rekombinace plazmatu vyžaduje splnění protichůdných podmínek: plazma s mnohonásobně ionizovanými ionty a velice nízkou elektronovou teplotu. Ve skutečnosti je tento problém tradičně vyřešen ve dvou krocích. Za prvé, husté horké plazma s mnohonásobně ionizovanými ionty je vytvořeno ohřívacím pulzem. Za druhé, plazma je rychle ochlazeno ukončením tohoto pulzu. Takový postup zaručuje dostatečné ohřátí plazmatu během excitačního pulzu pro dosažení požadované hustoty populace $X_{i_x}^{(j+1)+}$ a ochlazení během rekombinační fáze.

Výhodou srážkově rekombinačního mechanismu před srážkově excitačním (kde obvykle nedochází ke změně hlavního kvantového čísla ($\Delta n=0$)) je rychlejší přechod ke kratším vlnovým délkám se změnou náboje jádra Z aktivního prvku. Ale, na druhou stranu, obtížněji se dokazuje exponenciální nárůst zesílení s lineární změnou délky plazmového sloupce (díky významnému vlivu konců sloupce) a také relativně malé zesílení (malý součin koeficientu zesílení a délky (maximální $gL \approx 8$ [74])).

Velké zesílení generované na přechodu $2 \rightarrow 1$ (tj. do základního stavu) vodíku-podobných iontů prostřednictvím rekombinace plně ionizovaného plazmatu s poměrně nízkou teplotou bylo teoreticky předpovězeno Jonesem a Alim [75]. Toto laserové schéma používající přechod do základního stavu je nejlákavější pro rychlé zkracování vlnové délky se Z . Kupříkladu, rekombinační laserování na 13.5 nm vyžaduje počáteční plazma úplně ionizovaných iontů Li (tříkrát ionizované atomy), zatímco laserování na 3.37 nm může být uskutečněno v plazmatu úplně ionizovaných iontů C (šestkrát ionizované atomy). V prvním případě kvantová účinnost $QE=0.45$ je spočítána jako poměr energie fotonu laseru a energie potřebné pro úplnou ionizaci atomu. To je velký pokrok ve srovnání s rekombinačním laserem založeným na $3 \rightarrow 2$ přechodu vodíku-podobných iontů, kde laserování na podobné vlnové délce vyžaduje populaci ve vodíku-podobném dusíku ($\lambda=13.4 \text{ nm}$) s $QE=0.06$. Velká kvantová účinnost laserových přechodů do základního stavu nabízí možnost vývoje krátkovlnných laserů s malou excitační energií, z čehož potenciálně může vzniknout „table-top“ rekombinační laser s velice krátkou vlnovou délkou. Nicméně, rekombinace musí být rychlejší než radiační de-excitace horní laserové hladiny ($n=2$), která je pro vodíku-podobný Li 26 ps a pro vodíku-podobný C 1.6 ps . Bohužel, v současné době žádný takto rychlý chladicí mechanismus není znám. Proto tedy jedinou cestou je generace plazmatu s mnohonásobně ionizovanými ionty a se studenými elektrony v časech kratších než je doba rekombinace, například, multifotonovou ionizací (pomocí intenzivních femtosekundových laserů) [38], [63], [76], [77] anebo ionizací, způsobenou optickým polem (OFI ionization) prostřednictvím intenzivních ($\sim 10^{17}-10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$) femtosekundových lineárně polarizovaných laserů [78]-[80].

Jak už bylo zmíněno, využití rekombinačního mechanismu čerpání (ASE systému) vyžaduje velmi rychlé chlazení, což v podmínkách kapilárního výboje bývá obvykle kontaktem plazmatu se stěnou kapiláry. Plasma v evakuované kapiláře s malým průměrem ($\sim 1 \text{ mm}$) je vytvořeno ablací její stěny. Tato kapilára je převážně vyrobena z polyetylénu nebo polyacetalu, tedy stěny kapiláry jsou zdrojem atomů uhlíku, které tvoří aktivní prostředí k získání zesílené spontánní emise. Plasma v průběhu celého výboje v kapiláře zůstává v blízkém kontaktu se stěnou kapiláry, což zajišťuje rychlé chlazení horkého sloupce plazmatu v kapiláře (může tedy docházet k rekombinaci). Samotné provedení experimentu je jednoduché, neboť evakuovaná kapilára pracuje jako jiskřiště v samoprůrazovém režimu. Obvykle se zařízení skládá z izolátoru (polyetylén, polyacetal), do kterého je vyvrtán kapilární kanálek ($D \leq 1 \text{ mm}$) s elektrodami (s otvory pro vstup plynu a výstup záření) na jeho koncích. Kondensátory jsou symetricky rozmístěny okolo izolátoru a



Obrázek 2.10 Časově integrované spektrum pro různé tlaky dusíku. Čáry vodíku-podobného dusíku jsou zvýrazněné červeně [96]

připojeny na elektrody kapiláry. Někdy na jednom konci kapiláry bývá umístěná pomocná spínací elektroda, která umožní snadnější synchronizaci experimentu.

V současné době probíhají experimenty na dvou aparaturách zaměřených na laserování (srážková rekombinace) v evakuovaných kapilárách. Laboratoř M. Vrbové (Katedra fyzikální elektroniky, ČVUT FJFI, Praha) s teoretickou podporou dvojice N. A. Bobrová, P. A. Sasorov (Inst. Theor. and Exper. Physics, Moscow, Russia) a ve spolupráci s T. Gotou (Kobe Univ. Mercantile Marine, Kobe, Japan) studují [81]-[82] dynamiku plazmatu a emisi měkkého rentgenového záření s použitím polyacetalové kapiláry. C. Fleurier (Gremi, Univ. de Orleans, France) rovněž vyvíjel podobný kapilární experiment, ve kterém studoval dynamiku plazmatu a emisi měkkého rentgenového záření [83]-[84]. Dokonce byla pozorována zesílená spontánní emise H_{α} -, H_{β} -podobných spektrálních čar iontů $C VI$ [85]-[86]. Nicméně vážné problémy nastaly s opakovatelností výsledků.

Jisté důkazy zesílení byly publikovány také v několika starších experimentech [87]-[89], nicméně v těchto případech součin koeficientu zesílení a délky aktivního prostředí byl malý $gL < 4$, a proto tedy intenzita laserové čáry byla řádově stejná jako pozadí (intenzita ostatních spektrálních čar). Získaná zesílená spontánní emise nebyla dostatečně reprodukovatelná, neboť docházelo k narůstání průměru kapiláry vlivem ablace atomů ze stěn a jenom prvních několik desítek výbojů v kapiláře dávalo pozitivní (uspokojivé) výsledky. Rovněž určení závislosti (jestli se jedná o ASE) intenzity měkkého rentgenového záření na délce aktivního prostředí (délka výboje v kapiláře) bylo často nemožné provést (délka kapiláry ~ 1 cm). Jistý neobvyklý nárůst intenzity některých spektrálních čar způsobený pravděpodobně zesílením v aktivním prostředí byl také pozorován i v jiných skupinách experimentů (H -podobného Li) [90], (H -podobného Li -, H -podobného O) [91]-[92], (H -podobného C) [93].

V posledních několika letech cílem mnoha laboratoří je rekombinační měkký rentgenový laser založený na kapilárním výboji na $3 \rightarrow 2$ přechodu vodíku-podobných iontů dusíku na vlnové délce $\lambda = 13.4$ nm. Je to čtyřhladinové schéma, ve kterém se dusíkové plazma na začátku musí ohřát během pinčové fáze pro dosažení dostatečně velké hustoty iontů N^{7+} (minimální teplota elektronů $T_e \sim 140$ eV). Rekombinační fáze vyžaduje rychlé ochlazení plazmatu při jeho expanzi (T_e musí klesnout pod 40 eV během 3 ns) a při laserování musí být populace na horní laserové hladině dostatečně velká pro dosažení přijatelného zesílení

Tabulka 2.2 Požadované a dosažené podmínky plazmatu pro dusíkové rekombinační schéma měkkého rentgenového laseru

	Podmínka	Požadovaná hodnota	Dosažená hodnota
1	Populace N^{7+}	$\approx 50\%$	$\geq 10-20\%$
2	Teplota v pinči T_e	$\approx 140 \text{ eV}$	$\geq 100-120 \text{ eV}$
3	Hustota N_e	$\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
4	Konečná teplota	$T_e \leq 60 \text{ eV}$	$T_e \leq 60 \text{ eV}$
5	Délka chlazení	$\Delta T \leq 5 \text{ ns}$	$\Delta T \leq 5 \text{ ns}$

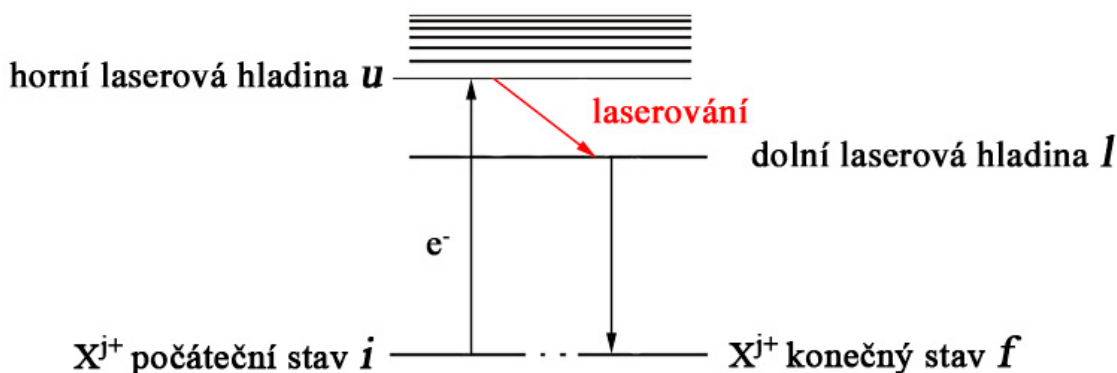
($N_e > 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [94]. Řada laboratoří se buď chystá anebo již provedla první experimenty s dusíkem plněnou kapilárou [95]-[98]. Některé laboratoře představili časově integrovaná emisní spektra výboje v kapiláře plněné dusíkem [95]-[96] (Obrázek 2.10), ale žádná z nich zatím neprokázala laserování. Nicméně, jejich výsledky jsou poměrně optimistické pro laserování H -podobného N v měkké rentgenové oblasti pomocí srážkově rekombinačního čerpacího schématu (viz Tabulku 2.2) [96].

2.3.3 Srážkově excitační čerpací mechanismus

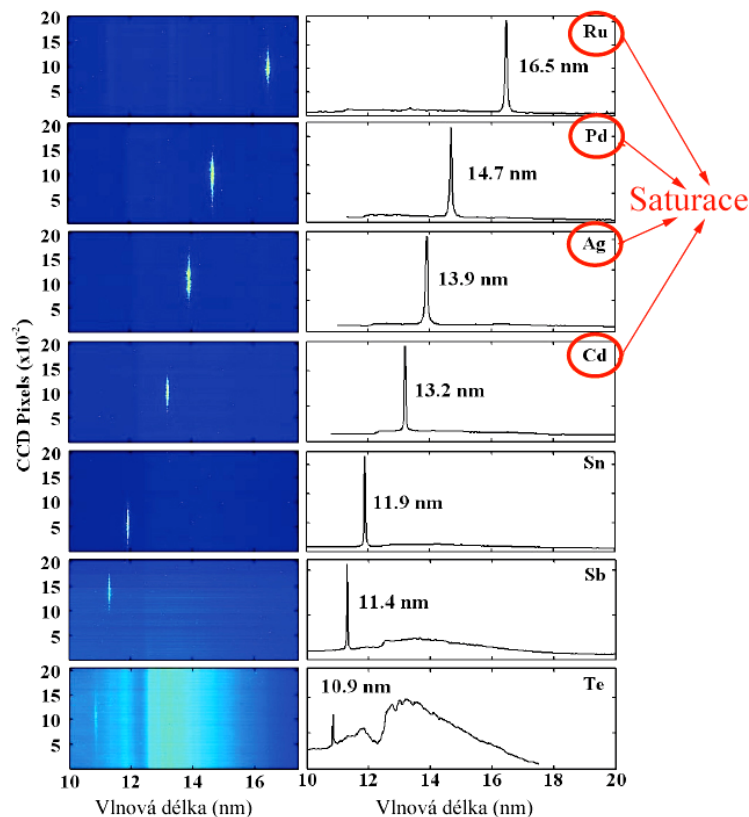
Srážkově excitační schéma bylo jako jedno z prvních teoreticky prozkoumáno v detailu [99]-[102]. Na srážkově excitačním čerpacím mechanismu již bylo úspěšně představeno několik kompaktních laserem čerpaných [43], [45]-[46] nebo výbojem čerpaných [41], [103]-[105] měkkých rentgenových zesilovačů s dostatečně velkým zesílením. Naše zařízení CAPEX a CAPEX-U k dosažení inverzní populace také využívají srážkově excitační schéma. Tato metoda čerpání je popsána rovnicí



ze které plyne, že j -násobně ionizovaný atom X je excitovaný elektronovou srážkou z počátečního stavu „ i “ (základní stav pro daný ionizační stupeň j) do horní laserové hladiny „ u “, aniž by se změnil stupeň ionizace. Ve většině provedení těchto laserů ke generaci inverzní populace dochází v kvazi-kontinuálním režimu. Horní laserová hladina „ u “ je metastabilní vzhledem k zářivému přechodu do základního stavu, zatímco dolní laserový stav „ l “ je účinně depopulován dovoleným dipólovým přechodem (Obrázek 2.11). Toto schéma v jeho nejjednodušší formě zahrnuje $2p \rightarrow 3p$ elektronovou excitaci valenčního

**Obrázek 2.11** Energetické schéma hladin pro srážkově excitační čerpací mechanismus

elektronu (kde $2p$ hladina je základní stav iontu s plným označením $1s^2 2s^2 2p^n$; k laserování dochází na přechodu z $3p$ do $3s$ stavu, při kterém se nemění hlavní kvantové číslo ($\Delta n=0$); tento stav $3s$ je rychle depopulován zářivými přechody zpět do základního stavu $2p$. Zatímco jakákoliv $2p^n$ ($n=1$ až 6) izoelektronová sekvence může být teoreticky použita, neonu-podobná konfigurace $n=6$ byla prokázána jako nejúspěšnější [106]-[111]. Je to dáno větší stabilitou iontů, což je spojeno s větším ionizačním potenciálem plně obsazené slupky. Dalšími alternativami jsou Ni -podobná [112]-[113], Co -podobná [114] a Nd -podobná [115] konfigurace, které jsou potenciálně použitelné pro laserování na kratších vlnových délkách (například, Ni -podobné Au na vlnové délce $\lambda=3.56$ nm [116]). Taková schémata mohou v podstatě pracovat v kvaziustáleném režimu – tak dlouho, pokud to umožní podmínky plazmatu. Nicméně, s krátkým čerpáním s charakteristickou dobou desítek pikosekund se dá dosáhnout většího zesílení s použitím mnohem menšího čerpacího výkonu (díky účinnější populaci horních hladin při srážkách s přehřátými elektrony, díky nedostatečné době pro přerozdělení srážkové populace, a rovněž díky nedostatečné době pro srážkové míchání obsazených hladin). Krátké čerpání již bylo realizováno pomocí laserů (Ne -podobný Ti na vlnové délce $\lambda=32.6$ nm se zesílením 35 cm^{-1} [44], Ni -podobný Pd na vlnové délce $\lambda=14.7$ nm se zesílením 35 cm^{-1} [45]), avšak nedávno bylo demonstrováno i smíšené čerpání pomocí výboje ($I\sim 3$ kA) s dodatečným ohřevem krátkým laserovým pulzem ($0.3-0.5$ J/1 ps) v Ne -podobné S na vlnové délce $\lambda=60.8$ nm s efektivním zesílením 2.3 cm^{-1} [117]. Na Obrázku 2.12 jsou zobrazená spektra laserových čar Ni -podobných Ru , Pd , Ag , Cd , Sn , Sb , Te s vlnovými délkami pod 20 nm, přičemž u prvních čtyř bylo dosaženo saturačního limitu zesílení (například, v Ni -podobném Ag na vlnové délce $\lambda=13.9$ nm se zesílením 67 cm^{-1} , což odpovídá součinu zisku-délky $gL=16.8$ nebo v Ni -podobném Cd na vlnové délce $\lambda=13.2$ nm se zesílením 69 cm^{-1} , což odpovídá součinu zisku-délky $gL=17.6$).



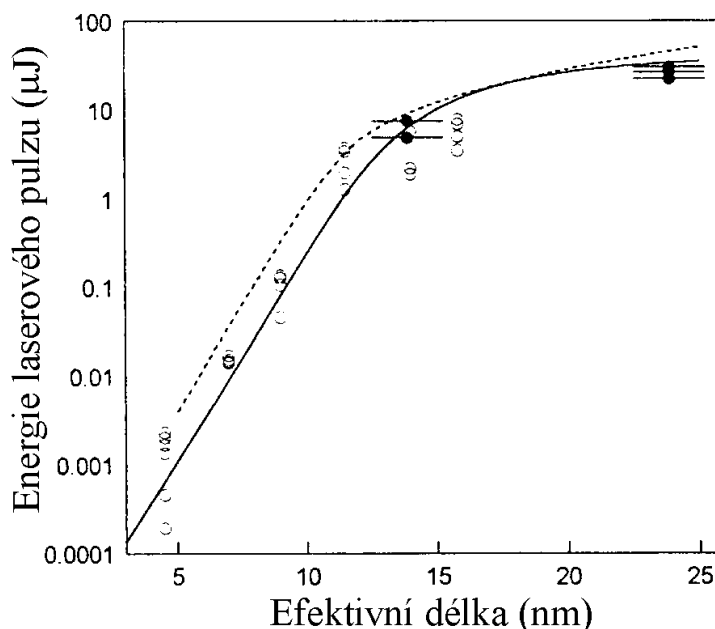
Obrázek 2.12 – Spektra měkkého rentgenového záření s laserovými čarami pro Ni -podobné Ru , Pd , Ag , Cd , Sn , Sb , Te . Pro první čtyři bylo dosaženo saturačního zesílení

Nejvýznamnějším zástupcem výzkumu v oboru srážkově excitačního čerpaní je laboratoř J. J. Roccy (Colorado State University, USA). V současné době dosahuje laserování v měkké rentgenové oblasti na více zařízeních, z nichž některá již využívá i komerčně.

Poprvé bylo větší zesílení měkkého rentgenového záření ve výbojovém plazmatu pozorováno v laboratoři Roccy na $3p-3s J=0-1$ čáře Ne-podobného argonu na vlnové délce 46.9 nm v zařízení s rychlým kapilárním výbojem. Historicky první bylo zařízení s radiální impulsní formovací linkou, které bylo schopné generovat $\sim 40 \text{ kA}$ proudový pulz s půlperiodou 75 ns v kapiláře dlouhé 20 cm . S touto aparaturou nejen že bylo prokázáno laserování v Ne-podobném argonu ($\lambda=46.9 \text{ nm}$) [12], ale byl také dosažen saturační limit [17]. Výsledky jednorůchodového a dvouprůchodového zesílení jsou zobrazené na Obrázku 2.13. Za těchto výbojových podmínek byl pozorován exponenciální nárůst energií laserového pulzu až do délky plazmatického sloupce 12 cm , kdy začíná docházet k saturaci. Obrázek 2.14 zobrazuje zvětšení intenzity laserové čary na vlnové délce 46.9 nm v závislosti na délce plazmatického sloupce, což odpovídá součinu koeficientu zisku a délky $gL=7.2$ pro 12 cm dlouhý plazmatický sloupec. Kromě toho, upravené zařízení prokázalo laserování v Ne-podobné síře ($\lambda=60.8 \text{ nm}$).

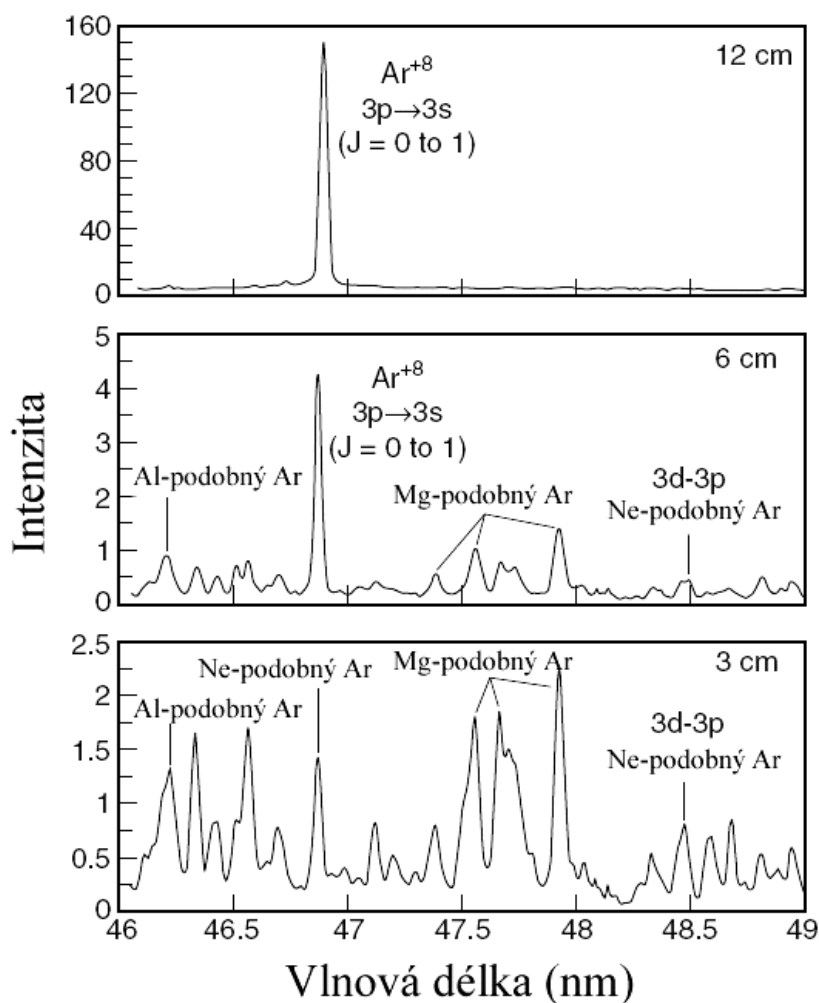
Demonstrace exponenciálního nárůstu je dost komplikovaná: je nutné zachovat podmínky plazmatu, nastavení a linearitu detektoru s přesností několika řadů. Také se musí počítat s krátkou délkou zesílení a refrakčními ztrátami. Testování dvouprůchodového zesílení dá se uskutečnit s použitím zrcadla. Rocca provedl tato měření s kapilárou o 4-mm průměru naplněnou argonem (700 mTorr) s amplitudou kapilárního proudu 39 kA a půlperiodou proudového pulzu 70 ns .

Další extrémně kompaktní aparatura fungovala na Ne-podobném argonu s opakovací frekvencí 4 Hz s průměrným výkonem $\approx 3.5 \text{ mW}$ a výstupní energii 0.88 mJ/pulz . Další vysoce výkonné zařízení s radiální Blumline impulsní formovací linkou generuje proudový pulz s amplitudou do 200 kA s dobou náběhu ($10\%-90\%$) $\approx 10 \text{ ns}$ [118]. Takové parametry jsou dosažitelné díky sedmi synchronizovaným jiskřičkám. Tato aparatura byla myšlena pro



Obrázek 2.13 – Závislost výstupní laserové energie (změřené a spočítané) na délce plazmatického sloupce v kapiláře

- jednorůchodové měření
- dvouprůchodové měření
- výpočet radiálního přenosu
- hydrodynamický kód

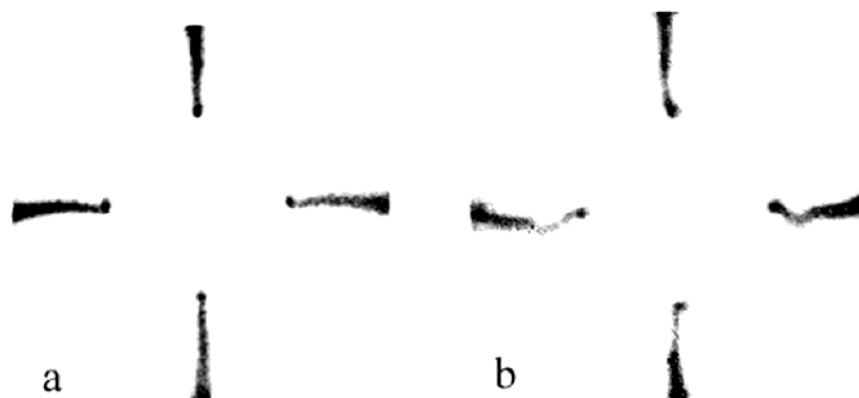


Obrázek 2.14 – Axiální spektrum Ar výboje v kapiláře tří různých délek 30, 60 a 120 mm ($I=39$ kA). Bylo pozorováno silné zesílení intenzity argonové laserové čary ($\lambda=46.8$ nm) v závislosti na délce výboje

zesílení na kratších vlnových délkách (např. Ni -podobném kadmium s vlnovou délkou $\lambda < 20$ nm). Kromě jiného se v této laboratoři zabývali dynamikou imploze plazmatu [119] a vlastnostmi laserového svazku (parametry v blízkém a vzdáleném poli [23], prostorovou koherencí [120], [121]), jakož i různými aplikacemi (např. zobrazením hustého plazmatu s velkým rozlišením [122], interferometrií hustého plazmatu pomocí Lloydova zrcadla [123], fokusací měkkého rentgenového laserového záření a ablací materiálů [124]).

Rovněž další laboratoře ve světě se snaží vyvíjet měkké rentgenové lasery založené na srážkově excitačním schématu v rychlém výboji v plynu plněné kapiláře, avšak laserování v Ne -podobném Ar^{8+} ($\lambda=46.9$ nm) dosahují s jistým časovým zpožděním za skupinou J. J. Roccy.

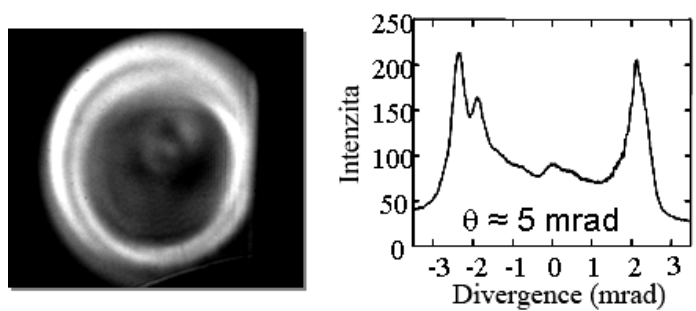
První úspěšnou laboratoří byla skupina A. Ben-Kishe v Izraeli (Department of Physics, Technion-Israel Institute of Technology, Haifa, Izrael). Byla publikována metodická cesta, jak dosáhnout správných podmínek plazmatu pro laserování v měkké rentgenové oblasti v experimentu s kapilárním výbojem [106]. V experimentech bylo použito zařízení s formovací linkou (1 MV/ 7 Ω) zakončenou Ar -plněnou kapilárou (počáteční tlak 40–135 Pa, délka kapiláry 80–180 mm, průměr \varnothing 4–5 mm). Předionizační proudový impuls (4–20 μ s před výbojem, 5–100 A) byl veden přes vhodnou indukčnost (cívku) do kapiláry. Amplituda hlavního proudového pulzu dosahovala 35–65 kA s čtvrtperiodou $T_{1/4}=51$ ns. Bylo provedeno spektrální měření v intervalu $\lambda=42$ –53 nm pro tři délky aktivního prostředí ($L=70, 80, 165$ mm) a byl pozorován významný nárůst intenzity laserové čary. Dosažený



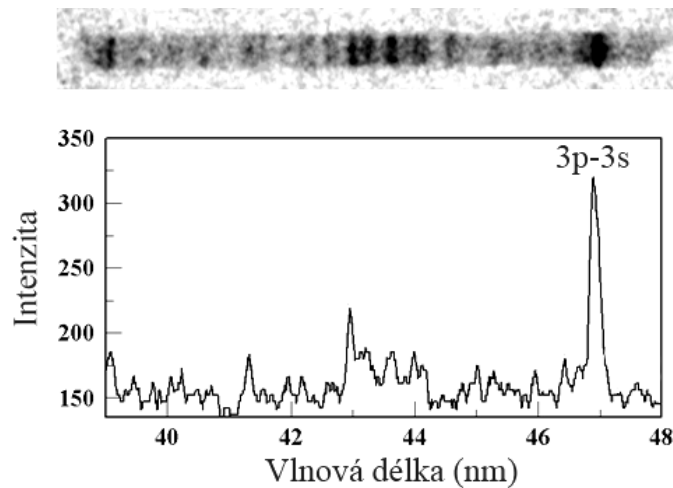
Obrázek 2.15 – Čtyř-dírková kamera: stabilní komprese s předionizačním proudem 50 A (a), nestabilní komprese s předionizačním proudem 5 A (b)

koeficient zesílení (s ohledem na použitou rentgenovou diodu) byl $g \sim 0.75\text{ cm}^{-1}$ a divergence byla menší než 5 mrad . Dalším významným výsledkem této laboratoře bylo poukázání na důležitou roli předionizačního proudu [106]. Bylo zjištěno, že na jednu stranu by předionizační proud neměl klesnout pod 10 A , ale na druhou stranu proud podstatně vyšší než 50 A může ovlivnit počáteční teplotu a tlak a tím zabránit účinné kompresi plazmatického sloupce v kapiláře. Pinč-efekt byl pozorován pomocí čtyř-dírkové kamery: 4 dírky $\varnothing 60\ \mu\text{m}$, symetricky rozmístěné o 1.7 mm mimo osu kapiláry byly umístěny na vzdálenosti 50 mm od výstupu z kapiláry. Takto umístěné dírky umožnily zobrazit sloupec plazmatu po celé jeho délce ($L=80\text{ mm}$) s použitím MCP-detektoru umístěného 370 mm daleko od čtyř-dírek. Filtr ($2\ \mu\text{m}$, Mylar) zajistil zobrazení pouze spektrální oblasti odpovídající vyzařování Ar^{8+} a Ar^{9+} . Obrázek 2.15a ukazuje moment maximální komprese plazmatu ($\sim 150\ \mu\text{m}$) v kapiláře s předionizačním proudem 50 A . Podobná situace s proudem 5 A je uvedena na Obrázku 2.15b. Ve srovnání s předcházejícím případem (Obrázek 2.15a) je patrná nestabilní komprese plazmatu, kdy jeho $\sim 10\text{ mm}$ dlouhá část je posunuta mimo osu (o $\sim 150\ \mu\text{m}$). Je evidentní, že takové počáteční podmínky (Obrázek 2.15b) nejsou vhodné pro žádané laserování v kapilárním výboji.

Další úspěšnou laboratoří je skupina G. Tomassettiho (Physics Department, Univ. L'Aquila, Italy) s teoretickou podporou S. V. Kukhlevského (Physics Dep., Univ. of Pecs, Hungary). Po prvních ne zcela úspěšných pokusech [125], publikovali [107] souvislost laserové emise, amplitudy proudového impulsu a tlaku. Dosáhli $\sim 5\text{ mrad}$ divergence (Obrázek 2.16) a koeficient zesílení g se pohyboval v intervalu $0.7\text{--}1.0\text{ cm}^{-1}$. Závislost intenzity laserové čáry na délce aktivního prostředí byla získána pomocí rentgenové diody



Obrázek 2.16 – Měření divergence měkkého rentgenového záření v kapilárním výboji na vlnové délce 46.9 nm

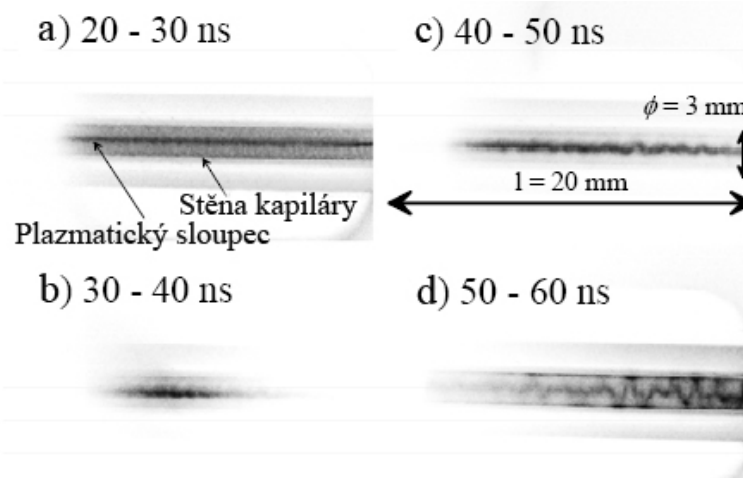


Obrázek 2.17 – Spektrum měkkého rentgenového záření *Ne*-podobného *Ar* v kapilárním výboji na vlnové délce 46.9 nm (průměr kapiláry $\varnothing 3 \text{ mm}$, délka $L=150 \text{ mm}$, $I=22 \text{ kA}$, $p=40 \text{ Pa}$)

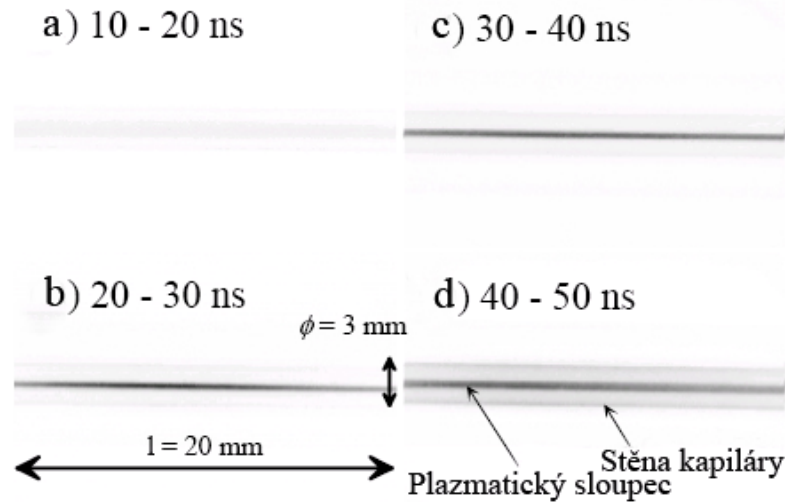
umístěné za selektivní *Sc/Si* multivrstvé zrcadlo. Přechod do saturace byl pozorován při délce výboje v kapiláře v intervalu $L=14\text{--}16 \text{ cm}$ ($\sim 5 \mu\text{J}$ laserový impuls).

K. N. Koshelev (Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Russia) také deklaroval laserování *Ne*-podobného *Ar* v kapilárním výboji [110] (55 kA , $2 \times 10^{12} \text{ A/s}$). Nicméně závislost intenzity měkkého rentgenového záření na délce plazmatického sloupce nebyla představena.

Velký pokrok ve vývoji měkkého rentgenového laseru na bázi kapilárního výboje byl zaznamenán v laboratoři E. Hotty (Tokyo Institute of Technology, Japan). Tato laboratoř také prokázala laserování v *Ne*-podobném *Ar* v kapilárním výboji na vlnové délce $\lambda=46.9 \text{ nm}$ což je vidět na Obrázku 2.17. Experiment, který se skládal s třístupňového Marxova generátoru, impulsního transformátoru (s poměrem 2:30), koaxiální impulsní formovací linky s výstupním napětím 500 kV , samoprůrazného jiskřiče, byl schopen vygenerovat 35 kA proud v kapiláře s šířkou pulzu 110 ns . Předionizace byla zajištěna proudovým pulzem řádově několika desítek ampér a dosažený koeficient zesílení byl 0.8 cm^{-1} , což odpovídá součinu koeficientu zisku a délky $gL=12$ (energie laserového impulsu $5\text{--}6 \mu\text{J}$) [126].



Obrázek 2.18 – Fotografie plazmatu v kapilárním výboji bez předionizace. Časový průběh byl počítán od začátku hlavního proudu v kapiláře. Amplituda kapilárního proudu 27 kA , tlak *Ar* $\sim 20 \text{ Pa}$



Obrázek 2.19 – Fotografie plazmatu v kapilárním výboji s předionizačním proudem 10 A . Ostatní podmínky jsou stejné jako na Obrázku 2.18

Generace rovného stabilního plazmatického sloupce s velkou teplotou a hustotou je klíčová pro laserování v kapilárním výboji. Vliv předionizace na formování stabilního Z-pinče byl prozkoumán pomocí vysokorychlostní kamery (která byla umístěna ze strany – kolmo na osu kapiláry) ve speciální skleněné kapiláře (Pyrex, $\varnothing 3\text{ mm}$, $L=60\text{ mm}$) plněné Ar , pořizující 10 ns snímky v různých časových okamžicích hlavního výboje [127]. Z experimentu bez předionizačního proudového impulsu (Obrázek 2.18) je patrné, že při hlavním výboji se nestability plazmového sloupce (spirály) objevují již v čase $20\text{--}30\text{ ns}$ od začátku proudu. Rovněž hlavní výboj je špatně reprodukovatelný. Naopak s použitím 10 A předionizačního proudového impulsu (Obrázek 2.19) nejsou pozorovatelné žádné nestability plazmového sloupce při hlavním výboji (průměr stlačeného plazmatu dosahuje $\sim 300\text{ }\mu\text{m}$ v čase $20\text{--}30\text{ ns}$). Kromě toho byla zajištěná dobrá opakovatelnost hlavního výboje.

V současné době v této laboratoři provádějí rekonstrukci experimentu, zejména přestavbu impulsního transformátoru (z poměru $2:30$ na $2:45$), která umožní dosahovat výstupního napětí z impulsní koaxiální formovací linky 800 kV a také amplitudy kapilárního proudu 70 kA s čtvrtperiodou $50\text{--}60\text{ ns}$. Tato sestava bude v nejbližší budoucnosti použita pro dosažení laserování v měkké rentgenové oblasti na bázi srážkově rekombinačního čerpacího mechanismu v Be -podobném Ar s vlnovou délkou $\lambda=42.6\text{ nm}$ nebo v H -podobném N s vlnovou délkou $\lambda=13.4\text{ nm}$.

Také v naší laboratoři, vedené K. Koláčkem (Oddělení impulsních plazmových systémů, Ústav fyziky plazmatu, v.v.i., AV ČR, Praha) se podařilo dosáhnout laserování Ne -podobného Ar na vlnové délce $\lambda=46.9\text{ nm}$ [111] na dvou souběžně používaných zařízeních CAPEX a CAPEX-U. Podrobněji budou tyto a další výsledky prezentovány v následujících kapitolách.

3 NÁVRH ZAŘÍZENÍ

Hlavní motivací k návrhu a stavbě nové aparatury byla potenciální možnost dosažení zesílení na kratších vlnových délkách v měkké rentgenové oblasti. Z jednoduchých úvah o energii v přehledovém článku Roccy [128] vyplývá, že zkrácení zesílované vlnové délky o jeden řád vyžaduje zvětšení pumpování/čerpací energie o 5 řádů. Proto tedy bylo nutné stavět výkonnější aparaturu.

Na aparatuře CAPEX bylo dosaženo významných výsledků, přestože toto zařízení mělo několik podstatných nedostatků:

- impulsní formovací linka aparatury CAPEX je pevně přimontována k Marxovu generátoru osou kolmo k jeho stěně, takže konec kapiláry na straně vysokonapěťové elektrody není osově přístupný,
- příčné rozměry impulsní formovací linky zařízení CAPEX jsou příliš malé ($\varnothing 262 \times \varnothing 158 \times 675 \text{ mm}$), což omezuje nabíjecí napětí (500 kV) a tím i výbojový proud v kapiláře (70 kA) a také flexibilitu předionizačního impulsu,
- u zařízení CAPEX hlavní jiskřiště funguje v režimu samoprůrazu, což díky relativně krátkému času pinčování výboje v kapiláře ($\sim 30 \text{ ns}$) prakticky znemožňuje přesnou synchronizaci diagnostiky se začátkem hlavního proudu v kapiláře; jelikož stále není k dispozici vhodný dostatečně rychlý spínač, odvozuje se synchronizace diagnostik od nabíjení impulsní formovací linky a nereprodukovatelné spínání hlavního jiskřiště ji značně zhoršuje.

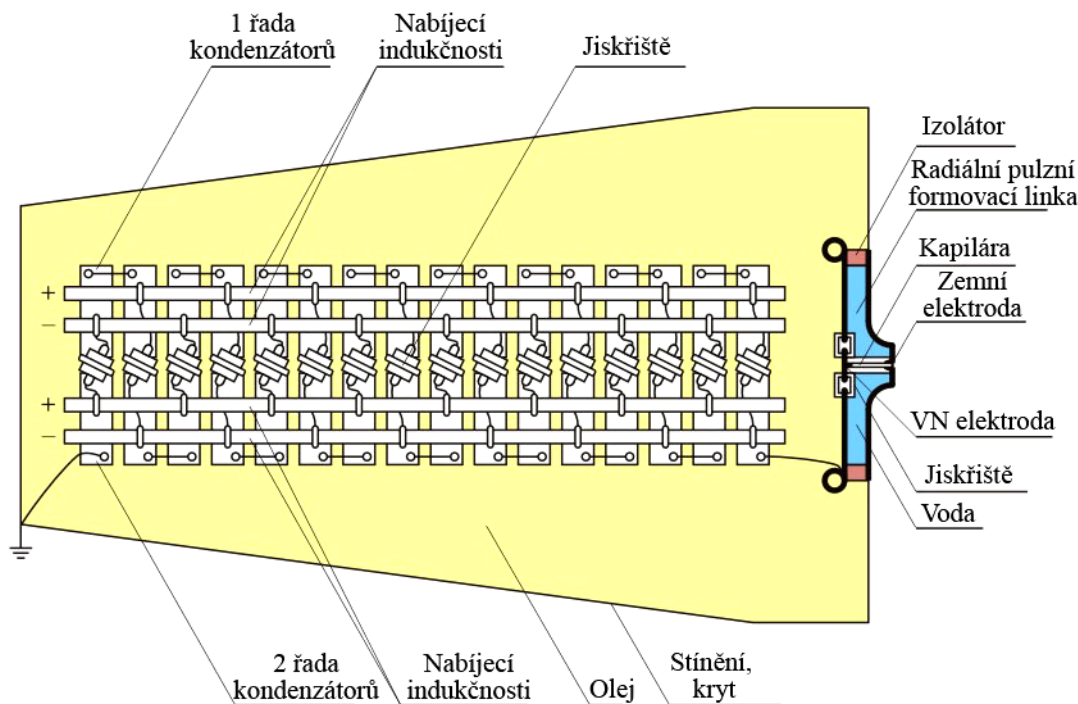
Pro novou aparaturu, která měla odstranit nedostatky zařízení CAPEX, bylo vytvořeno několik variant návrhu. Jednalo se o výkonnější Marxův generátor a také o výběr vhodné impulsní formovací linky (koaxiální, radiální a nebo kónické). Hlavními parametry, které rozhodovaly o budoucí konstrukci experimentu, byly proud v kapiláře a rychlost jeho nárůstu.

3.1 Návrh Marxova generátoru a impulsní formovací linky

Jak již bylo zmíněno, kratší vlnové délky vyžadují výkonnější aparaturu. Proto bylo

Tabulka 3.1 – Závislost parametrů navrhovaného Marxova generátoru na typu kondenzátorů

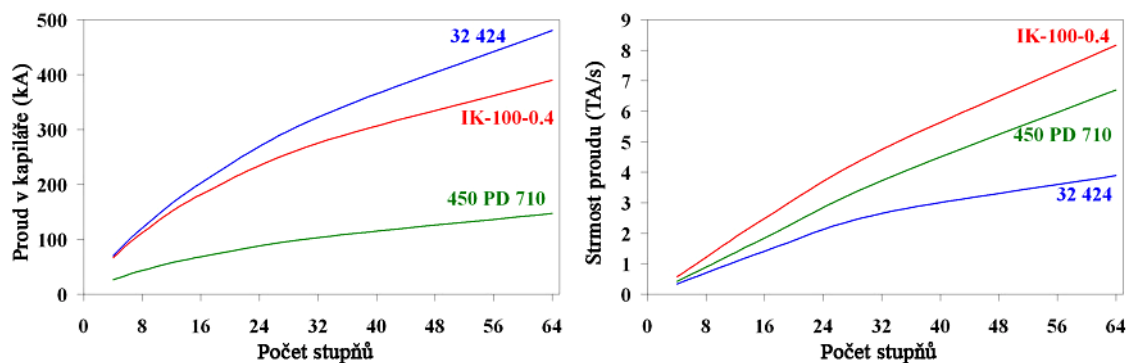
	<i>IK-100-0.4</i> $C_{kond} = 400 \text{ nF}$, $U_{kond} = 100 \text{ kV}$ $L_{kond} = 150 \text{ nH}$			32 424 $C_{kond} = 3000 \text{ nF}$, $U_{kond} = 100 \text{ kV}$ $L_{kond} = 40 \text{ nH}$			450 PD 710 $C_{kond} = 100 \text{ nF}$, $U_{kond} = 50 \text{ kV}$ $L_{kond} = 60 \text{ nH}$		
N	C_M (nF)	L_M (μH)	R_M (Ω)	C_M (nF)	L_M (μH)	R_M (Ω)	C_M (nF)	L_M (μH)	R_M (Ω)
4	50	2	3	375	0.65	3	12.5	0.9	3
8	25	4	6	187.5	1.3	6	6.25	1.8	6
16	12.5	8	12	93.75	2.6	12	3.13	3.6	12
32	6.25	16	24	46.9	5.2	24	1.56	7.15	24
64	3.13	32	48	23.44	10.4	48	0.78	14.3	48



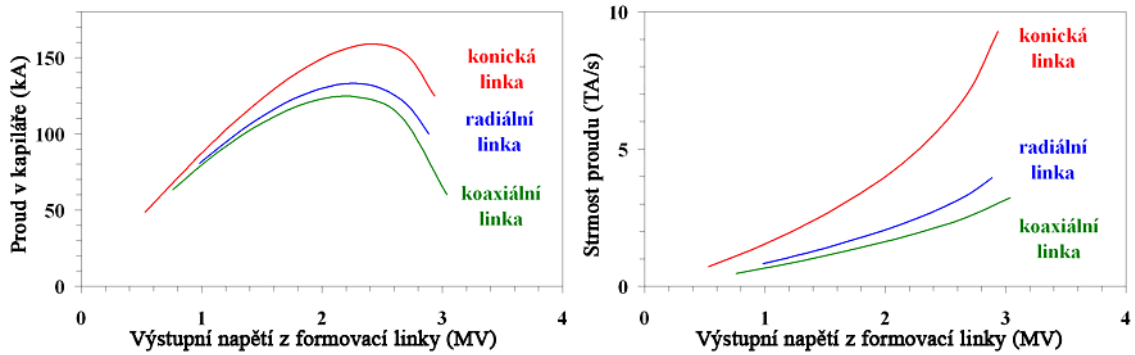
Obrázek 3.1 – Schematické znázornění návrhu s 16-stupňovým Marxovým generátorem a radiální impulsní formovací linkou

rozhodnuto postavit nový, výkonnější Marxův generátor. Jednalo se o vícestupňový Marxův generátor (ve srovnání s existujícím 8-stupňovým) a také o výběr vhodného typu kondenzátorů, které jsou základními částmi Marxova generátoru [129]. Porovnání základních parametrů navrhovaného Marxova generátoru s třemi typy kondenzátorů je provedeno v Tabulce 3.1, kde N je počet stupňů (jiskřišť) Marxova generátoru, C_M – sériová kapacita, L_M – sériová indukčnost, R_M – vnitřní odpor Marxova generátoru. V úvahu připadaly tři typy kondenzátorů: *IK-100-0.4* (ruský výrobce), *32 424* (série C, výrobce General Atomic Energy) a *450 PD 710* (série PD, výrobce General Atomic Energy). Kapacity, indukčnosti a nominální napětí kondenzátorů jsou označeny jako C_{kond} , U_{kond} a L_{kond} . Počet stupňů Marxova generátoru, které připadaly v úvahu byla v rozmezí od 4 do 64.

Schematické zobrazení návrhu Marxova generátoru (pro ilustraci 16-stupňového) s krátkou radiální impulsní formovací linkou je uvedeno na Obrázku 3.1. Výpočet a optimalizace jednotlivých parametrů zařízení (tj. maximální proud v kapiláře a jeho strmost) byly provedeny v Microsoft Excelu. Jako počáteční podmínky byly do výpočtu zadány parametry kondenzátorů (na základě kterých se daly určit výstupní parametry Marxova generátoru), geometrické rozměry impulsní radiální linky, jiskřiště a kapiláry (ze kterých



Obrázek 3.2 – Závislost proudu v kapiláře a jeho strmosti na počtu stupňů Marxova generátoru pro různé kondenzátory



Obrázek 3.3 – Závislost proudu v kapiláře a jeho strmosti na výstupním napětí z impulsní formovací linky pro různé typy linek

byly následně spočítány elektrické parametry jednotlivých částí). Výpočet byl proveden pro 2 na sebe navazující režimy: v prvním se nabíjela radiální linka na maximální hodnotu (ve skutečném experimentu tento režim končil momentem těsně před průrazem jiskřiště), ve druhém režimu se prorazilo jiskřiště a radiální linka se vybíjela do kapiláry. V prvním režimu byla určena energie, která může projít radiální linkou konkrétních rozměrů, a to tak, aby nemohlo dojít k průrazu samotné linky. Ve druhém režimu byl spočítán proud v kapiláře a rychlost jeho nárůstu odpovídající energii radiální linky z prvního režimu. Změnou geometrických rozměrů radiální linky bylo možno nalézt jednak maximální energii, kterou je možné naakumulovat v radiální lince, aniž by se prorazila, jednak maximální proud protékající kapilárou. Optimalizace probíhala pro každý případ s různým počtem stupňů Marxova generátoru (4, 8, 16, 32, 64) změnou vnějšího poloměru radiální linky a to takovým způsobem, aby byla zachována podmínka konstantní hodnoty intenzity elektrostatického pole mezi elektrodami radiální linky (30 MV/m).

Amplituda proudu v kapiláře a rychlost jeho nárůstu v závislosti na počtu stupňů Marxova generátoru pro tři typy kondenzátorů je uvedena na Obrázku 3.2. Jak je patrné z grafů, amplituda proudu, stejně tak jako jeho strmost, narůstají s počtem stupňů. Větších proudů lze dosáhnout s kondenzátory 32 424, nicméně rychlost nárůstu proudu je lepší u IK-400-0.4. Z celkového pohledu se pro naše účely zdají být vhodnější kondenzátory IK-400-0.4.

Další součástí navrhovaného zařízení je impulsní formovací linka, která by měla odstranit nedostatky koaxiální impulsní formovací linky aparatury CAPEX, o kterých bylo zmíněno výše. Výpočet navrhované impulsní formovací linky byl proveden pro tři konstrukčně odlišné linky: kónickou, radiální a koaxiální. Podobný postup, který byl použit ve výpočtech při výběru vhodného kondenzátoru pro Marxův generátor, byl aplikován i při výpočtech pro výběr impulsní formovací linky. Jako počáteční podmínky byly do výpočtu dosazeny parametry Marxova generátoru, geometrické rozměry impulsní formovací linky, jiskřiště a kapiláry. Optimalizace probíhala pro každý druh linky změnou buď vnějšího poloměru linky (v případě kónické linky) anebo rozměru linky a to tak, aby se zachoval poměr $r_e/r_i = 1.2$ (v případě koaxiální linky) a $r_e/r_i = 2$ (v případě radiální linky). Optimalizace byla provedena tak, aby se zachovala podmínka konstantní hodnoty intenzity elektrostatického pole mezi elektrodami linky (25 MV/m).

Amplituda proudu v kapiláře a rychlost jeho nárůstu v závislosti na výstupním napětí z impulsní formovací linky pro tři typy linek je uvedena na Obrázku 3.3. Z grafů se dá usoudit, že nejvhodnější variantou pro naše účely by byla kónická linka.

Z výpočtu pro navrhovaný Marxův generátor a impulsní formovací linku vyplývá, že pro naše účely by byla vhodná sestava z Marxova generátoru postaveného z kondenzátorů IK-400-0.4 a kónické impulsní formovací linky. Nicméně, z ekonomických důvodů bylo přistoupeno k variantě s existujícím Marxovým generátorem a koaxiální impulsní formovací linkou vyrobenou z částí bývalého experimentu REBEX.

3.2 Numerická simulace navrhovaného zařízení

K jednotlivým odhadům a výpočtům byla použita numerická simulace. Numerická simulace měla dva kroky: v prvním byla mapována elektrostatická pole (což umožnilo navrhnout geometrii zařízení tak, že nikde nejsou dosaženy/překročeny průrazné hodnoty elektrického pole). V druhém kroku řešila numerická simulace přechodové charakteristiky náhradního obvodu zařízení, která měla prověřit, že navržené zařízení bude mít předepsané parametry (amplitudu proudu, dobu nárůstu proudu, půlperiodu proudu, ...).

3.2.1 Simulace elektrostatických polí

Znalost elektrostatických polí nám umožňuje utvořit si alespoň základní představu o tvaru skutečného elektrického pole v okolí elektrod, tj. v místech, kde dochází k zapálení výbojů. Zároveň umožňuje určit minimální bezpečné rozměry izolátorů či navrhnout optimální poloměry křivosti vodičů tak, aby nikde nedošlo k nežádoucím průrazům.

Souvislost mezi elektrickým potenciálem a intenzitou elektrostatického pole můžeme popsat rovnicí

$$\vec{E} = -\text{grad}(\varphi). \quad (3.1)$$

kde \vec{E} , resp. φ je vektor intenzity, resp. elektrický potenciál elektrostatického pole. Pro spojitě rozložený náboj s hustotou ρ dostaneme pro rovinný případ Poissonovu rovnici, která je popsána vztahem

$$\frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon_x \frac{\partial \varphi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_y \frac{\partial \varphi}{\partial y}) = -\rho \quad (3.2)$$

a pro případ osově symetrický je rovnice dána výrazem

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(\varepsilon_r r \frac{\partial \varphi}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_z \frac{\partial \varphi}{\partial z}) = -\rho \quad (3.3)$$

kde jednotlivé komponenty tenzoru elektrické permitivity ε_x , ε_y nebo ε_r , ε_z a hustota náboje ρ jsou konstanty v každém definovaném bloku této simulace.

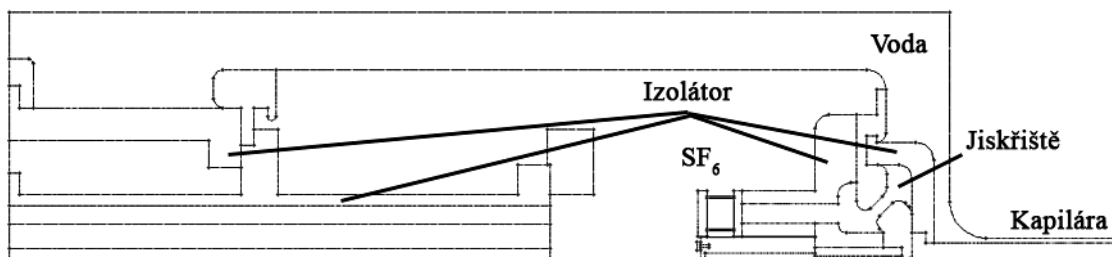
Ve všech řešených případech však byla hustota náboje ρ rovna nule. Tedy, v místě s nulovou hustotou náboje přejde Poissonova rovnice v jednodušší Laplaceovu rovnici

$$\Delta \varphi = 0, \quad (3.4)$$

kde φ je potenciál elektrostatického pole.

Ke zjištění rozložení elektrostatického pole v různých oblastech navrhovaného modelu bylo použito řešení Laplaceovy rovnice metodou konečných prvků. Všechny výpočty rozložení elektrostatického pole ukázané v této práci byly provedeny pomocí softwaru „QuickField“ [130]. Pro vyřešení definovaného problému bylo potřeba postupovat podle následujících bodů:

- grafický návrh modelu,
- definování jednotlivých částí modelu (potenciál, permitivita),
- vytvoření sítě v definovaných oblastech,
- řešení metodou konečných prvků,
- interpretace výsledků.



Obrázek 3.4 – Navrhovaný model zařízení

Pomocí programu „QuickField“ bylo simulováno rozložení elektrostatického pole jak celkového zařízení, tak i v kritické oblasti jiskřiště a kapiláry. Zajímalo nás rozložení elektrostatického pole v době nabíjení impulsní formovací linky (před průrazem jiskřiště) a v době vybíjení této linky (po průrazu jiskřiště).

Nejdříve byl vytvořen zjednodušený model navrhovaného zařízení (Obrázek 3.4). Jelikož program „QuickField“ umí řešit jen dvoudimenzionální úlohy, model zařízení byl zjednodušen na polorovinu $r - z$. Proto v některých místech navrhovaný model zařízení neodpovídal skutečnému. V konečném výsledku navrhovaný geometrický model představoval jakýsi kompromis, kde neodpovídající místa byla modelována tak, aby odpovídala největšímu elektrostatickému zatížení. Jako první, bylo provedeno mapování elektrostatického pole celkového modelu, aby byla zjištěna nebezpečná místa, ve kterých by mohlo dojít k průrazu. Kromě toho, mapováním elektrostatického pole byly navrženy minimální rozměry izolátorů tak, aby výsledné elektrické zatížení (elektrostatickým polem) izolátoru bylo dostatečně malé vzhledem k tabulkovým hodnotám elektrického průrazu materiálu izolátoru. Rovněž byly optimalizovány poloměry křivosti vodičů, aby nedocházelo k nadměrnému namáhání izolátoru.

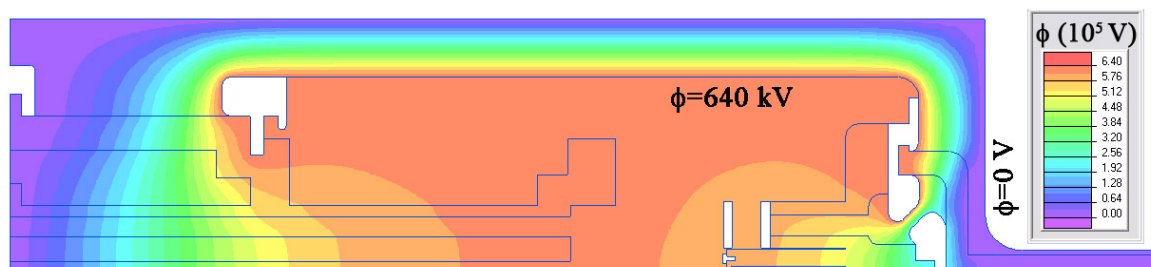
Obrázky 3.5 a 3.6 zobrazují rozložení elektrostatického pole navrhované aparatury CAPEX-U ve dvou případech: při nabití impulsní formovací linky (na elektrody jiskřiště je přiloženo 640 kV) a při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (obě elektrody jiskřiště jsou na stejném potenciálu). Jak se ukázalo, původně navrhovaný model aparatury měl několik nedostatků, které se ale díky numerické simulaci rozložení elektrostatického pole povedlo odstranit. Konečný návrh modelu zařízení je zobrazen na Obrázku 3.4, stejně tak jako rozložení elektrostatického pole v konečné variantě modelu na Obrázcích 3.5 a 3.6.

Výpočet rozložení elektrostatického pole probíhal s těmito počátečními podmínkami:

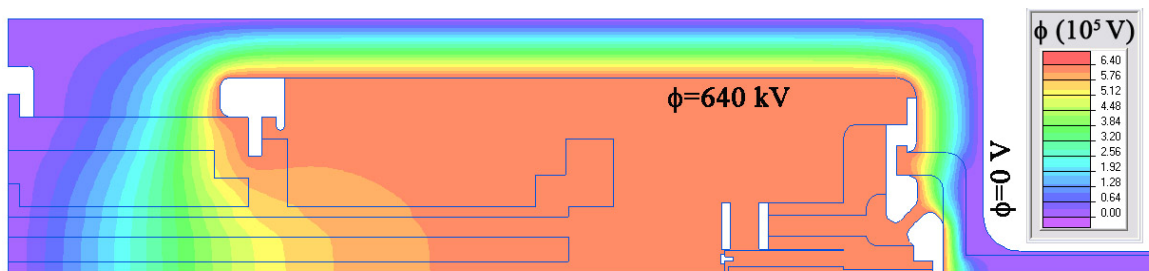
- kapilára je plněna neutrálním plynem (není ionizován), $\epsilon_r = 1$,
- vnitřní prostor linky a jiskřiště jsou plněné SF_6 , $\epsilon_r = 1$,
- relativní elektrická permitivita deionizované vody $\epsilon_r = 80$,
- relativní elektrická permitivita izolátorů $\epsilon_r = 2.8$,

před průrazem jiskřiště:

- potenciál na vysokonapěťové elektrodě jiskřiště $\phi = 640 \text{ kV}$,



Obrázek 3.5 – Rozložení potenciálu elektrostatického pole v zařízení při nabití impulsní formovací linky (těsně před průrazem jiskřiště)



Obrázek 3.6 – Rozložení potenciálu elektrostatičkého pole v zařízení při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (po průrazu jiskřiště)

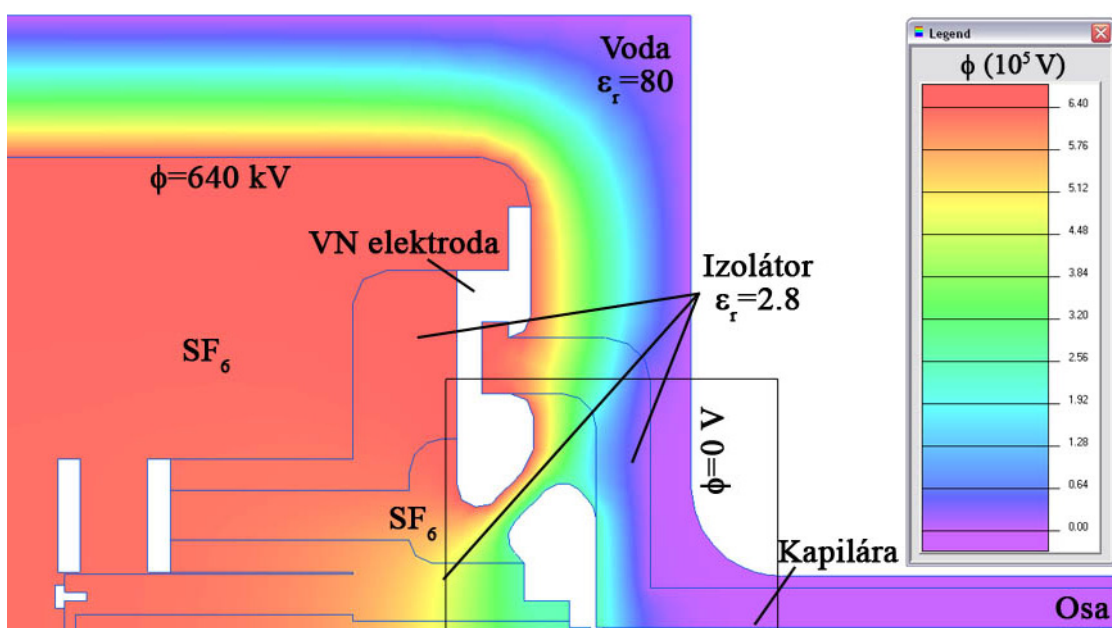
- druhá elektroda jiskřiště je na plovoucím potenciálu,
- potenciál uzemňovací elektrody a zpětného vodiče $\phi = 0 \text{ V}$,

po průrazu jiskřiště:

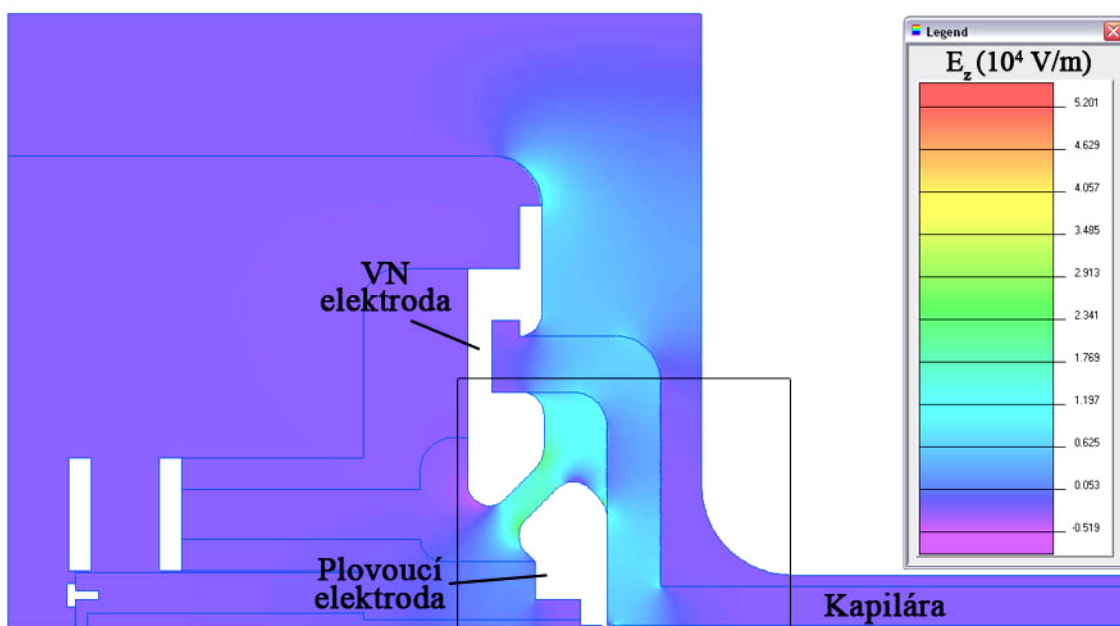
- potenciál na obou elektrodách jiskřiště $\phi = 640 \text{ kV}$,
- potenciál uzemněné elektrody a zpětného vodiče $\phi = 0 \text{ V}$.

Hodnota potenciálu byla odhadnuta z maximální teoretické hodnoty výstupního napětí z Marxova generátoru (800 kV). Relativní elektrická permitivita ϵ_r pro alkyamid, ze kterého byly vyrobeny všechny izolátory aparatury, byla udána výrobcem a její hodnota $\epsilon_r = 2.8$ byla použita při výpočtech. Přehled výsledků distribuce elektrostatičkého pole v oblasti izolátoru a jiskřiště je ukázán na Obrázcích 3.7-3.16.

Obrázek 3.7 ukazuje rozložení potenciálu elektrostatičkého pole v oblasti jiskřiště a kapiláry. Okrajová podmínka řešení, potenciál ϕ , který se nachází na vysokonapěťové elektrodě jiskřiště, jak již bylo zmíněno výše, byla nastavena na $\phi = 640 \text{ kV}$. Pro přesnější výpočet byla vygenerována síť, která obsahovala 100000 uzlových bodů. V předpokládaných kritických místech (zejména v okolí vysokonapěťové elektrody) byla síť zhuštěná, naopak v místech, které se nacházejí blíže zemnicí elektrodě kapiláry, nebylo nutno síť zjemňovat. Další místa, kde bylo nutné rovněž zhustit síť (větší pozornost při další



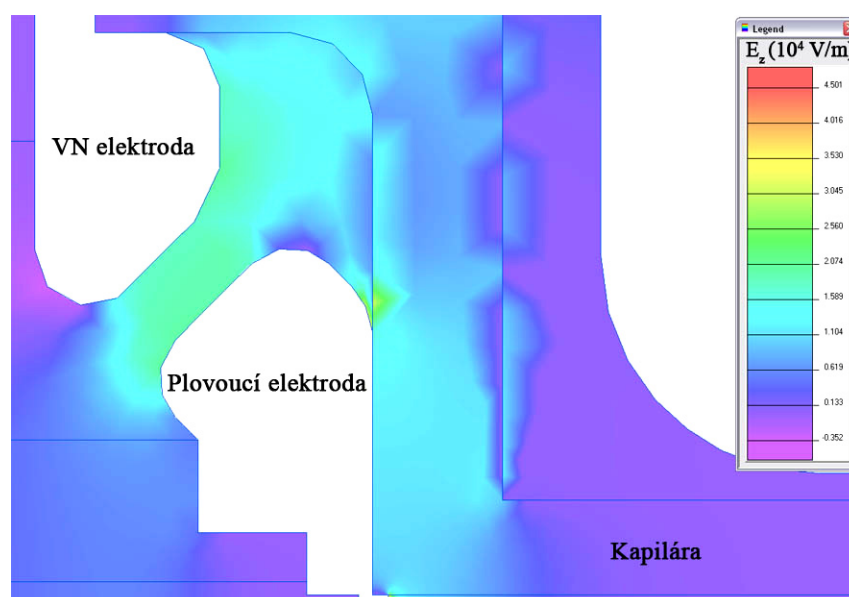
Obrázek 3.7 – Rozložení potenciálu elektrostatičkého pole v oblasti jiskřiště a kapiláry při nabití impulsní formovací lince (těsně před průrazem jiskřiště)



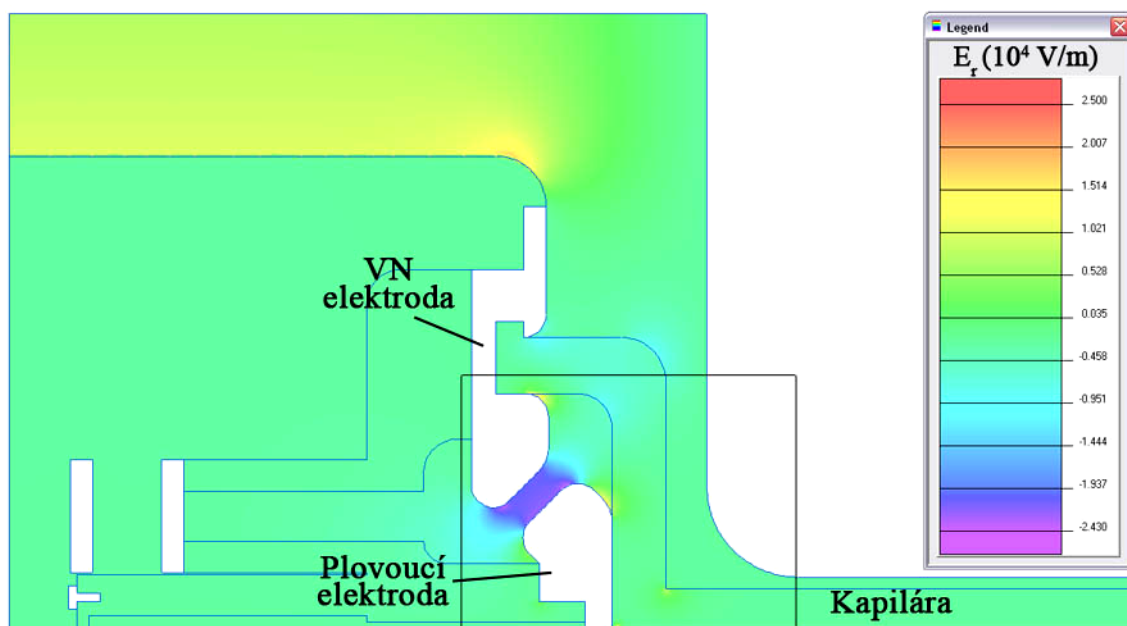
Obrázek 3.8 – Rozložení axiální složky intenzity elektrostatického pole při nabití impulsní formovací linie (těsně před průrazem jiskřiště)

analýze výsledků), se nacházela v oblasti styku dvou prostředí s různými dielektrickými konstantami s vodičem (voda – izolátor, voda – elektroda, elektroda – izolátor). Jelikož se jednalo o osově-symetrický případ řešení Laplaceovy rovnice, výsledný Obrázek 3.7. je zobrazen v souřadnicích $[r,z]$. Vybraná oblast v okolí vysokonapěťové elektrody, plovoucí elektrody a kapiláry je zvětšena (zvětšený výřez je na Obrázkách 3.8 a 3.11). Z výsledku rozložení elektrostatického potenciálu již dále můžeme určit intenzitu elektrostatického pole v různých oblastech zařízení.

Intenzita elektrostatického pole ve směru osy kapiláry E_z je zobrazena na Obrázku 3.8. Jak je patrné z obrázku, nebezpečná místa se nachází jednak v oblasti zaoblení impulsní

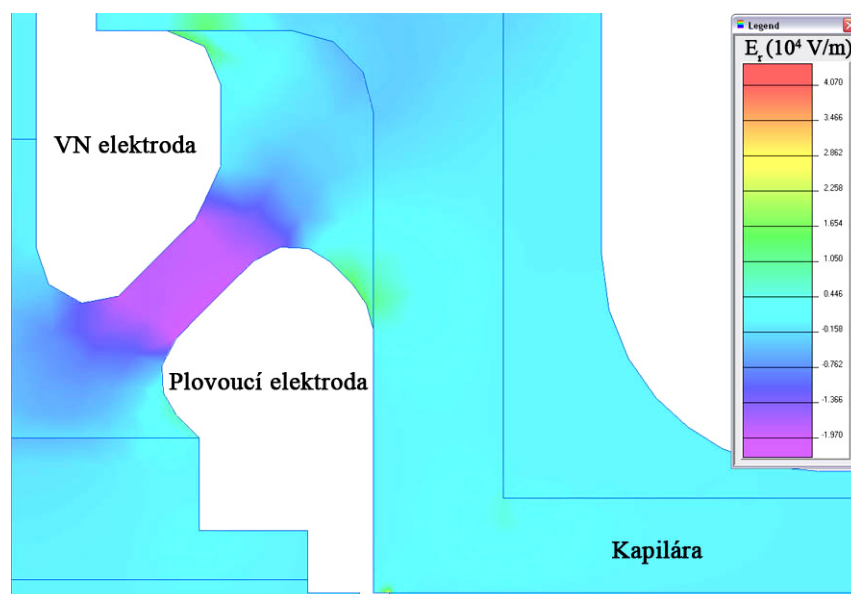


Obrázek 3.9 – Zvětšený výřez rozložení axiální složky intenzity elektrostatického pole v oblasti jiskřiště a kapiláry při nabití impulsní formovací linie (těsně před průrazem jiskřiště)

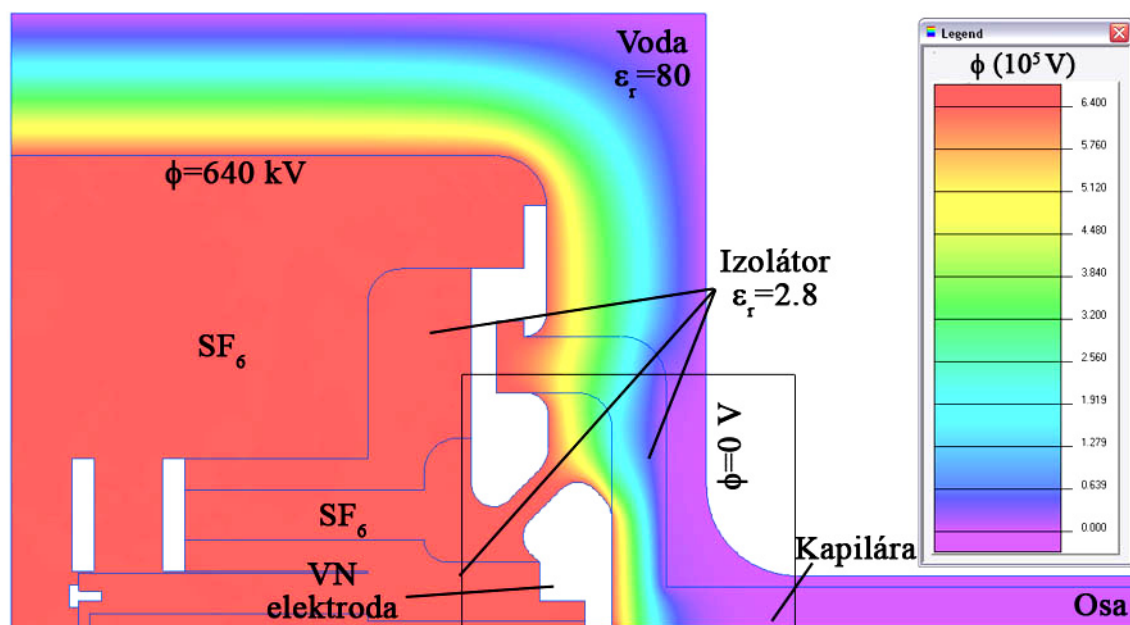


Obrázek 3.10 – Rozložení radiální složky intenzity elektrostatického pole při nabití impulsní formovací lince (těsně před průrazem jiskřiště)

formovací linky a také v oblasti jiskřiště. Největší hodnoty dosahuje v oblasti plynem plněného jiskřiště mezi elektrodami a v kapiláře na hrotu plovoucí elektrody (zvětšený výřez této oblasti je představen na Obrázku 3.9), což je samozřejmě v pořádku. Nicméně na přechodu mezi plovoucí elektrodou a izolátorem se nachází místo, které je více elektricky exponováno a ve kterém by eventuálně mohlo dojít k elektrickému průrazu krytu jiskřiště při reálném provozu zařízení. Proto naším cílem bylo najít vhodnou tloušťku d izolátoru pro předpokládané napětí a daný materiál, abychom zamezili v této oblasti překročení průrazné intenzity elektrického pole, a tak nedošlo ke zničení této částí izolátoru. Obrázek 3.8 představuje konečný výsledek pro již konkrétní tloušťku d krytu jiskřiště a splňuje předpoklad, že při provozním napětí nedojede k překročení kritické hodnoty elektrického pole pro daný materiál (tabulková hodnota).

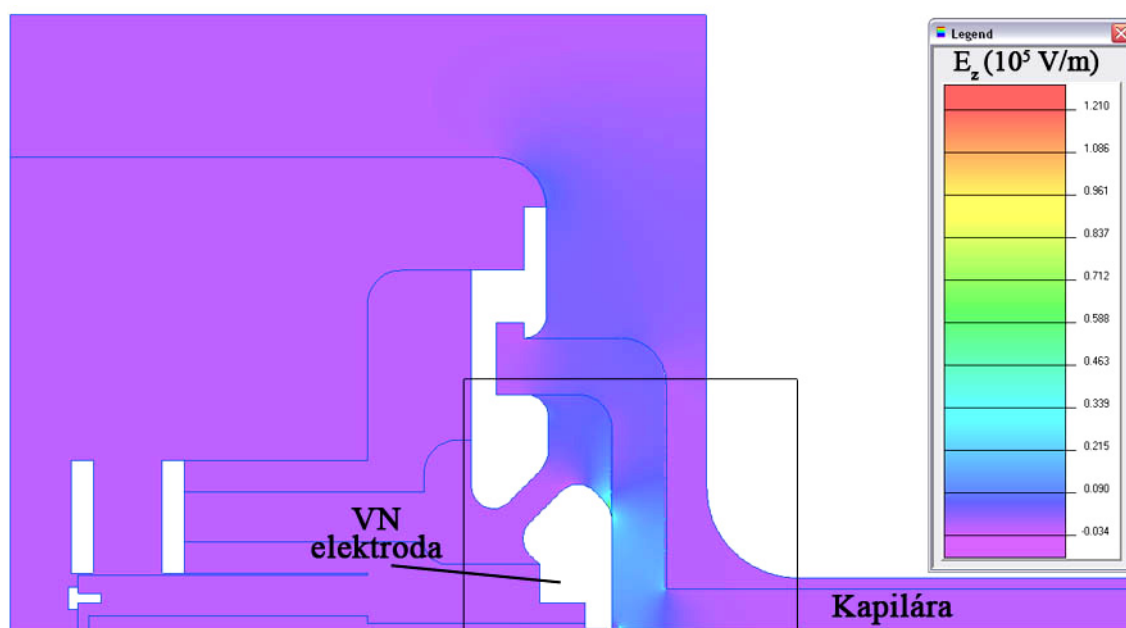


Obrázek 3.11 – Zvětšený výřez rozložení radiální složky intenzity elektrostatického pole v oblasti jiskřiště a kapiláry při nabití impulsní formovací lince (těsně před průrazem jiskřiště)

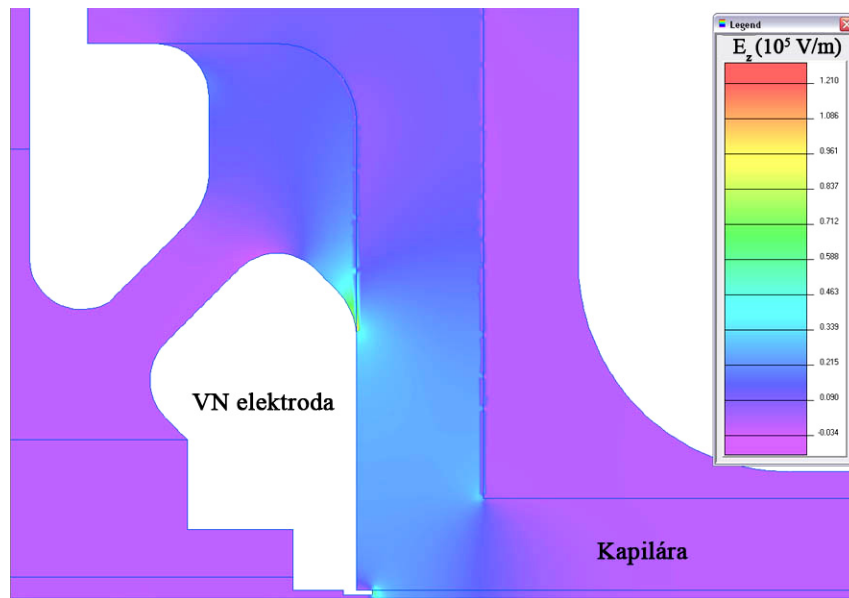


Obrázek 3.12 – Rozložení potenciálu elektrostatičkého pole při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (po průrazu jiskřiště)

Radiální složka intenzity elektrostatičkého pole E_r je zobrazena na Obrázku 3.10. Zde jsou patrné také dvě oblasti více exponované elektrostatičkým polem. Proto i zde bylo naším úkolem jednak nalézt vhodnou tloušťku krytu jiskřiště d , jednak stanovit vnitřní rozměry impulsní koaxiální linky tak, aby nedošlo k průrazu ve vodě. V první oblasti bylo místo, kde docházelo ke styku vody a vodiče na okraji vnitřní roury impulsní formovací koaxiální linky. Bylo nutné najít vhodnou vzdálenost mezi vnitřní a vnější rourou impulsní formovací linky a také vhodný poloměr zaoblení vnitřní roury koaxiální linky tak, aby nedošlo k parazitním průrazům. Analýza oblasti jiskřiště a kapiláry (zvětšený výřez je zobrazen na Obrázku 3.11) s tloušťkou izolátoru d je obdobná jako v předchozím odstavci a řešila se tedy podobným způsobem. Rozložení radiální složky intenzity elektrostatičkého pole E_r ,



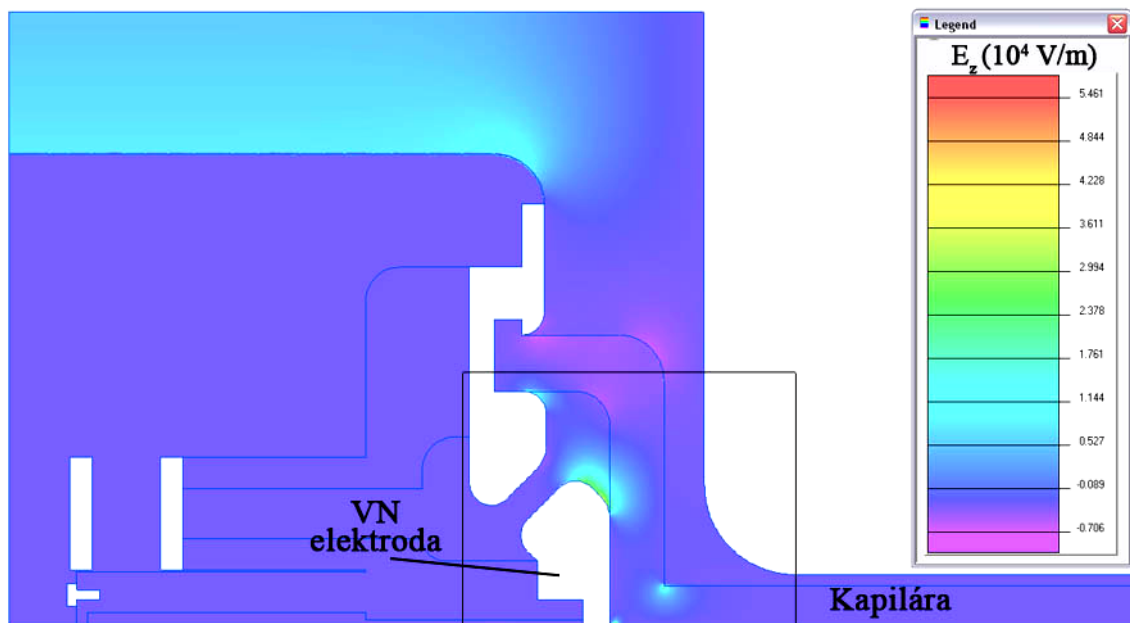
Obrázek 3.13 – Rozložení axiální složky intenzity elektrostatičkého pole při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (po průrazu jiskřiště)



Obrázek 3.14 – Zvětšený výřez rozložení axiální složky intenzity elektrostatického pole v oblasti jiskřiště a kapiláry při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (po průrazu jiskřiště)

které je zde zobrazeno, je již konečným výsledkem pro navržený izolátor jiskřiště a impulsní koaxiální linku. Tomuto výsledku samozřejmě předcházela řada analýz a mezivýsledků, které přispěly ke konečnému řešení.

Dalším našim úkolem bylo provést simulaci elektrostatických polí aparatury při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (po průrazu jiskřiště). Oproti předchozím simulacím byly o něco pozměněny počáteční podmínky: obě elektrody jiskřiště měly stejný potenciál $\phi = 640 \text{ kV}$. Ostatní podmínky byly zachované. Rozložení potenciálu elektrostatického pole v oblasti jiskřiště a kapiláry při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry je zobrazeno na Obrázku 3.12. I v tomto případě bylo našim cílem najít vhodné tloušťky izolátoru a stanovit optimální rozměry impulsní koaxiální linky.



Obrázek 3.15 – Rozložení radiální složky intenzity elektrostatického pole při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry (po průrazu jiskřiště)

Na Obrázcích 3.13-3.14 je zobrazené rozložení axiální složky intenzity elektrostatičkého pole při vybíjení impulsní formovací linky do kapiláry. Jak je vidět z obrázku, nejvíce vytíženou oblastí je kryt kapiláry v oblasti vysokonapěťové elektrody. Pro toto uspořádání bylo nutné najít vhodnou tloušťku izolátoru d tak, aby korelovala s již určenou tloušťkou krytu jiskřiště z předchozích simulací. Z rozložení radiální složky intenzity elektrostatičkého pole (Obrázky 3.15-3.16) je patrné, že nejvíce ohroženými oblastmi jsou přechody „vnitřní roura impulsní koaxiální linky – voda“ a také „vysokonapěťová elektroda – kryt jiskřiště“. I v tomto případě jsme museli brát ohledy na výsledky předchozích simulací. Jelikož mezivýsledků bylo velké množství, není zde uveden postup optimalizace všech parametrů, ale jen konečná geometrie navrhovaného modelu.

3.2.2 Řešení přechodových charakteristik

Velice důležitou roli při sestavování aparatury CAPEX-U sehrála numerická simulace řešení přechodových charakteristik modelu, která byla provedena s využitím softwaru „Micro Cap“ [131]. Nejprve byl navržen zjednodušený model zařízení, který nám pomohl určit základní elektrické parametry (proud nebo napětí) v jeho různých částech. Následná optimalizace jednotlivých pasivních komponent modelu se odrazila na sestavovaném zařízení. Dalším důležitým výsledkem této simulace byla znalost časové závislosti proudu kapilárou, který by měl dosahovat koeficientu nárůstu $\sim 10^{12}$ A/s s amplitudou několika desítek kiloampér.

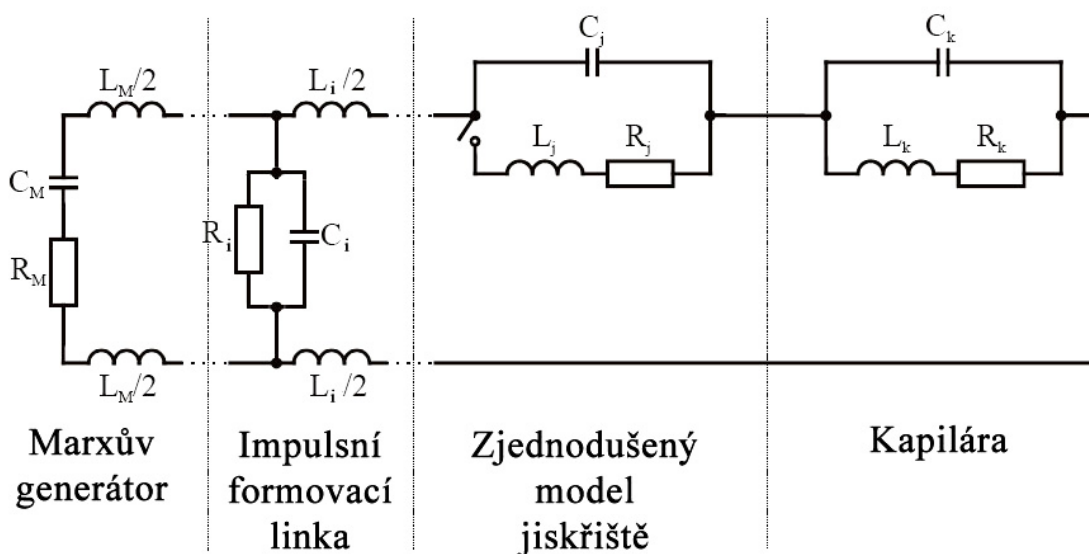
Náhradní schéma navrhovaného modelu sestavované aparatury CAPEX-U, které bylo využito při řešení jeho přechodových charakteristik, je ukázáno na Obrázku 3.17. Celá aparatura je rozdělena do čtyř hlavních částí: Marxův generátor, impulsní formovací linka (rychlý válcový kondenzátor), jiskřiště (zjednodušená představa vícekanalového jiskřiště) a kapilára. Elektrické parametry jednotlivých částí jsou uvedeny níže.

Marxův generátor:

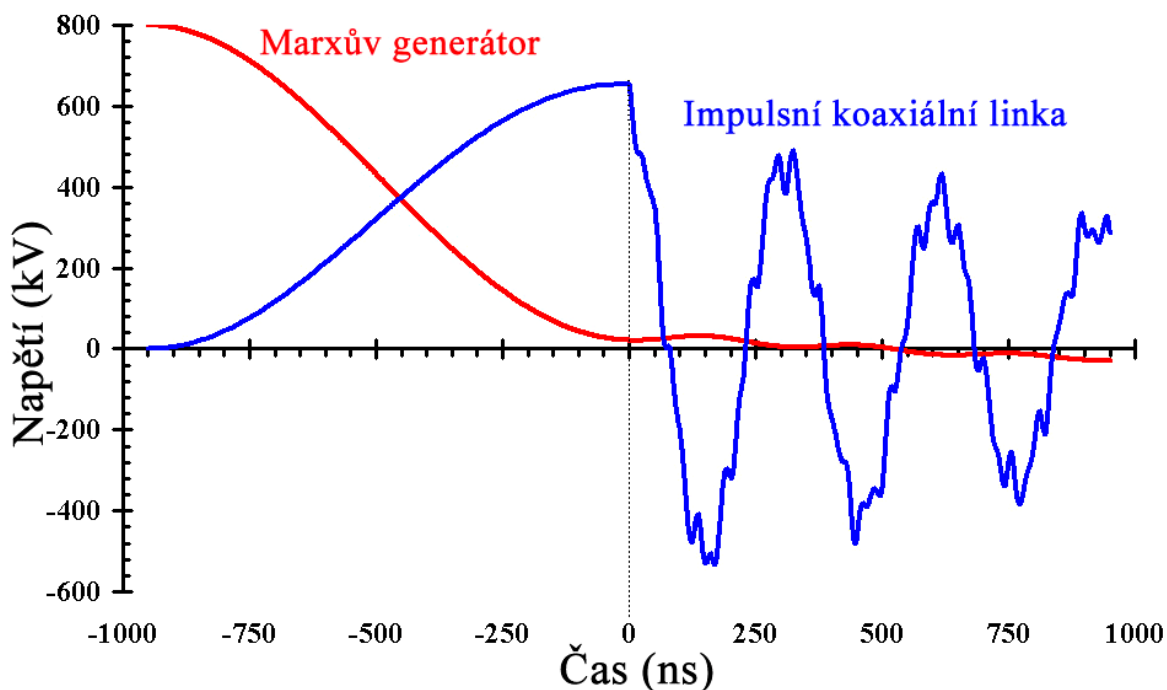
- kapacita $C_M = 12.5$ nF,
- indukčnost $L_M = 13.8$ μ H,
- vnitřní odpor $R_M = 5.81$ Ω .

Impulsní koaxiální linka:

- 10 identických stupňů $i = 1..10$
- kapacita $C_i = 1.27$ nF,



Obrázek 3.17 – Náhradní schéma navrhovaného zařízení



Obrázek 3.18 – Simulace časového vývoje výstupního napětí z Marxova generátoru (červená) a napětí na konci impulsní formovací linky (modrá)

- indukčnost $L_i = 3.75 \text{ nH}$,
- odpor $R_i = 5540 \ \Omega$.

Čtyřkanálové jiskřiště:

- kapacita $C_j = 16 \text{ pF}$,
- indukčnost a odpor jiskřiště záleží na počtu spínaných kanálů,
- pro účely simulace byly použity následující hodnoty:
 - indukčnost $L_j = 90 \text{ nH}$
 - odpor $R_j = 1 \ \Omega$.

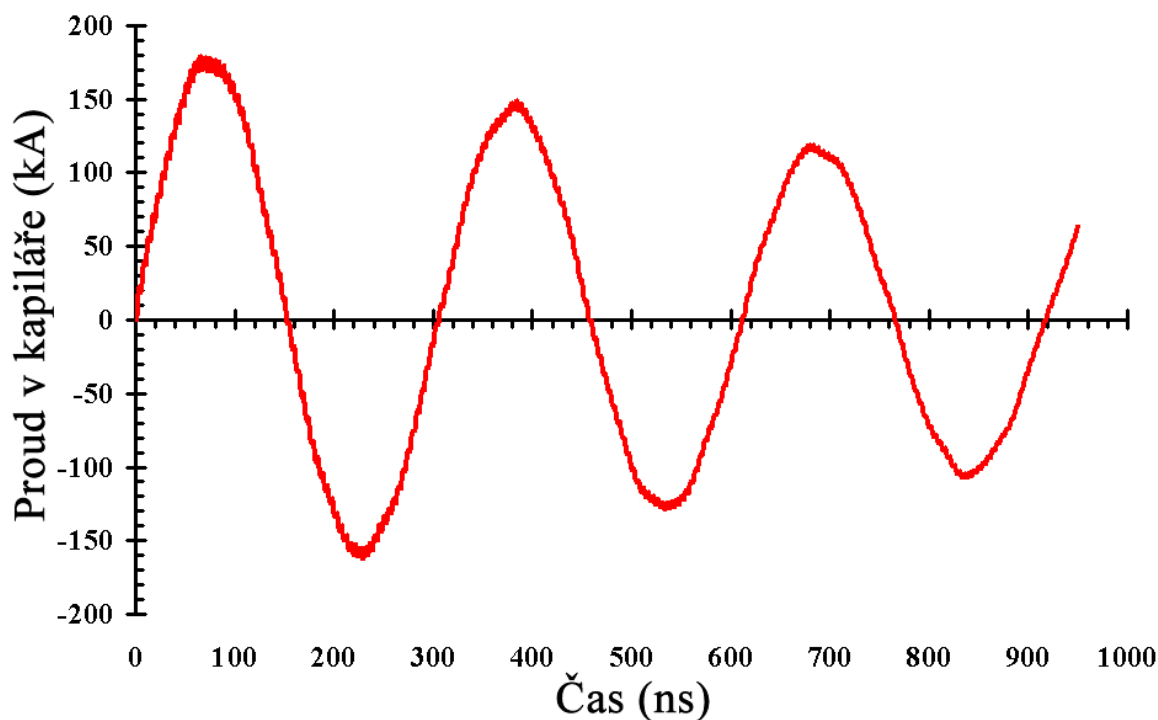
Kapilára:

- kapacita $C_k = 14 \text{ pF}$,
- indukčnost $L_k = 130 \text{ nH}$,
- odpor kapiláry se liší:
 - před průrazem jiskřiště $R_k = 900 \ \Omega$,
 - po průrazu jiskřiště $R_k = 0.01 \ \Omega$.

Marxův generátor je představen sériovým zapojením kapacity C_M , vnitřní indukčnosti L_M a vnitřního odporu R_M . Celková sériová kapacita generátoru byla určena ze štítkových hodnot sériově zapojených kondenzátorů. Vnitřní indukčnost a vnitřní odpor generátoru byly určeny z experimentálního měření při zapojení tohoto generátoru do zkratu.

Impulsní formovací linka (rychlý válcový kondenzátor) je reprezentována 10 identickými členy, kde každý i -tý člen je sestaven z kapacity C_i , indukčnosti L_i a odporu R_i . Celkové hodnoty elektrických parametru impulsní koaxiální linky byly určeny z geometrie válcového kondenzátoru: kapacita $C = 12.7 \text{ nF}$, indukčnost $L = 37.5 \text{ nH}$. Odpor R_i představuje elektrický odpor destilované vody (určen na základě reálných měření) – elektrický svod v impulsní formovací lince, který rovněž ovlivňuje výsledný proud v kapiláře.

Část ekvivalentního obvodu, který odpovídá čtyřkanálovému jiskřišti se liší podle režimu jiskřiště (před a po sepnutí). Před sepnutím je jiskřiště představováno jenom kapacitou C_j , kdy po průrazu se obvod změní na paralelní zapojení kapacity C_j a sériového zapojení indukčnosti L_j a odporu R_j . Kromě toho, hodnoty odporu a indukčnosti jiskřiště v reálném experimentu záleží také na počtu spínaných kanálů. Pro účely simulace byly použity



Obrázek 3.19 – Simulace časového průběhu proudu v kapiláře (po sepnutí jiskřiště)

průměrné hodnoty indukčnosti a odporu (jako konstanty), což sice nezohledňuje konečnou dobu budování jiskry v jiskřišti, ale odhad amplitudy a periody proudu by tímto zjednodušením neměl být podstatně ovlivněn. Upřesnění hodnot indukčnosti a odporu jiskřiště bylo provedeno porovnáním experimentálních výsledků a simulace časového průběhu proudu kapilárou. Poslední částí ekvivalentního obvodu je oblast kapiláry, kterou představuje paralelní zapojení kapacity C_k a sériového zapojení indukčnosti L_k a odporu R_k . Indukčnost L_k představuje indukčnost kapiláry, která je s ohledem na zjednodušení výpočtu konstantní pro celý průběh této simulace. Na druhou stranu, velikost odporu kapiláry R_k má jinou hodnotu v době před a po průrazu (sepnutí) jiskřiště. Před průrazem jiskřiště jeho velikost odpovídá $\sim 900 \Omega$, po průrazu jiskřiště se hodnota mění na $\sim 0.01 \Omega$. Samozřejmě, že takto se měnící odpor kapiláry R_k neodpovídá reálné skutečnosti, nicméně toto zjednodušení, se kterým bylo provedeno řešení přechodových charakteristik modelu, nemělo významný vliv na parametry, které bylo potřeba stanovit (např. amplituda či perioda proudu v kapiláře).

Simulace přechodových charakteristik ekvivalentního obvodu se skládala z dvou kroků. Počáteční podmínky, při kterých se řešily přechodové charakteristiky navrhovaného modelu, byly prezentovány pouze sériovou kapacitou Marxova generátoru C_M , která na začátku výpočtu simulace již byla nabita na napětí 800 kV , které se předpokládalo na jeho reálném výstupu. V prvním kroku bylo určeno maximální napětí na výstupu impulsní formovací linky (spínač jiskřiště v rozpojeném stavu, odpor kapiláry $R_k = 900 \Omega$). V druhém kroku byl spínač jiskřiště sepnut v okamžiku maximálního výstupního napětí impulsní formovací linky, což odpovídá průrazu jiskřiště, a odpor kapiláry se změnil na $R_k = 0.01 \Omega$.

Na Obrázku 3.18 jsou zobrazeny simulace představující typické časové závislosti výstupního napětí z Marxova generátoru a napětí na konci impulsní formovací linky. Záporné hodnoty na časové ose prezentují stav Marxova generátoru a impulsní koaxiální linky před průrazem jiskřiště, kdyžto naopak kladné hodnoty odpovídají vybíjení impulsní koaxiální linky do kapiláry. Čas $t=0$ odpovídá průrazu jiskřiště při maximálním výstupním napětí impulsní koaxiální linky. Časový vývoj napětí byl určen pro konec rychlého válcového kondenzátoru. Proud tekoucí kapilárou byl vypočten z napětí na odporu R_k podle

Ohmova zákona. Výsledný předpokládaný proud tekoucí kapilárou je znázorněn na Obrázku 3.19. Jak je vidět z obrázku doba nárůstu proudu v kapiláře je 50 ns (měřeno od 10% do 90% amplitudy proudu) a amplituda proudu dosahuje hodnoty 180 kA . Numerická simulace, o které se psalo v předešlých odstavcích výrazně přispěla ke konečnému návrhu aparatury.

3.3 Shrnutí

Na aparatuře CAPEX bylo dosaženo významných výsledků, přestože toto zařízení mělo několik podstatných nedostatků. Jelikož se jednalo o novou aparaturu, která měla odstranit nedostatky zařízení CAPEX, bylo vytvořeno několik variant návrhu. Jednalo se o vícestupňový Marxův generátor (ve srovnání s existujícím 8-stupňovým) a také o výběr vhodné impulsní formovací linky (koaxiální, radiální a nebo kónické). Hlavními parametry, které rozhodovaly o budoucí konstrukci experimentu, byly proud v kapiláře a rychlost jeho nárůstu. Nakonec, z ekonomických důvodů, bylo přistoupeno k variantě s existujícím Marxovým generátorem a s koaxiální impulsní formovací linkou vyrobenou z části bývalého experimentu REBEX.

Výsledky numerické simulace hrály velice důležitou roli při návrhu aparatury CAPEX-U, protože pomohly odhadnout nejen chování jednotlivých částí zařízení z elektrostatického pohledu, ale rovněž přispěly k určení konečných dynamických parametrů celého zařízení. První část numerické simulace, rozložení elektrostatických polí, se zabývala návrhy minimálních rozměrů izolátorů a pomohla určit optimální poloměry křivostí vodičů na kritických místech zařízení. Druhá část numerické simulace ukázala, že pomocí modelu (ekvivalentního schématu) zařízení je možné s jistou přesností odhadovat výstupní elektrické parametry aparatury. Tento model zařízení, který je samozřejmě neustále přizpůsobován a „přibližován“ k reálnému experimentu, je i nadále využíván při dílčích změnách, které jsou prováděny na experimentu CAPEX-U.

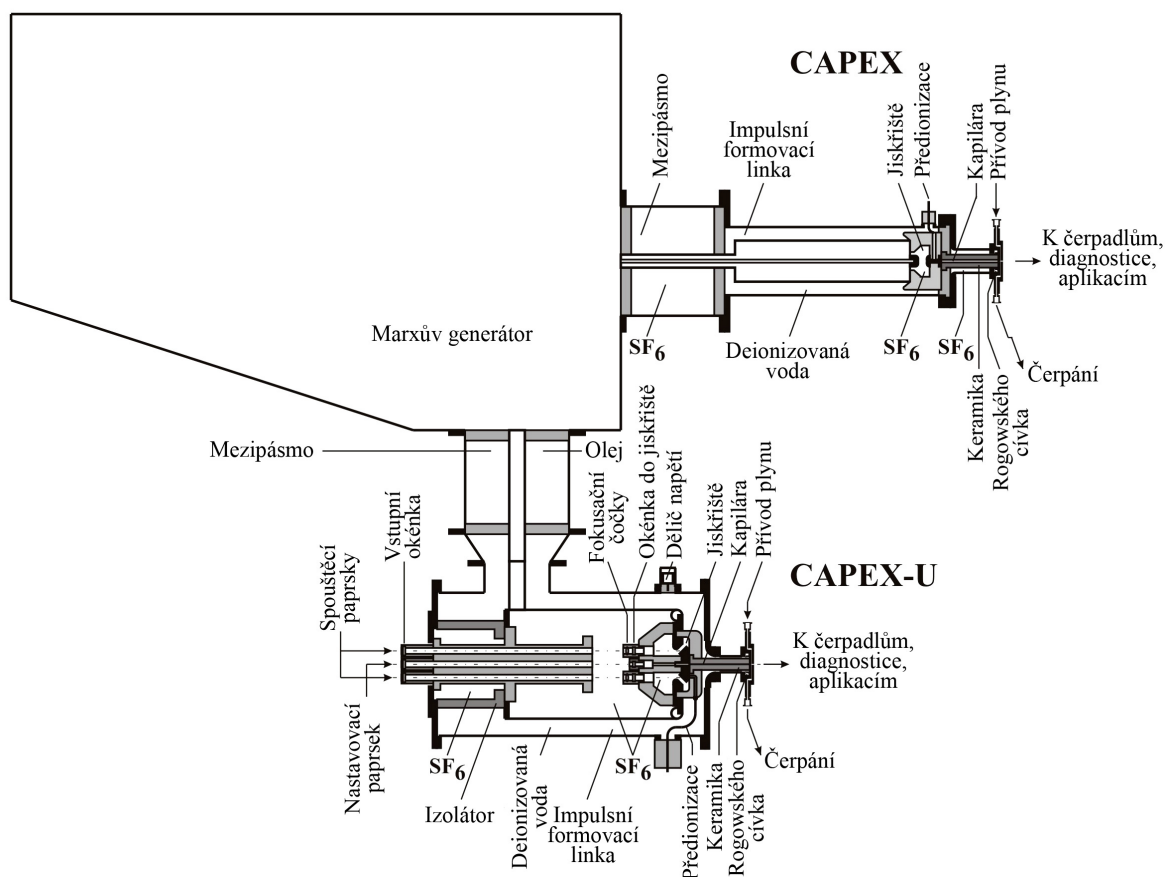
4 EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ

Naše laboratoř v současné době využívá dvou experimentálních zařízení jako zdrojů měkkého rentgenového záření na bázi kapilárního výboje – CAPEX a CAPEX-U. Obě zařízení se skládají ze čtyř základních částí: mezipásma (plněného SF_6 u CAPEX a olejem u CAPEX-U), impulsní koaxiální formovací linky (plněné neionizovanou vodou), jiskřičště (u CAPEX pracujícího v režimu samoprůrazu, u CAPEX-U – laserem spínaného) a kapiláry. Obě zařízení používají stejný napájecí zdroj – impulsní vysokonapěťový Marxův generátor. Podrobněji budou jednotlivé části obou zařízení popsány v následujících podkapitolách.

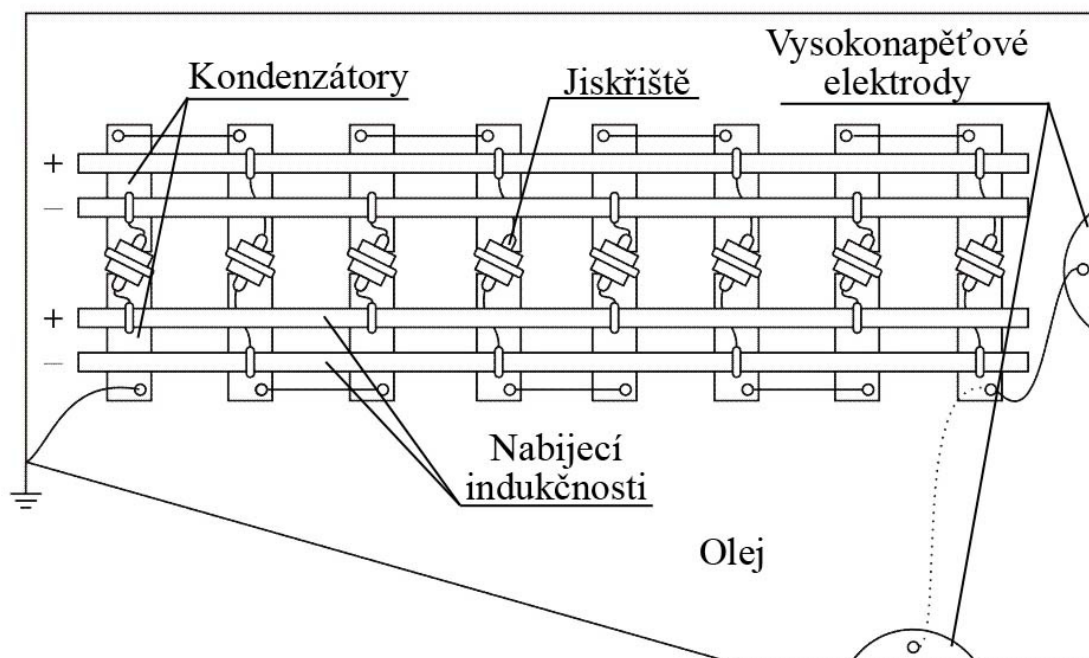
4.1 Hlavní rozdíly mezi aparaturami CAPEX a CAPEX-U

Ve srovnání se zařízením CAPEX-U má starší aparatura CAPEX několik nedostatků:

- impulsní formovací linka je pevně přimontována k Marxovu generátoru – osou kolmo k jeho stěně, (proto tedy, konec kapiláry na straně vysokonapěťové elektrody není osově přístupný), oproti tomu, impulsní formovací linka CAPEX-U je připojena k Marxovu generátoru ze strany, což umožňuje snadnější nastavování díky axiálnímu optickému přístupu k oběma koncům kapiláry – viz Obrázek 4.1,
- příčné rozměry impulsní formovací linky zařízení CAPEX jsou příliš malé ($\varnothing 262 \times \varnothing 158 \times 675 \text{ mm}$ na rozdíl od CAPEX-U $\varnothing 550 \times \varnothing 426 \times 730 \text{ mm}$), což omezuje jak nabíjecí napětí (500 kV oproti 800 kV), tak výbojový proud v kapiláře (70 kA oproti 180 kA), tak i flexibilitu předionizačního impulsu,



Obrázek 4.1 – Schématické zobrazení experimentálních zařízení CAPEX a CAPEX-U



Obrázek 4.2 – Schéma Marxova generátoru

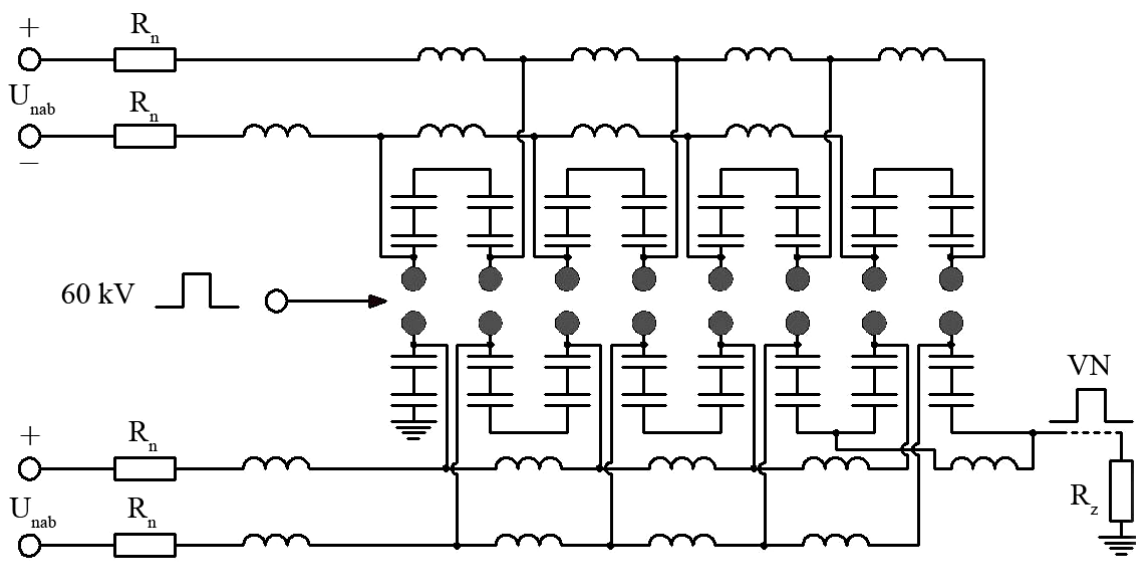
- u zařízení CAPEX hlavní jiskřiště funguje v režimu samoprůrazu, což díky relativně krátkému času pinčování výboje v kapiláře (~ 30 ns) prakticky zneumožňuje přesnou synchronizaci diagnostiky se začátkem hlavního proudu v kapiláře; jelikož stále není k dispozici vhodný dostatečně rychlý spínač, odvozuje se synchronizace diagnostik od nabíjení impulsní formovací linky a nereprodukovatelné spínání hlavního jiskřiště ji značně zhoršuje; laserové spínání hlavního jiskřiště u CAPEX-U synchronizaci zpřesňuje až o dva řády.

4.2 Marxův generátor

Marxův generátor je elektrický obvod, který byl v dvacátých letech minulého století navržen Erwinem Marxem pro generaci vysokonapěťových impulsů. Toto zařízení je běžně používáno pro simulaci vlivu blesku při testování leteckých přístrojů a vybavení. Kromě jiného je Marxův generátor také využíván ve vědeckém výzkumu v experimentech, které vyžadují impulsní vysoké napětí. Například banka 36 Marxových generátorů je použita jako zdroj energie v Sandia National Laboratories, USA pro generaci rentgenového záření v aparatuře Z-Machine [132]. Marxův generátor také může sloužit jako zapalovací spínač pro termonukleární zařízení [133].

V naší laboratoři slouží Marxův generátor jako impulsní vysokonapěťový napájecí zdroj pro oba experimenty CAPEX a CAPEX-U. Skládá se z osmi stupňů, každý z nich obsahuje dva páry dvojic kondenzátorů o kapacitě 400 nF (100 kV) a spínací jiskřiště (Obrázek 4.2). Pro zaručení dostatečné ochrany před samovolným průrazem resp. sepnutím jiskřišť je systém osmi propojených jiskřišť plněn elektronegativním plynem SF_6 . Mezi elektrodami prvního jiskřiště je umístěna pomocná elektroda, na kterou se přivádí ~ 60 kV spouštěcí impuls. Zbývající jiskřiště rovněž mají pomocné elektrody, které jsou galvanicky spojeny s předcházejícími jiskřišti (tzv. pasivní trigger). Pro zvýšení elektrické pevnosti je impulsní vysokonapěťový Marxův generátor zaplněn transformátorovým olejem.

Hlavní idea Marxova generátoru spočívá v paralelním nabíjení jednotlivých stupňů (kondenzátorů) a po následném sepnutí jiskřišť se tyto stupně přepnou do série – tj. dochází k násobení nabíjecího stejnosměrného napětí počtem stupňů generátoru (Obrázek 4.3).



Obrázek 4.3 – Schéma zapojení Marxova generátoru

Jednotlivé stupně Marxova generátoru jsou nejprve paralelně bipolárně nabíjeny, a to přes nabíjecí odpory a indukčnosti. Ihned po dosažení předvoleného nabíjecího napětí na jednotlivých stupních se na první jiskřiště přivede spouštěcí impuls ($\sim 60 \text{ kV}$), který způsobí jeho sepnutí. Po sepnutí prvního jiskřiště se potenciálový rozdíl mezi elektrodami druhého jiskřiště zvýší o potenciál, na který byl nabitý první stupeň. To způsobí, že napětí na elektrodách druhého jiskřiště již přesáhne průrazné napětí a dojde k jeho sepnutí. Stejný postup se uplatní i pro následující stupně a jiskřiště, které musí mít s rostoucím stupněm i rostoucí mezielektrodovou vzdálenost (Tabulka 4.1). Výsledkem je lavinovité sepnutí, šířící se od prvního stupně až k poslednímu. To způsobí, že původní paralelní kombinace jednotlivých stupňů generátoru se změní na kombinaci sériovou. V důsledku toho se na výstupu generátoru objeví vysokonapěťový pulz, jehož amplituda je dána součinem počtu stupňů generátoru a nabíjecího napětí, zmenšeným o ztráty v jiskřištích a na indukčnostech spojů. Námí používaný generátor může být nabíjen stejnosměrným zdrojem napětí až do $\pm 50 \text{ kV}$, takže každý stupeň lze nabít na napětí 100 kV . Z toho vyplývá, že náš 8-mi stupňový Marxův generátor by při tomto nabíjecím napětí měl (bez uvážení shora uvedených ztrát) teoretický generovat 800 kV napěťový impuls na svém výstupu. Doba trvání tohoto impulsu závisí na vnitřním odporu, vnitřní sériové indukčnosti a samozřejmě také na přiložené zátěži.

Průrazné napětí na jiskřištích, které se dá určit z Paschenových křivek, závisí na vzdálenosti mezi elektrodami a na tlaku plynu. To znamená, že průrazné napětí jiskřiště, a tím pádem i výstupní napětí z Marxova generátoru, se dá měnit dvěma způsoby. Prvním z nich je změna mezielektrodové vzdálenosti jiskřišť. Pro praktické použití je však tento způsob zcela nevhodný; proto se využívá druhý způsob – změna tlaku plynu (SF_6), kterým jsou jiskřiště plněna.

Tabulka 4.1 Mezielektrodová vzdálenost jiskřišť na jednotlivých stupních Marxova generátoru

Číslo stupně	1	2	3	4	5	6	7	8
Mezielektrodová vzdálenost, mm	12.6	13.9	14.9	15.6	16.2	16.6	17.2	19.8

Tabulka 4.2 Základní elektrické parametry vysokonapěťového impulsního Marxova generátoru

Sériová kapacita C_M	12.5 nF
Sériová indukčnost L_M (pro $R_Z \rightarrow 0$)	13.8 μ H
Vnitřní odpor R_M	5.81 Ω

Základní parametry Marxova generátoru (viz Tabulku 4.2) byly určeny z měření, při kterém byl generátor zapojen do zkratu ($R_Z \rightarrow 0 \Omega$) a v jeho blízkosti byla umístěna cívka s jedním závitem. Pro celkovou výstupní kapacitu $C_M = 12.5 \text{ nF}$, která byla stanovena ze štítkových hodnot kondenzátorů při jejich sériovém zapojení, byla z periody a útlumu zkratového proudu určena vnitřní sériová indukčnost L_M a vnitřní odpor R_M tohoto generátoru. Při vybíjení impulsního generátoru dochází ke vzniku nestacionárních proudových kmitů a ty budí rovněž nestacionární magnetické pole. Při vhodně umístěné cívce v tomto magnetickém poli v okolí generátoru může na ní být naměřeno indukované napětí úměrné proudu, který teče generátorem.

4.3 Mezipásma

Další součástí obou experimentálních zařízení je mezipásma – krátká koaxiální linka plněná plynem SF_6 (CAPEX) anebo olejem (CAPEX-U) pro zvýšení elektrické pevnosti. Mezipásma je umístěno mezi Marxovým generátorem a impulsní formovací linkou a jeho základním úkolem je oddělení velkého objemu oleje, kterým je plněn Marxův generátor, od deionizované vody, která slouží jako dielektrikum v impulsní formovací lince. Základní elektrické parametry a geometrické rozměry mezipásma jsou uvedené v Tabulce 4.3.

4.4 Impulsní formovací linka

Jednou z důležitých částí obou experimentů je impulsní formovací linka, která je nabíjena Marxovým generátorem a ve své podstatě je koaxiálním kondenzátorem. Představuje dlouhou koaxiální linku, kde roli dielektrika plní deionizovaná voda. Voda byla vybrána proto, že jednak má velkou relativní dielektrickou konstantu ($\epsilon_r = 80$) jednak má krátkodobě (do jednotek mikrosekund) dobrou elektrickou pevnost. Pomocí impulsní formovací linky je možné vytvářet proudové impulsy v kapiláře s amplitudou $\sim 50 \text{ kA}$ (CAPEX) až $\sim 100 \text{ kA}$ (CAPEX-U) a periodou $\sim 250 \text{ ns}$ (CAPEX) až $\sim 320 \text{ ns}$ (CAPEX-U), což odpovídá nárůstu proudu tekoucí kapilárou řádově 10^{12} A/s . Základní elektrické parametry a geometrické rozměry koaxiálních linek jsou uvedené v Tabulce 4.4.

Tabulka 4.3 Základní parametry mezipásma na zařízeních CAPEX a CAPEX-U

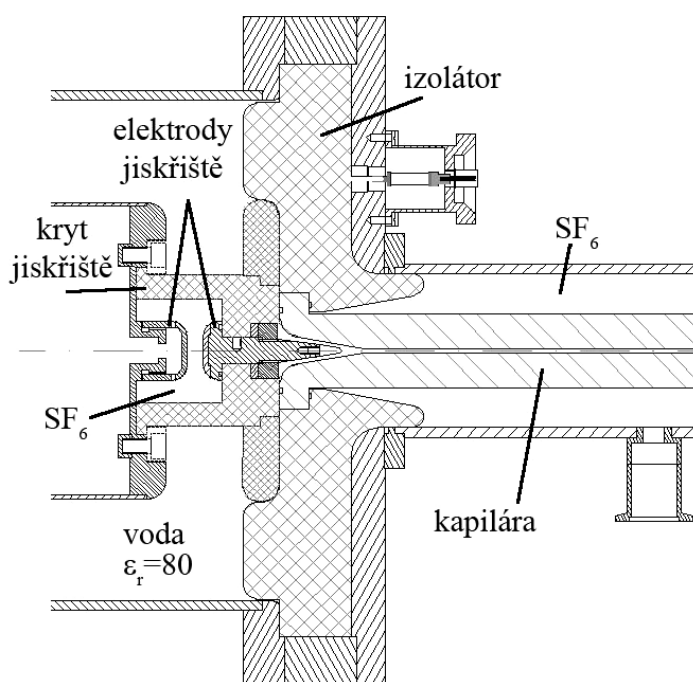
Parametr	CAPEX	CAPEX-U
Průměr vnějšího vodiče	325 mm	420 mm
Průměr vnitřního vodiče	90 mm	113 mm
Délka mezipásma	290 mm	290 mm
Kapacita mezipásma	$\sim 10 \text{ pF}$	$\sim 30 \text{ pF}$
Indukčnost mezipásma	$\sim 74 \text{ nH}$	$\sim 76 \text{ nH}$

Tabulka 4.4 Základní parametry impulsní formovací linky na zařízeních CAPEX a CAPEX-U

Parametr	CAPEX	CAPEX-U
Průměr vnějšího vodiče	262 mm	550 mm
Průměr vnitřního vodiče	158 mm	426 mm
Délka formovací linky	675 mm	730 mm
Kapacita formovací linky	$\sim 6.01 \text{ nF}$	$\sim 12.7 \text{ nF}$
Indukčnost formovací linky	$\sim 68.28 \text{ nH}$	$\sim 37.3 \text{ nH}$
Charakteristická impedance formovací linky	$\sim 3.37 \Omega$	$\sim 1.7 \Omega$

4.5 Jiskřiště

Jedním ze základních rozdílů mezi aparaturou CAPEX a CAPEX-U je právě jiskřiště a proto se mu budeme věnovat podrobněji. Tato důležitá součást experimentu je umístěna na konci impulsní formovací linky a je propojena s kapilárou. Obecně v praxi slouží jiskřiště jako spínací prvek v zařízeních, kterými protékají extrémní proudy s extrémními proudovými nárůsty. V našem experimentu se rovněž jedná o spínací element, který dokáže v krátkém časovém intervalu (řádově jednotky nanosekund) elektricky propojit nabitý koaxiální kondenzátor s kapilárou. Jiskřiště se obvykle skládá z dvou od sebe vzdálených elektrod, umístěných v izolačním hermeticky uzavřeném obalu. To umožňuje vyplnit mezeru mezi elektrodami plynem (obvykle používají vzduch anebo SF_6), nebo kapalinou (voda, olej). Jiskřiště v experimentech CAPEX a CAPEX-U jsou plněna plynem SF_6 .



Obrázek 4.4 – Schématické zobrazení oblasti jiskřiště a kapiláry experimentu CAPEX

4.5.1 Samoprůrazové jiskřiště CAPEX

Jiskřiště na zařízení CAPEX (Obrázek 4.4) funguje na principu samoprůrazu. Jestliže je na elektrody přiloženo vhodné napětí, tzn. je dosaženo dostatečné intenzity elektrického pole mezi elektrodami, vznikne jiskra (elektrický průraz mezielektrodového prostoru) doprovázená, skokovým poklesem elektrického odporu. Podobně jako v případě jiskřišť Marxova generátoru, používá se zde pro ovlivňování velikosti průrazného napětí změna tlaku plnicího plynu SF_6 .

4.5.2 Laserem spínané jiskřiště CAPEX-U

Oproti jiskřišti zařízení CAPEX pracujícímu v režimu samoprůrazu, má aparatura CAPEX-U laserem spínané vícekanálové jiskřiště (Obrázek 4.5). Důvodů, proč jsme na takové spínání přistoupili, je několik a souvisejí s hlavními výhodami laserem spínaných jiskřišť oproti samoprůrazovým, jež jsou následující [134]:

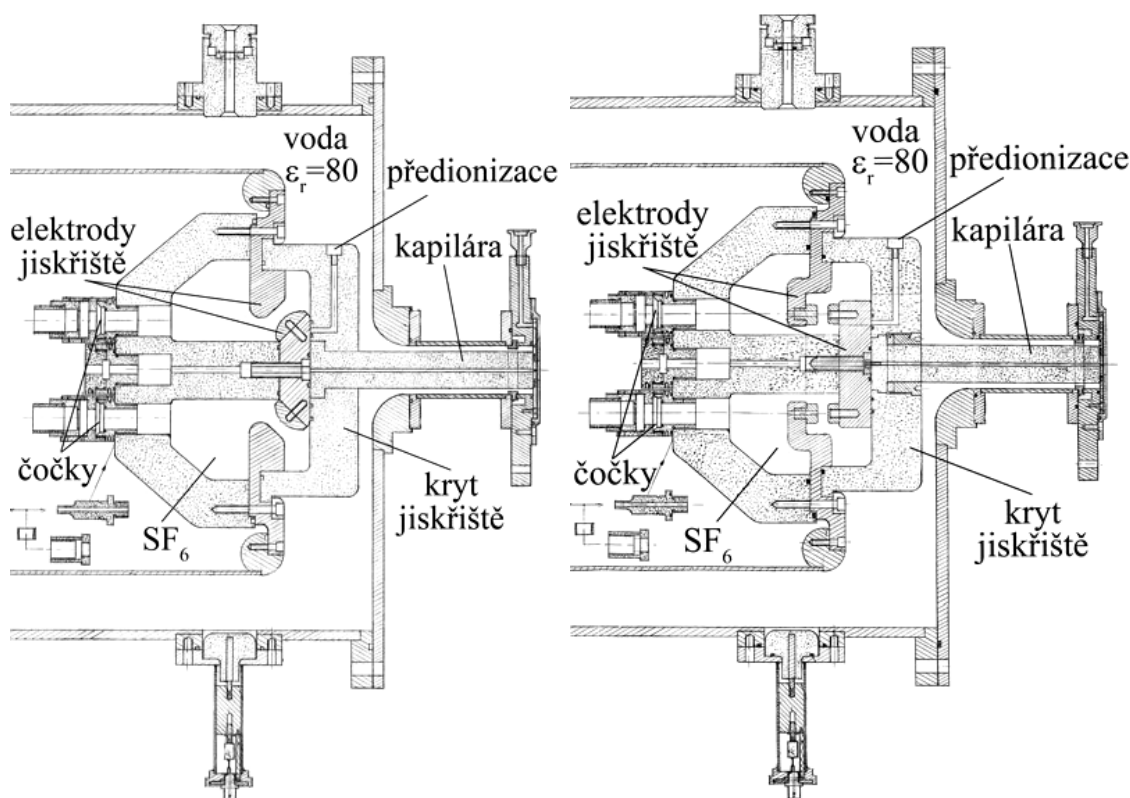
- elektrické oddělení od hlavního vysokonapěťového impulsu,
- možnost dálkového ovládání,
- krátké a nastavitelné zpoždění s malým jitterem (časový rozptyl),
- reprodukovatelnost, spolehlivost,
- necitlivost k elektromagnetickému záření,
- vhodné pro repetiční režim,
- možnost spínání velkých mezer s nižším napětím,
- vhodné pro vícekanálový a vícejiskřišťový režim,
- vhodné pro všechny druhy dielektrických médií.

Obecně se laserem spínané jiskřiště skládá ze dvou elektrod a čočky, která fokusuje laserové záření do prostoru elektrod, čímž vytvoří plazma, které spustí průraz jiskřiště. Existují dva hlavní způsoby laserového spínání jiskřišť: laserový svazek s vyšší energií se fokusuje do mezielektrodového prostoru kolmo na osu elektrod a nebo se laserový svazek s menší energií fokusuje na povrch jedné z elektrod. V prvním případě vytvoří laserové záření, které je fokusováno pomocí čočky s dlouhým ohniskem, plazmatický kanál v dielektriku, který následně způsobí průraz jiskřiště. Taková konfigurace sepne jiskřiště vytvořením lokalizované deformace pole bez laserem způsobené jiskry. V druhém případě zesiluje elektrické pole přiložené na elektrody laserem vyvolanou ionizaci plazmatu do té doby, kdy vodivý kanál, vytvořený elektronovou lavinou a formováním strimérů sepne jiskřiště.

Před tím, než bylo rozhodnuto o laserem spínaném, vícekanálovém jiskřišti na zařízení CAPEX-U, provedli jsme sérii experimentů na zjednodušeném modelu – jednobanálním jiskřišti. Hlavním úkolem těchto experimentů bylo srovnání základních charakteristik jiskřiště ve dvou režimech: s kolmým a šikmým (45°) dopadem laserového svazku na elektrodu [135]. Jelikož se tyto experimenty přímo nevztahují k tématu mé disertační práce, uvádím jejich popis a výsledky v Příloze 1. Následovně, po sestavení aparatury CAPEX-U byly provedeny kompletní zkoušky laserem spínaného jiskřiště jak s šikmým tak i kolmým dopadem na elektrodu s použitím relativně nízkého (řádově 20 kV) [136] a vysokého (stovky kilovolt) [137] napětí.

Hodně zařízení využívajících jiskřiště má nepříjemně dlouhou dobu náběhu v důsledku relativně velké vlastní indukčnosti. Je to proto, že doba náběhu je úměrná indukčnosti a ta je určena délkou a průměrem plazmatického sloupce v jiskřišti. Jedním z řešení tohoto problému je použití více kanálů – jiskřišť zapojených paralelně. Zde jsou hlavní důvody proč vícekanálový anebo vícejiskřišťový systém může být užitečný [138]:

- vícekanálový anebo vícejiskřišťový systém má menší indukčnost než jednobanálové jiskřiště, což má příznivý vliv na dobu náběhu,

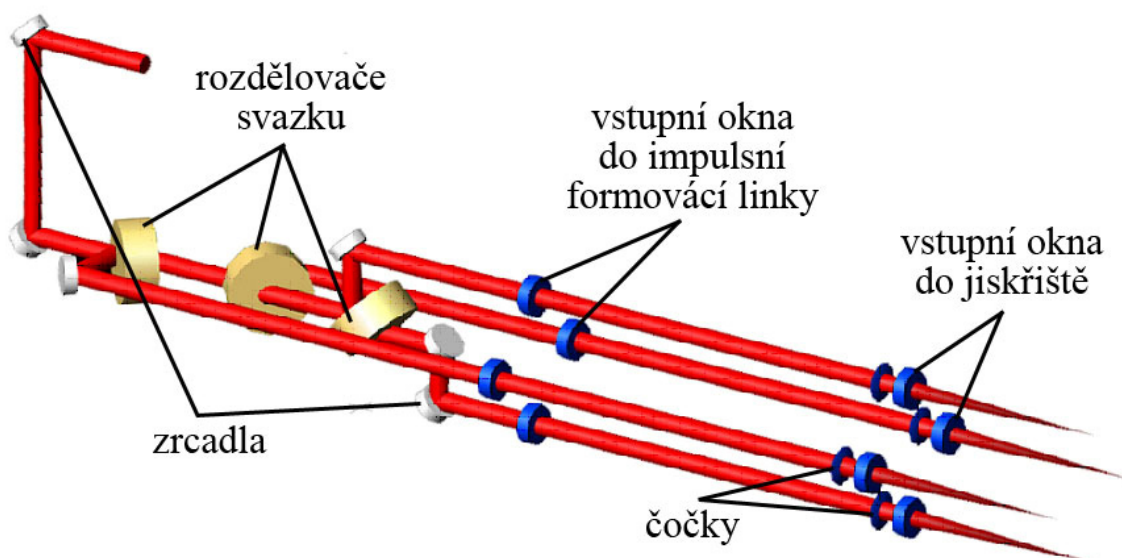


Obrázek 4.5 – Schématické zobrazení oblasti jiskřiště a kapiláry experimentu CAPEX-U ve dvou konfiguracích: s šikmým (vlevo) a kolmým (vpravo) dopadem spínacího laserového svazku na elektrodu na plovoucím potenciálu

- eroze elektrod může být velice závažným problémem u jednonábových vysokonapěťových jiskřišť a její účinek je možné podstatně zmenšit rozdělením protékajícího proudu do rozumného počtu kanálů,
- jednonábové jiskřiště by mělo mít z důvodu symetrie plazmatický kanál v ose zařízení; protože však osová poloha byla rezervována pro nastavování kapiláry a diagnostických aparatur a pro samotnou diagnostiku, bylo zvoleno vícekanálové spínání jiskřiště v mimosových pozicích.

Jiskřiště zařízení CAPEX-U se skládá ze dvou plochých elektrod, z nichž jedna (na straně kapiláry) je osazena čtyřmi nástavci. Do zadní stěny jiskřiště naproti nástavcům jsou namontována okénka, která oddělují objem jiskřiště s vyšším tlakem od vnitřního prostoru impulsní koaxiální linky, a dále čočky, které fokusují jednotlivé laserové svazky na povrch příslušné elektrody. Jiskřiště je konstruováno na přetlak do 600 kPa a při mezielektrodové vzdálenosti 15 mm a plnicím plynem SF_6 je schopné bez průrazu mezi elektrodami udržet $\sim 800 \text{ kV}$. Pro dosažení optimálních výsledků byly vyzkoušeny dvě konfigurace jiskřiště: s kolmým (0°) a šikmým (45°) dopadem laserového svazku na elektrodu (Obrázek 4.5). V ose jiskřiště je otvor procházející osou šroubu, který drží elektrodu na straně kapiláry. S jeho pomocí se dá jednoduchým způsobem do osy kapiláry nastavit osu diagnostických přístrojů (aktivní plochu měkké rentgenové vakuové diody, vstupní šterbinu a mřížku spektrometru).

Nedílnou součástí laserového spínání je jeho optická část, která se skládá z laseru, systému rozšíření a rozdělení laserového svazku a také fokusování jednotlivých svazků do mezielektrodového prostoru. Pro účel spínání používáme pevnolátkový Nd:YAG laser s modulací jakosti rezonátoru od firmy Quantel, s aktivním prostředím tvořeným izotropním krystalem Yttrium Aluminium Granátu ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) dopovaným ionty neodymu (Nd^{3+}). Laser může emitovat záření na vlnových délkách 1064 nm , 532 nm a 266 nm , ale pro naše účely využíváme jen základní vlnovou délku $\lambda=1064 \text{ nm}$. Laser může pracovat s opakovací

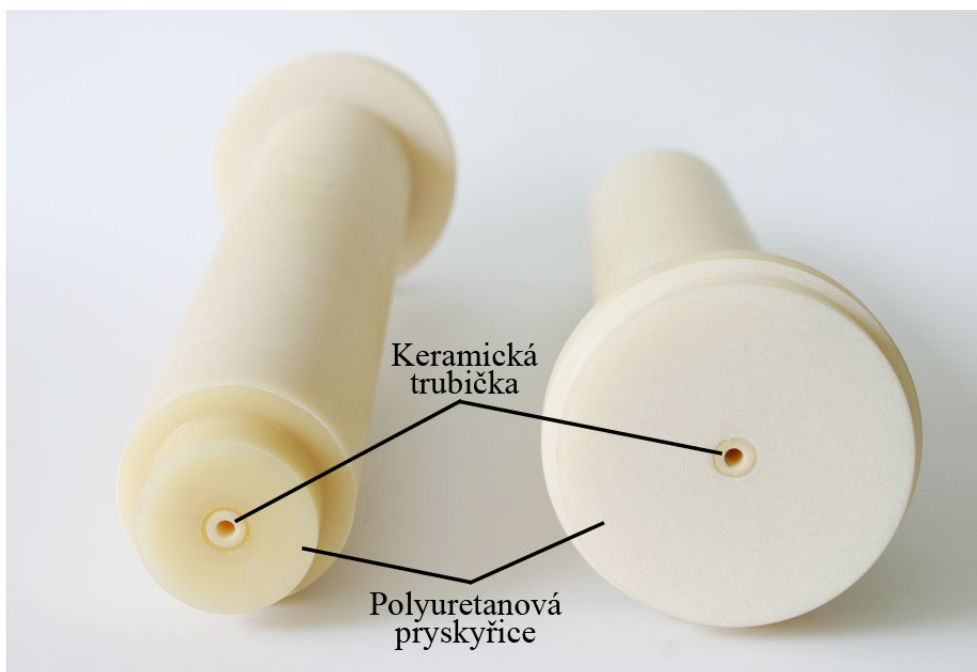


Obrázek 4.6 – Optická dráha rozšířeného svazku k jiskřišti a systém rozdělení svazku

frekvenci 10 Hz , ale je využíván v režimu jednotlivých výstřelů (při repetičním režimu výbojek). Laser má maximální výstupní energii 850 mJ s délkou impulsu 6 ns (FWHM). Průměr výstupního svazku je 8 mm a divergence laserového svazku 0.5 mrad . Průměr výstupního laserového svazku je z původních 8 mm rozšířen na 15 mm pomocí rozšiřovače svazku. Dále se rozšířený svazek rozdělí na čtyři pomocí třech rozdělovačů svazku s různou propustností – první rozdělovač odrazí 25% přichozího svazku, zbytek propustí dál, následující rozdělovač odrazí 33% a zbytek dopadne na poslední rozdělovač s odrazností 50% , který rozdělí zbývající svazek napůl. Všechny oddělené svazky pomocí zrcadel jsou nasměrované do vstupních okének impulsní formovací linky a následně jsou fokusovány pomocí čoček ($f = 200\text{ mm}$) na elektrody jiskřiště. Na Obrázku 4.6 je znázorněna optická dráha laserového svazku od rozšiřovače k jiskřišti.

4.6 Kapilára

Poslední z důležitých částí experimentu je kapilára. Kapilára představuje dlouhou úzkou trubičku s vnitřním průměrem $3\text{ až }6\text{ mm}$ o celkové délce 232 mm . Byly vyzkoušeny různé materiály, ze kterých byla vyrobena kapilára: polymethylmetakrylát (plexisklo), polyamid, polyetylén, křemenné sklo, safír a nakonec korundová keramika. První tři byly vyřazeny z důvodu ablace materiálu kapiláry, při kterém se mj. uvolňuje velké množství částic ze stěn kapiláry a z výbojového prostoru se dostává dále do oblasti detekce záření. Je jasné, že čím větší je tento průnik částic, tím více je zhoršena detekce záření, respektive tím větší je riziko poškození detekčních prvků. Kromě toho, kapiláry z těchto materiálů mají malou životnost (rychle se zvětšuje průměr kapiláry a deformuje se jejich vnitřní povrch). Zatím nejlepším řešením z pohledu uvolňování částic, elektrické pevnosti a vyrobitelnosti se zdají být kapiláry z korundové keramiky. Na začátku byly prozkoumané masivní celokeramické kapiláry s délkou 232 mm , vnitřním průměrem 3 mm a vnějším průměrem 20 mm . Z hlediska elektrické pevnosti a ablace se tyto kapiláry ukázaly být dobré, ale jejich výroba byla velmi náročná a nejistá a drahá. Hlavní problém spočíval v ohybu kapiláry, který vznikal při finálním vypalování. To bylo nepříjemnou překážkou pro dosažení optimálních podmínek pro laserování. Tato skutečnost nás přiměla k hledání jiných řešení. V současné době používáme výhradně takzvané kombinované kapiláry, které se skládají z keramické korundové trubičky zalité polyuretanovou pryskyřicí (Obrázek 4.7). Po zatuhnutí a obrobení



Obrázek 4.7 – Kombinované kapiláry – keramické (alumina Al_2O_3) trubičky zalité v polyuretanové pryskyřici

dostáváme kapiláru srovnatelnou s celokeramickou v elektrické pevnosti a ablacii, a navíc s minimálním, předem známým ohybem (z komerčně koupených keramických trubiček se před zalitím pryskyřicí vybírají nejrovnější části). Podobným způsobem vyrábíme kapiláry s trubičkami z křemenného skla a safiru, které také mají dostatečnou elektrickou pevnost, malý počet uvolněných částic při výboji a jsou snadno vyrobitelné. Kombinované kapiláry se ukazují zatím jako nejvhodnější ve všech kapilárních experimentech na zařízeních CAPEX a CAPEX-U.

Napouštění kapiláry pracovním plynem (argon, dusík,...) se provádí většinou kontinuálně pomocí dávkovacího ventilu: na vstup tohoto ventilu je přiveden pracovní plyn o přetlaku cca 0.1 MPa a různým otevřením tohoto ventilu je možné nastavit optimální koncentraci částic v kapiláře před hlavním výbojem. Nutno připomenout, že kapilára je současně čerpána pomocí turbomolekulární vývěvy; tedy jedná se o dynamický režim napouštění pracovního plynu.

4.7 Předionizace

Předionizace je jeden z klíčových bodů pro zesílení spontánní emise v měkké rentgenové oblasti a také laserování. Předionizační impuls má vytvořit takové podmínky, aby impuls hlavního proudu díky skinefektu začal v tenké vrstvě poblíž stěn kapiláry. Následná osově symetrická komprese (v následku pinč-efektu) by měla přivést ke stlačení plazmatu do tenkého, hustého, horkého a rovného plazmatického kanálu s příznivými podmínkami pro laserování v měkké rentgenové oblasti. Jak již bylo zmíněno výše, amplituda předionizačního impulsu má být menší 10 A a nepřesahovat 50 A .

Na zařízení CAPEX dlouhou dobu byla používána pasivní předionizace, která byla zajištěna různými způsoby [139]. Nakonec se ukázalo, že kromě amplitudy předionizačního proudu hraje roli i jeho trvání před hlavním výbojem; proto se začala užívat aktivní předionizace, u které bylo možné měnit i tento parametr. V současné době je aktivní předionizace používána na obou aparaturách CAPEX a CAPEX-U. Předionizační impuls, který předchází před samoprůrazem jiskřiště a který způsobuje ionizaci plynu v kapiláře, je generován vnějším elektrickým obvodem. Elektrický obvod je propojen se společnou

elektrodou jiskřiště a kapiláry (na plovoucím potenciálu) pomocí vodního odporu. Neionizovaná (příp. destilovaná) voda – voda bez obsahu solí – je špatným vodičem elektrického proudu. Pokud však přidáme do této vody sůl, dojde k disociaci rozpouštěné soli na kationy a aniony a vzniká elektrolyt, jehož vodivost je funkcí koncentrace příměsí. Odpor vytvořený z elektrolytu udrží relativně velká napětí, snese relativně velké výkony a má relativně malou indukčnost. V aparaturách CAPEX a CAPEX-U je použit vodní roztok dihydrogenfosforečnanu sodného, který vykazuje i velmi dobrou dlouhodobou stabilitu. Vodivost tohoto roztoku je 54 mS/cm , což v našem konkrétním případě odpovídá elektrickému odporu $\sim 1 \text{ k}\Omega$. Proud predionizačního impulsu v kapiláře trvá řádově několik mikrosekund a dosahuje hodnoty řádově desítek ampér.

4.8 Měření elektrických parametrů

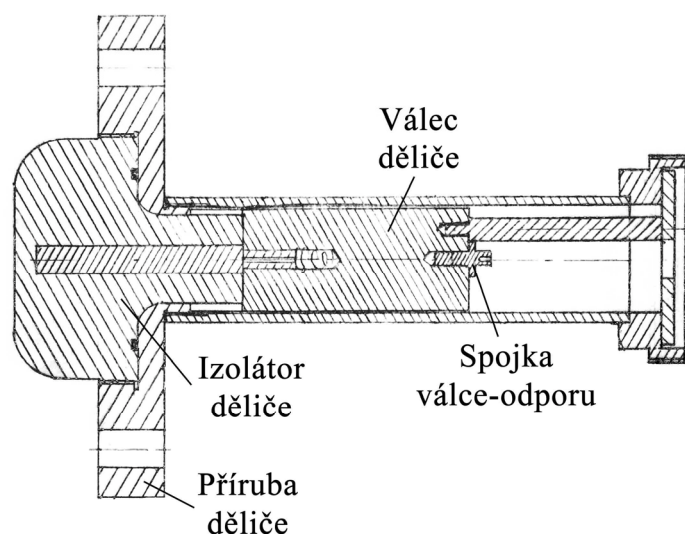
Jedním z důležitých úkolů během experimentu je diagnostika elektrických parametrů v různých částech zařízení. Především se jedná o určení napětí na impulsní koaxiální lince pomocí napěťového děliče a proudu v kapiláře pomocí Rogowského cívky.

4.8.1 Napěťový dělič

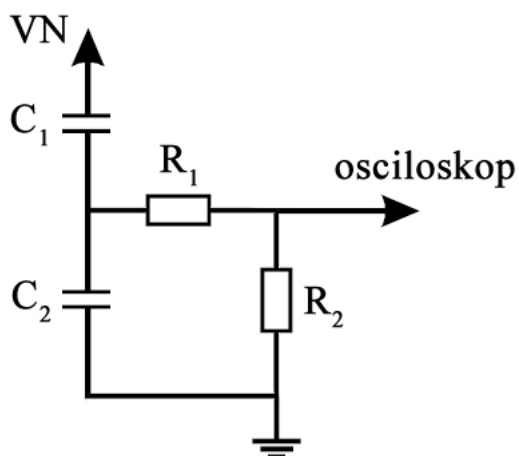
Skutečná hodnota napětí přiloženého na kapiláru patří mezi důležité veličiny charakterizující kapilární výboj. Z důvodu větších technických problémů, které by nastaly umístěním nějaké napěťové sondy v oblasti kapiláry, je zvoleno kompromisní řešení – kapacitně-odporový dělič. V aparatuře CAPEX je napěťový dělič umístěn uprostřed impulsní formovací linky, zatímco u zařízení CAPEX-U je na jejím konci (Obrázek 4.1). Pomocí takto umístěných napěťových děličů je možné určit v daném místě okamžité napětí na rychlém válcovém kondenzátoru dvěma způsoby: teoreticky a experimentálně.

Kapacitně-odporový dělič aparatury CAPEX-U je uveden na Obrázku 4.8. Koefficient děliče (náhradní elektrické schéma je představeno na Obrázku 4.9), který určuje poměr napětí na impulsní formovací lince k napětí na výstupu z děliče, může být odvozen z výrazu

$$K = \frac{C_2 R_1}{C_1 R_2},$$



Obrázek 4.8 – Kapacitně-odporový dělič zařízení CAPEX-U



Obrázek 4.9 – Náhradní elektrické schéma napěťového děliče

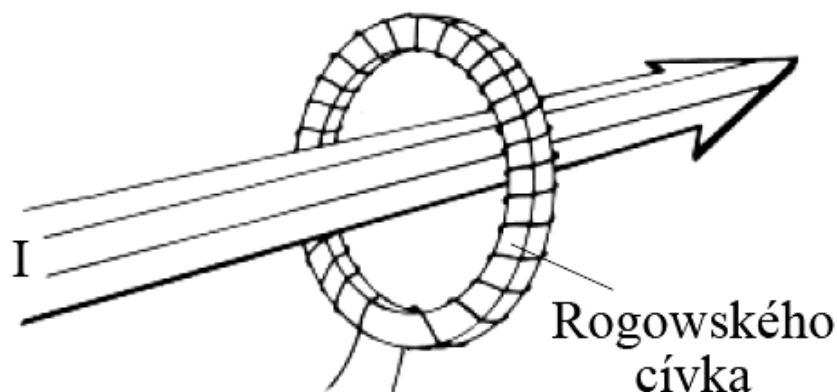
kde C_1 je kapacita mezi středním vodičem impulsní formovací linky a plochou izolovaného vodiče vloženého do vnějšího vodiče této linky. Kapacitu C_2 tvoří vhodný válcový kondenzátor.

Pro obě naše aparatury CAPEX a CAPEX-U byly koeficienty napěťového děliče určeny experimentálně. Kalibrace děliče napětí byla provedena následujícím způsobem: rychlý válcový kondenzátor (impulsní formovací linka) byl nabíjen známým napěťovým impulsem, pomocí kterého se určil hledaný poměr mezi skutečnou hodnotou napětí na tomto kondenzátoru a napětím z napěťového děliče.

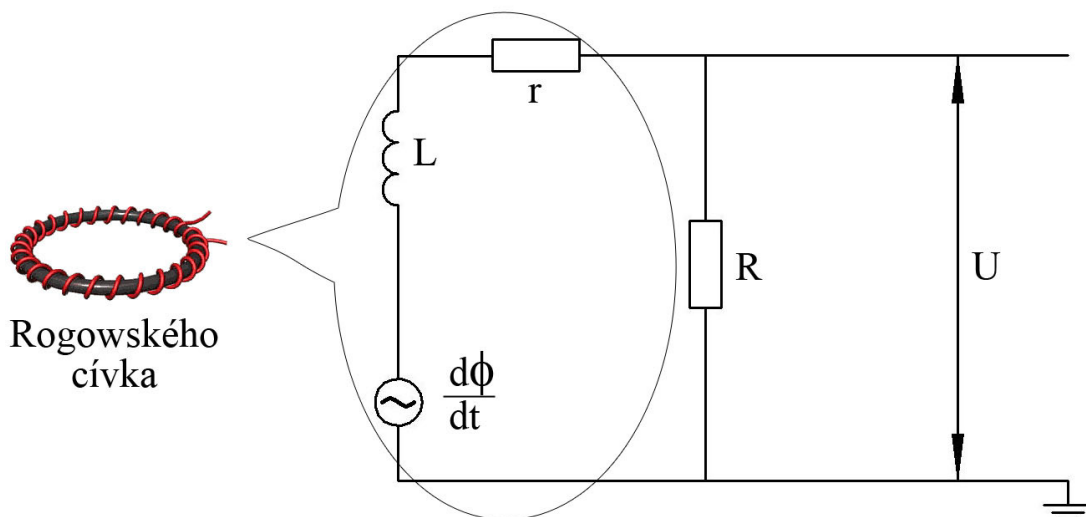
4.8.2 Rogowského cívka

V mnoha experimentech ve fyzice plazmatu je nutné měřit elektrický proud, jehož amplituda je poměrně vysoká (řadově desítky kiloampér) a zároveň jeho náběh je poměrně rychlý. Proto je potřeba vybrat vhodný způsob měření, aby nedocházelo ke zkreslení signálu. Řešením této situace může být využití rychle se měnící magnetické indukce, pomocí které bychom mohli určit proud, který ji vyvolal. Nejjednodušší možnou cestou je umístit cívku (tzv. Rogowského cívku) podle Obrázku 4.10.

Na Obrázku 4.11 je náhradní schéma takové cívky, fungující na principu proudového transformátoru pro případ měření proudu v kapiláře, které se používá v experimentech CAPEX a CAPEX-U. Tento obvod s Rogowského cívku můžeme popsat rovnicí



Obrázek 4.10 – Rogowského cívka



Obrázek 4.11 – Náhradní schéma Rogowského cívky, fungující na principu proudového transformátoru, použité v experimentech CAPEX a CAPEX-U

$$\frac{d\phi}{dt} = L \frac{di}{dt} + ir + iR, \quad (4.1)$$

kde i je proud tekoucí měřicí cívkou, L je indukčnost Rogowského cívky, r je efektivní odpor Rogowského cívky, R je vnější odpor, který musí splňovat podmínku

$$r + R \ll \omega L \quad (4.2)$$

Pokud je tedy splněna podmínka (4.2), můžeme vztah (4.1) zjednodušit na

$$\frac{d\phi}{dt} \cong L \frac{di}{dt} \quad (4.3)$$

a tedy můžeme vyjádřit

$$i = \frac{\phi}{L}. \quad (4.4)$$

Jelikož se jedná o toroidální cívku, můžeme určit její indukčnost ze vztahu

$$L = \frac{\mu_0 n^2 A}{S}, \quad (4.5)$$

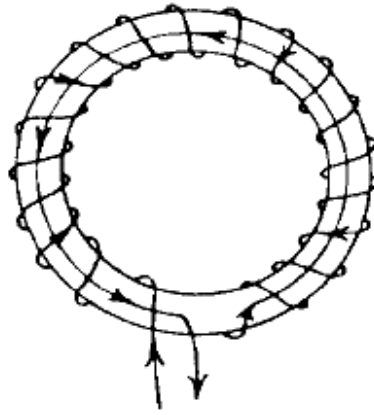
kde μ_0 je permeabilita vakua, n je počet závitů, A je průřez jednotlivých závitů a S je efektivní délka toroidu (obvod). Dále je možné po jistých úpravách zjistit z Ampérova zákona vztah mezi celkovým indukčním tokem ϕ procházejícím závitů cívky a hlavním proudem I , který chceme měřit, tedy

$$\phi(t) = \frac{\mu_0 n A}{S} \cdot I(t) \quad (4.6)$$

Po dosazení výrazů (4.5) a (4.6) do vztahu (4.4) dostaneme

$$i = \frac{\phi}{L} = \frac{I}{n} \quad (4.7)$$

z čehož nakonec dostaneme hledaný vztah pro napětí, které můžeme naměřit na odporu R , tedy



Obrázek 4.12 – Detail navinuti Rogowského cívky

$$U = i \cdot R = \frac{R}{n} \cdot I \quad (4.8)$$

Výstupní napětí U dává možnost přímo změřit hlavní proud I a Rogowského cívka vystupuje jako jednoduchý proudový transformátor. Dolní frekvenční limit je dán již zmíněnou podmínkou (4.2), horní frekvence je omezena vnitřní LC rezonanční frekvencí vlastní Rogowského cívky. Měření proudu s Rogowského cívku znázorněnou na Obrázku 4.11 by mohlo být v tomto geometrickém uspořádání ovlivněnou chybou, protože obvod toroidu, na kterém jsou namotány jednotlivé závity, tvoří také jeden velký závit, který je nutno vyloučit. Jednoduchá cesta, jak eliminovat tuto chybu, je přivést konec namotaného drátu zpátky skrz závity cívky k prvnímu závitů tak, jak je to ukázáno na Obrázku 4.12.

Další možností určení hodnoty (koeficientu) poměru R/n (4.8) je použití experimentálního měření. Kalibrace Rogowského cívky byla experimentálně provedena pomocí impulsního generátoru. Ke kalibraci byl použit impulsní generátor *TR-0306* s použitím externího zdroje. Jednoduchý obvod byl navržen tak, aby impuls vytvořený generátorem byl veden tak, že vodič koaxiálního kabelu prochází středem Rogowského cívky. Koaxiální kabel je zakončen odporem 52.7Ω . Za těchto podmínek je již jednoduché změřit napětí na odporu R_{kalibr} pomocí osciloskopu a následně určit podle Ohmova zákona proud I tekoucí středem Rogowského cívky. Současně je možno určit signál z Rogowského cívky ($U_{R.c.}$).

Tabulka 4.5 Základní parametry Rogowského cívky na zařízeních CAPEX a CAPEX-U

Základní parametry	CAPEX	CAPEX-U
Počet závitů, n	331	226
Indukčnost cívky, L	34 μH	12.8 μH
Vnitřní odpor cívky, r	$\sim 2.4 \Omega$	$\sim 2.2 \Omega$
Střední průměr toroidu, D	0.073 m	0.065 m
Průměr jednoho závitu, d	0.007 m	0.0072 m
Teoretická hodnota, R/n	0.0033 Ω	0.0057 Ω
Experimentální hodnota, K	0.0029 V/A	0.0052 V/A

Délka impulsu z impulsního generátoru byla kolem 300 ns . Proud I tekoucí středem Rogowského cívky je určen z výrazu

$$I = \frac{U_{\text{kalibr}}}{R_{\text{kalibr}}}, \quad (4.9)$$

kde U_{kalibr} je velikost impulsu naměřená na odporu R_{kalibr} ($=52.7 \Omega$). Poté již stačí dosadit do vztahu pro koeficient K , pomocí kterého již můžeme snadno určit proud tekoucí středem Rogowského cívky z napětí na osciloskopu ($U_{R.c.}$)

$$K = \frac{U_{R.c.}}{I}. \quad (4.10)$$

Srovnání výsledků R/n získané z (4.8) a z experimentálního měření kalibrace známým proudovým impulsem K ze vztahu (4.10) ukazuje dobrou shodu. Základní parametry Rogowského cívek použitých na zařízeních CAPEX a CAPEX-U jsou uvedeny v Tabulce 4.5.

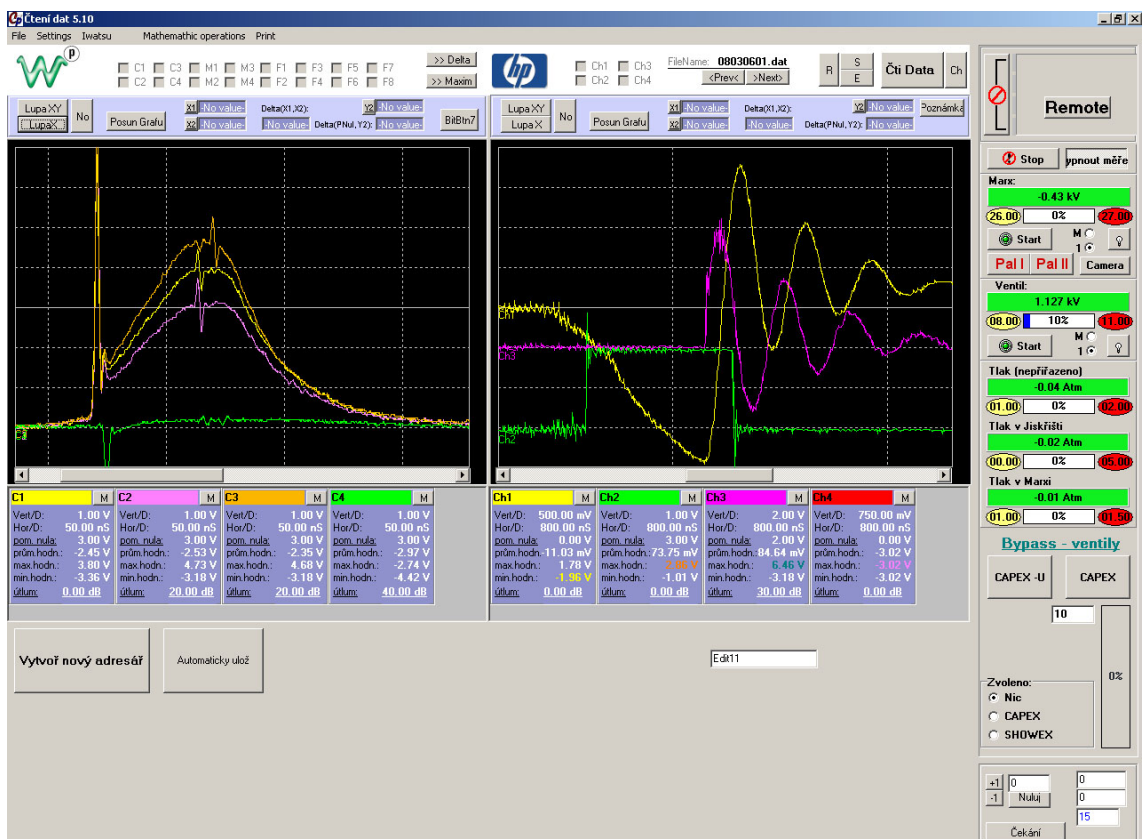
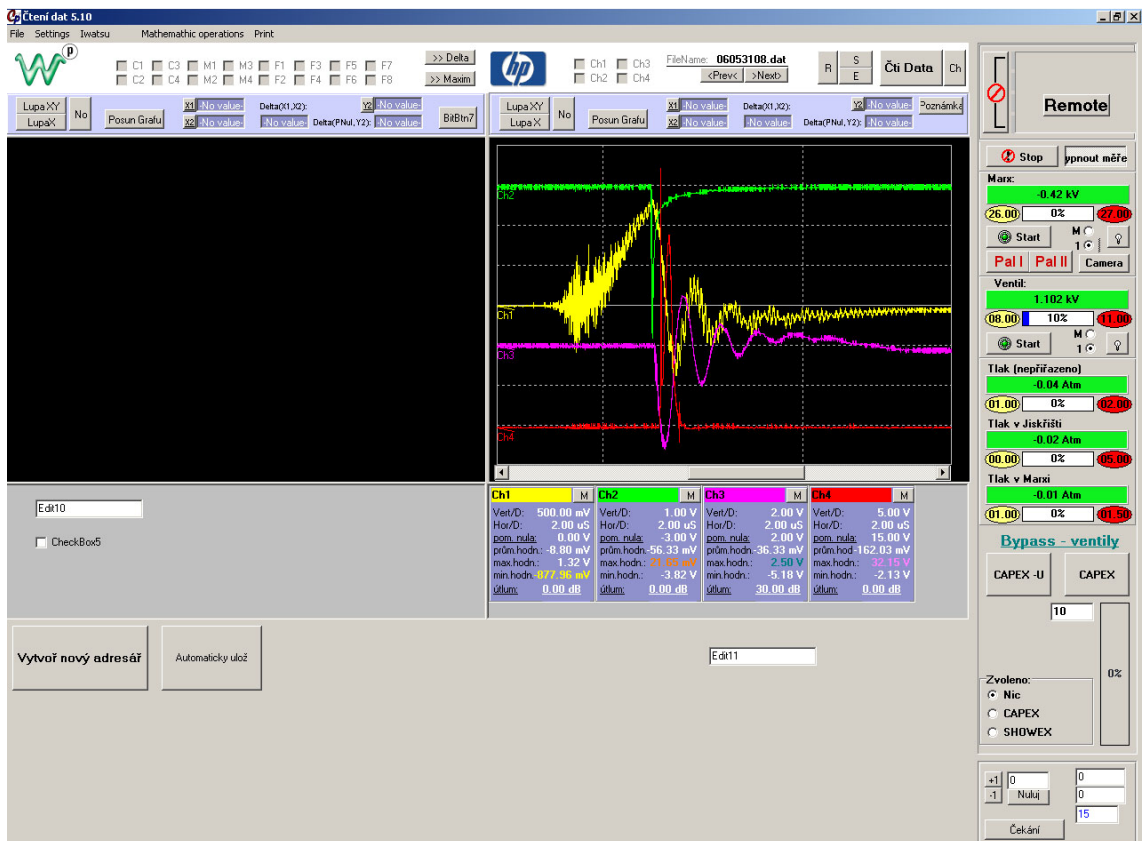
4.9 Ovládaní experimentu a sběr dat

V současné době pozorujeme velký pokrok výpočetní techniky, která zasahuje do všech oblastí lidské činnosti. Věda, jakožto pokroková oblast samozřejmě není výjimkou. Jelikož experiment musí být řízen dálkově, z Faradayové klece, byla velká pozornost věnována ovládaní experimentu pomocí počítače. Bylo vytvořeno spojení “počítač-hardwarový převaděč-experiment“, které umožnilo dálkové ovládaní experimentu.

Byl vytvořen speciální počítačový program pro ovládaní experimentu a sběr dat, který propojil počítač pomocí grafického rozhraní (Obrázek 4.13) s experimentem. Obrazovka je rozdělena do dvou částí: řízení experimentu (sloupec vpravo) a sběr dat z osciloskopů. Ovládací část, která obsahuje tlačítka, slouží k ovládaní experimentu a také zobrazuje některé aktuální hodnoty tlaku (například, tlak směsi dusíku a SF_6 , kterou jsou plněna jiskřiště Marxova generátoru a nebo tlak SF_6 v hlavním jiskřišti aparatury). Přesnost nastavení tlaků v těchto místech je důležitá pro zajištění stejných podmínek při činnosti zařízení. V horní části je umístěno ovládaní Marxova generátoru: zahájení nebo ukončení procesu nabíjení, dobíjení, nastavení mezi nabíjecího napětí. Samozřejmostí je možnost nouzového ukončení již spuštěného experimentu. V dolní části panelu se nachází ovládaní bypass-ventilů experimentů CAPEX a CAPEX-U, které se zapínají po každém výstřelu z důvodu rychlejšího vyčištění kapiláry a obnovení plynu před dalším výstřelem. Zároveň je možno nastavit délku zapnutí bypass-ventilů, během kterého tlačítko spuštění nabíjení/dobíjení Marxova generátoru není aktivní. Dole je umístěno počítadlo výstřelů, které nám pomáhá odhadnout stav kapiláry.

Zbývající část grafického rozhraní programu slouží ke sběru dat a jejich základnímu zpracování. Program umožňuje sběr dat celkem až z 8 kanálů dvou osciloskopů, které běžně používáme ve všech našich experimentech (HP 54542C – čtyři kanály, maximální vzorkovací frekvence 2 GSa/s , šířka pásma $0-500 \text{ MHz}$, LeCroy WavePro 7000 – čtyři kanály, maximální vzorkovací frekvence 10 GSa/s , šířka pásma $0-1 \text{ GHz}$). Pod grafy se nachází základní údaje (maximum, minimum, nastavení citlivosti a časové základny osciloskopu) jednotlivých signálů. Je možné využít i funkci „LUPA“ pro rychlou (orientační) analýzu naměřených průběhů. Horní obrazovka na Obrázku 4.13 zobrazuje 4 signály z jednoho osciloskopu (HP 54542C), dolní ukazuje veškeré možnosti grafického rozhraní programu, sloužícího ke sběru a zpracování dat – 8 signálů ze dvou osciloskopů.

Grafické rozhraní se neustále vyvíjí; k tomu slouží dolní část obrazovky, kde se zkouší různá zlepšení dříve, než dostanou finální grafickou podobu a úpravu.



Obrázek 4.13 – Grafické rozhraní programu na ovládní experimentu a sběr dat:

- s použitím jednoho osciloskopu – 4 kanály (nahore),
- s použitím dvou osciloskopů – 8 kanálů (dole).

5 VÝSLEDKY

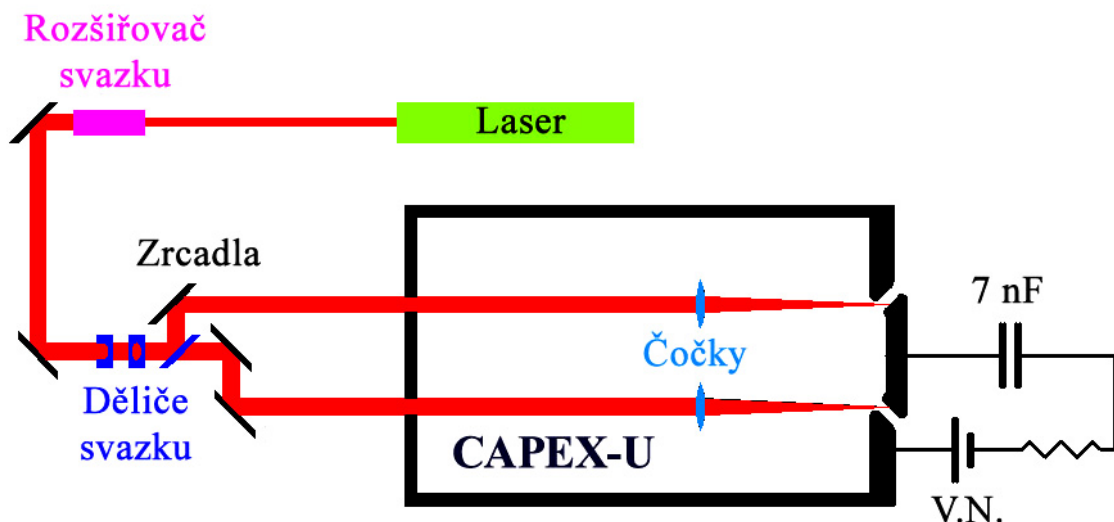
5.1 Experimentální výsledky, porovnání se simulacemi

V této části jsou předloženy hlavní výsledky měření měkkého rentgenového záření, generovaného výbojem v kapiláře jednak pomocí vakuové jednosegmentové a čtyřsegmentové diody a jednak spektroskopicky, s použitím přehledového spektrometru s rovinným detekčním polem a spektrometru se šikmým dopadem záření na mřížku s vyšším rozlišením. Nejprve však budou uvedeny výsledky testování funkčních charakteristik aparatury CAPEX-U a jejich porovnání s výše popsány simulacemi.

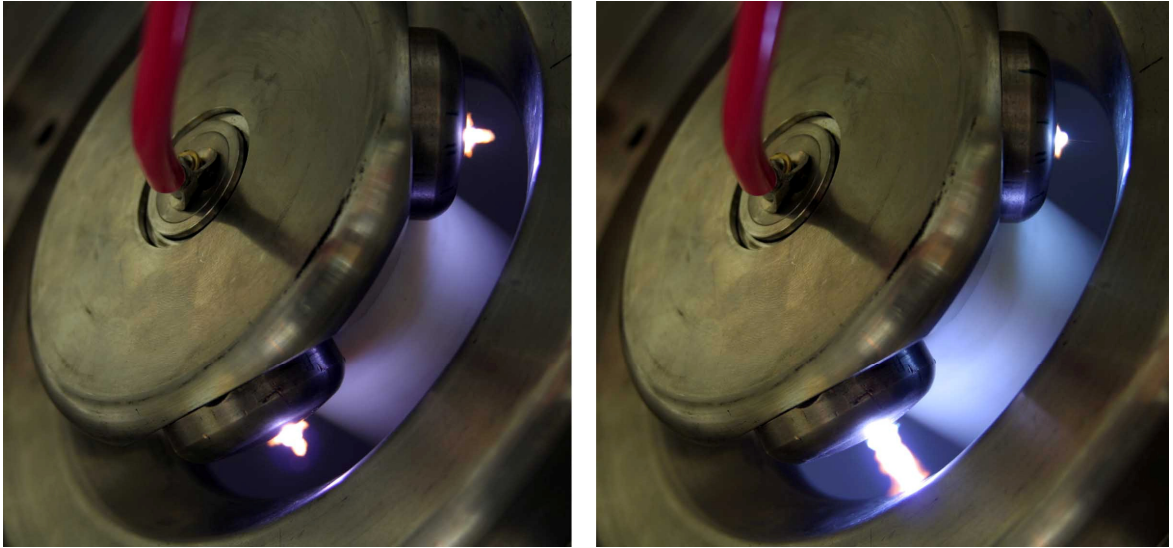
5.1.1 Testování funkčních parametrů zařízení CAPEX-U

Po sestavení aparatury CAPEX-U bylo jedním z úkolů odzkoušení laserem spínaného čtyřkanalového jiskřiště. Jako první byla testována konfigurace aparatury z vnějším 25 kV zdrojem (Obrázek 5.1), umožňující nabíjení $7\text{ nF}/50\text{ kV}$ kondenzátoru (výrobce Maxwell) a jeho následné vybíjení přes jiskřiště do nízkoindukční zátěže [136]. Měření zpoždění mezi laserovým impulsem a počátkem proudu bylo provedeno pomocí 2 GSa/s osciloskopu HP54542C. Všechny zkoušky jiskřiště v této konfiguraci probíhaly při atmosférickém tlaku a šikmém (45°) dopadu laserového svazku na elektrodu. Průměrné zpoždění kolem 7 ns (průměrný jitter 400 ps) bylo dosaženo za následujících podmínek: mezielektrodová vzdálenost 5 mm , energie laserového impulsu 200 mJ , napětí na jiskřišti na úrovni 90% hodnoty samoprůrazného napětí. Bohužel, v experimentech s touto konfigurací nebylo docíleno současného spínání všech čtyř kanálů jiskřiště (k průrazu docházelo v různých kanálech náhodně). Pravděpodobnou příčinou tohoto jevu je příliš rychlý úbytek napětí na všech elektrodách po průrazu prvního kanálu, způsobený malou indukčností v jednotlivých kanálech. Jakmile dojde k průrazu jednoho kanálu, ostatní kanály ho nenásledují, protože úbytek napětí na těchto kanálech je rychlejší, než procesy vedoucí v nich k průrazu.

Na Obrázku 5.2 vlevo je fotografie plazmatu vytvořeného v důsledku interakce laserového svazku s elektrodou bez přiloženého napětí mezi vysokonapěťovou a zemní elektrodou. Bylo zjištěno, že na všech čtyřech elektrodových nástavcích laser vytvoří zhruba stejně velké iniciační plasma. V pravé části Obrázku 5.2 je zachycen laserem iniciovaný jednocanálový průraz vícekanalového jiskřiště (jiskřiště plněno vzduchem při



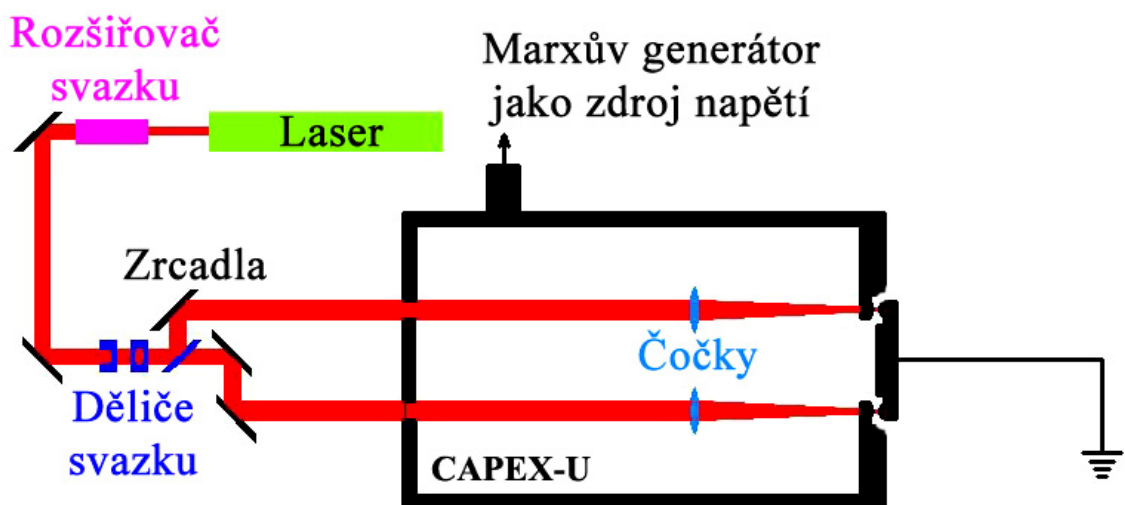
Obrázek 5.1 – Uspořádání experimentu pro měření parametrů jiskřiště ve vzduchu při atmosférickém tlaku



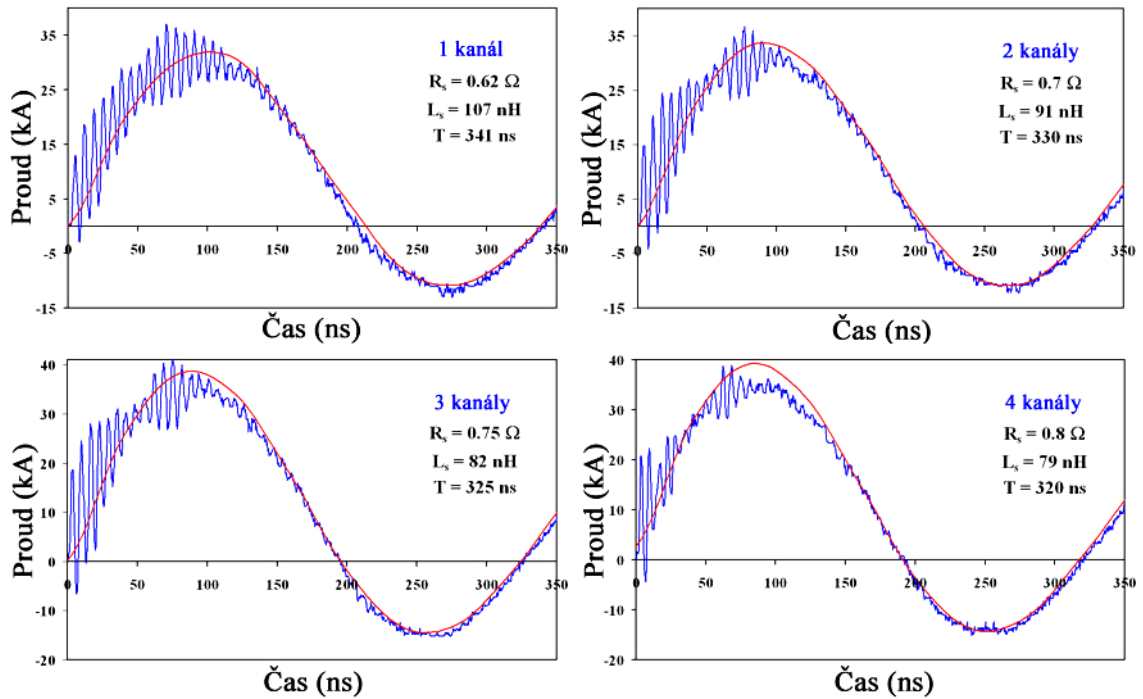
Obrázek 5.2 – Fotografický záznam plazmatu jako výsledku interakce laserového svazku s elektrodou: bez přiloženého napětí (vlevo) a laserem iniciovaný průraz jiskřiště (vpravo)

atmosférickém tlaku, mezielektrodová vzdálenost 13 mm , napětí 20 kV , energie laserového svazku v každém z kanálů 200 mJ .

Další testování jiskřiště se uskutečnilo v plnohodnotném experimentu se zkratovanou kapilárou (Obrázek 5.3) [137]. Měření parametrů jiskřiště probíhalo za následujících podmínek: jiskřiště bylo plněno SF_6 o tlaku 3 kPa , mezielektrodová vzdálenost byla 13 mm , energie laserového svazku v každém z kanálů 200 mJ , napětí na výstupu z impulsní koaxiální linky $\sim 150\text{ kV}$, kolmý (0°) dopad laserového svazku na elektrodu. Za těchto podmínek bylo dosaženo průměrného zpoždění mezi laserovým impulsem a začátkem kapilárního proudu 30 ns (jitter 1.5 ns). V této situaci již byly pozorovány i vícekanálové průrazy jiskřiště. Na základě těchto měření bylo možno upřesňovat parametry jiskřiště (indukčnost a odpor) porovnáváním experimentálních výsledků s různým počtem spínaných kanálů s výsledky numerické simulace. Počáteční podmínky numerické simulace byly nastaveny tak, aby v okamžiku průrazu jiskřiště amplituda napětí na výstupu impulsní koaxiální linky nepřesahovala 150 kV a proud v kapiláře nebyl větší než 40 kA . Z Obrázku 5.4 je dobře vidět jak s počtem spínaných kanálů narůstá celkový odpor jiskřiště, ale klesá jeho



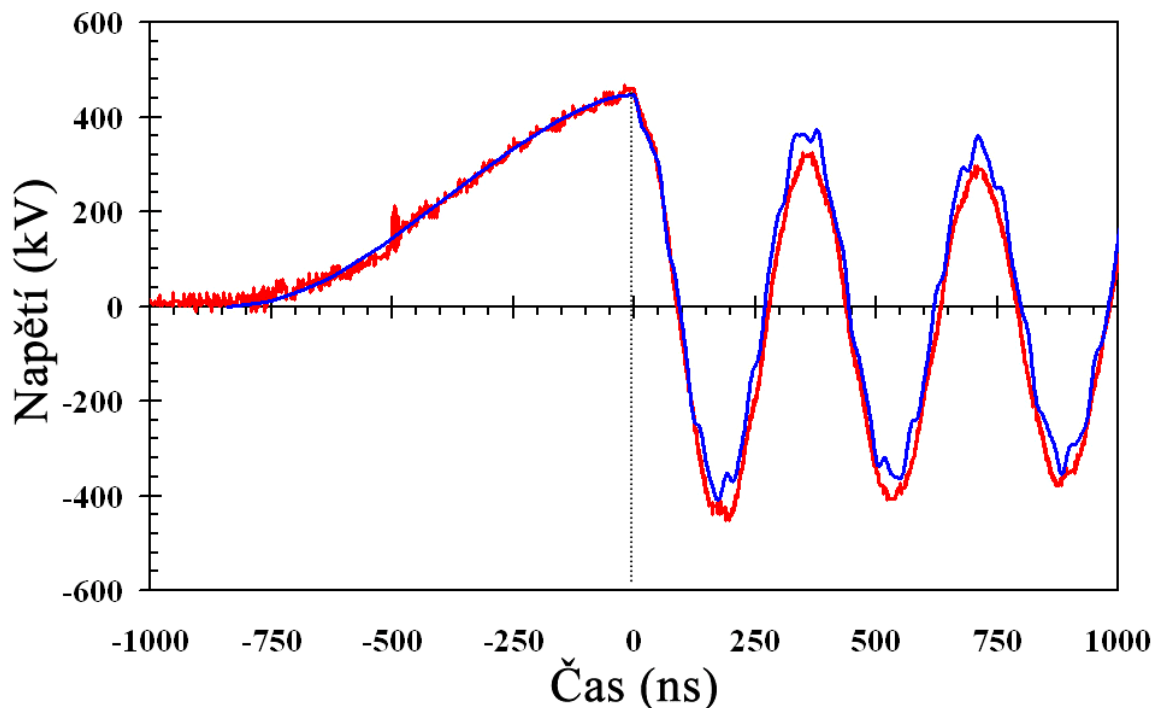
Obrázek 5.3 – Uspořádání experimentu se zkratovanou kapilárou pro měření parametrů jiskřiště, plněného SF_6



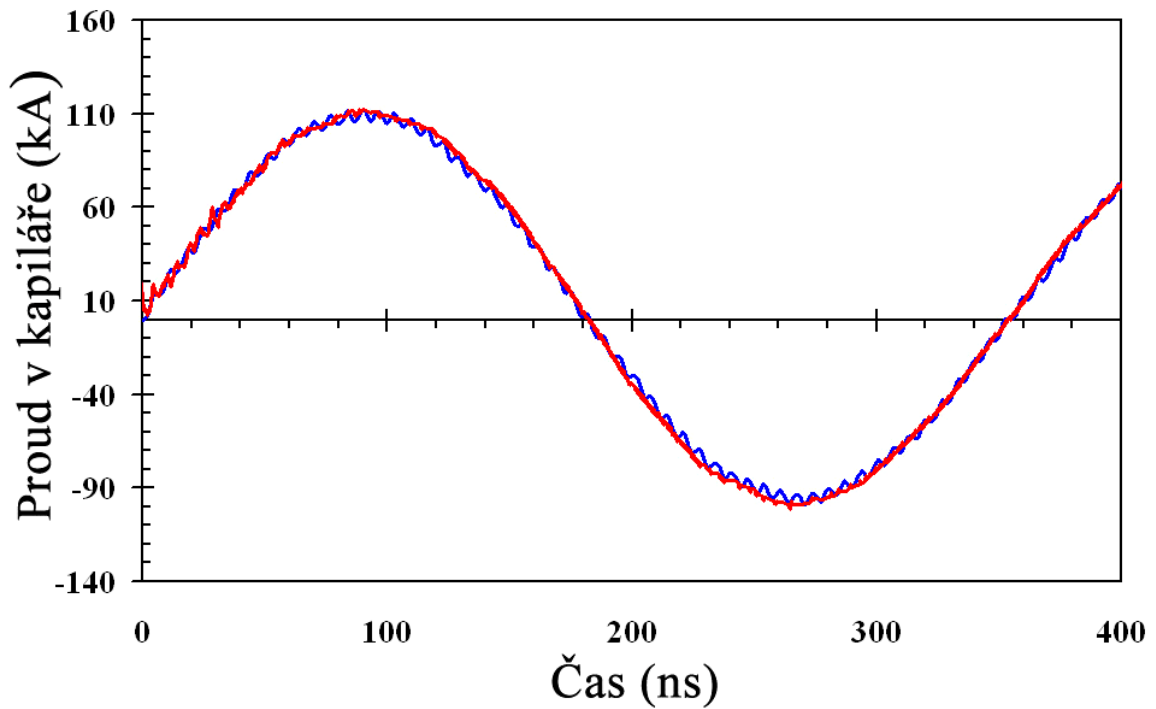
Obrázek 5.4 – Porovnání časového vývoje proudu v kapiláře pro různý počet spínaných kanálů: výsledek numerické simulace (červená), experimentální výsledek (modrá)

indukčnost. Souvisí to s tím, že doba průrazu je úměrná indukčnosti a nepřímo úměrná odporu. Kromě toho, s přibývajícím počtem kanálů se zkracuje perioda proudu, protékajícího kapilárou z 341 ns (u 1 sepnutého kanálu) do 320 ns (u 4 sepnutých kanálů).

Po sestavení aparatury CAPEX-U byly provedeny první experimenty s měřením napětí na konci impulsní koaxiální linky a také proudu v kapiláře. Pro tyto účely byla kapilára



Obrázek 5.5 – Časový vývoj napětí na konci impulsní formovací linky: výsledek numerické simulace (červená), experimentální výsledek (modrá)



Obrázek 5.6 – Časový vývoj proudu v kapiláře: výsledek numerické simulace (červená), experimentální výsledek (modrá)

zkratována kovovým vodičem. Získaná experimentální data byla porovnána s výsledky numerické simulace. To umožnilo upřesnit odhady vstupních parametrů simulace tak, aby se simulace co nejvíce blížily reálným signálům. Takto upravený model slouží vedle skutečného experimentu k modelování dílčích úprav, které nadále na zařízení probíhají.

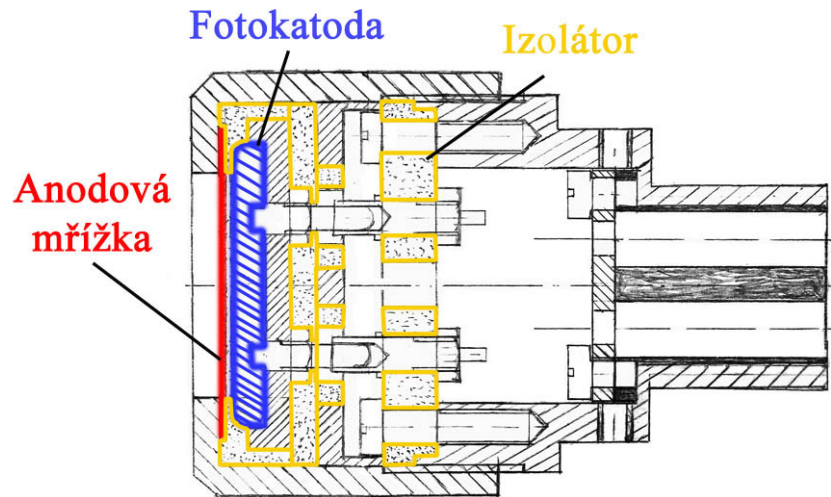
Grafy uvedené na Obrázcích 5.5-5.6 porovnávají výsledky řešení přechodových charakteristik modelu s reálným experimentem [140]. První graf (Obrázek 5.5) ukazuje časový průběh napětí měřený na konci impulsní formovací linky v obou režimech (před a po sepnutí jiskřiště). Čas $t=0$ s představuje okamžik sepnutí jiskřiště. Naměřený signál odpovídající napětí je získán pomocí kapacitně-odporového děliče (více podkapitola 4.8.1), který je umístěn na konci impulsní formovací linky. Výpočet byl proveden pro stejnou počáteční podmínku jako u reálného experimentu, a to tak, aby odpovídal hodnotě napětí na konci impulsní formovací linky v okamžiku průrazu jiskřiště (~ 450 kV).

Obdobně byl vypočítán časový průběh proudu v kapiláře uvedený na Obrázku 5.6. Pro lepší rozlišení je zobrazena pouze první perioda proudu tekoucího kapilárou. Zde rovněž platí, že čas $t=0$ s odpovídá okamžiku sepnutí jiskřiště. Kapilární proud byl změřen pomocí Rogowského cívky umístěné v blízkosti vnější elektrody kapiláry.

Jak je patrné z Obrázků 5.5 a 5.6, bylo dosaženo dobré shody numerické simulace s experimentálními výsledky.

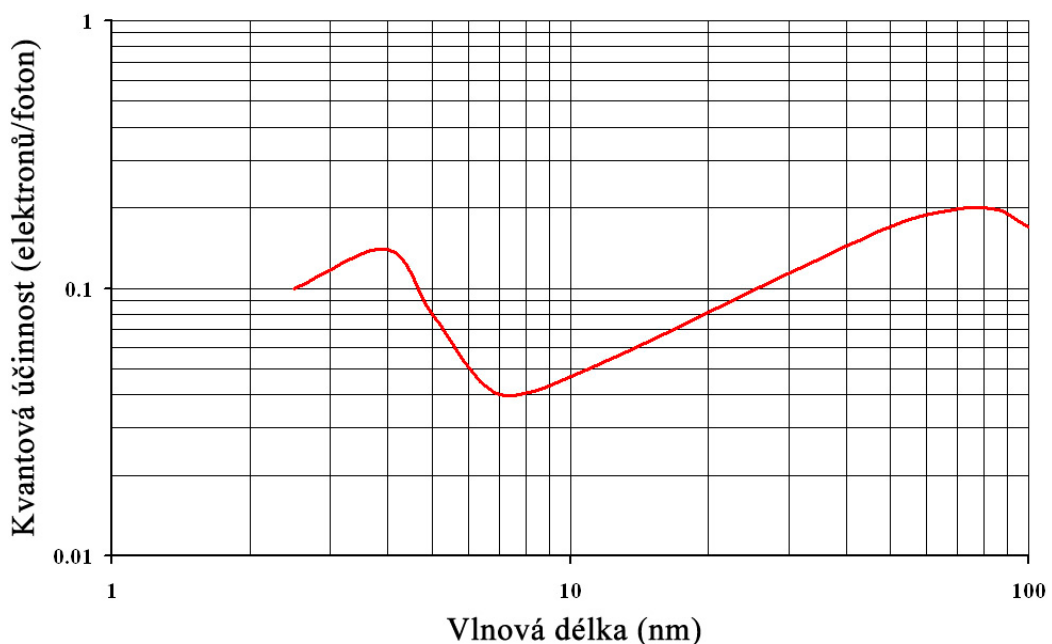
5.1.2 Měření rentgenového záření pomocí vakuové diody

Časový vývoj intenzity měkkého rentgenového záření byl získán nejprve vakuovou fotodiodou, která měla pozlacenou fotokatodu. Tento typ detektoru byl používán v době prvních experimentů na nově sestaveném zařízení (CAPEX-U experiment). Tato vakuová fotodioda byla navržena a sestavena na našem oddělení (Oddělení impulsních plazmových systémů – Ústav fyziky plazmatu AV ČR v.v.i.).

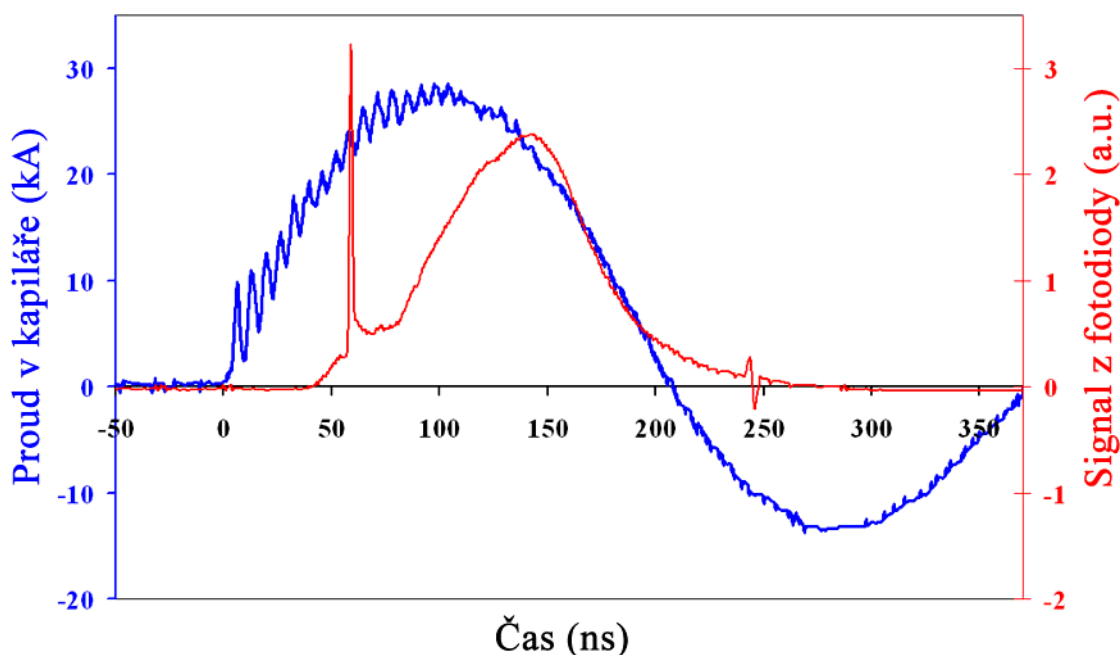


Obrázek 5.7 – Vakuová fotodioda s pozlacenou fotokatodou

Schématický náčrtek vakuové diody je zobrazen na Obrázku 5.7. Pro materiál fotokatody bylo vybráno zlato (povrchová vrstva) nejen kvůli spektrální citlivosti v měkké rentgenové oblasti (viz Obrázek 5.8) [141], ale i kvůli časové stálosti (která je důsledkem chemické netečnosti zlata). Vzdálenost mezi anodovou mřížkou a katodou je 1 mm , vhodné napětí je 500 V , které by mělo přitáhnout všechny uvolněné fotoelektrony na anodovou mřížku, ale které by nemělo ani v případě havárie (náhlého zvýšení tlaku a zapálení výboje mezi katodou a anodou) zničit vstup osciloskopu. Vakuová fotodioda bývá obvykle umístěna těsně před vstupní štěrbinou spektrometru (ve vzdálenosti $\sim 2\text{ m}$ od ústí kapiláry). Pro měření signálu z fotodiody byl použit osciloskop HP 54542C (čtyři kanály, maximální vzorkovací frekvence 2 GSa/s , šířka pásma $0\text{--}500\text{ MHz}$, doba náběhu 700 ps). Časový průběh měkkého rentgenového záření měřený pomocí vakuové fotodiody je zobrazen zároveň s kapilárním proudem na Obrázku 5.9 [98]. Intenzivní krátký pík měkkého rentgenového signálu o šířce přibližně 1.5 ns se nachází zhruba 25 ns před maximem kapilárního proudu. Tento signál byl získán za následujících experimentálních podmínek: keramická kapilára z vnitřním průměrem 3.2 mm , o délce 180 mm byla plněna argonem o tlaku $\sim 20\text{ Pa}$. Amplituda a



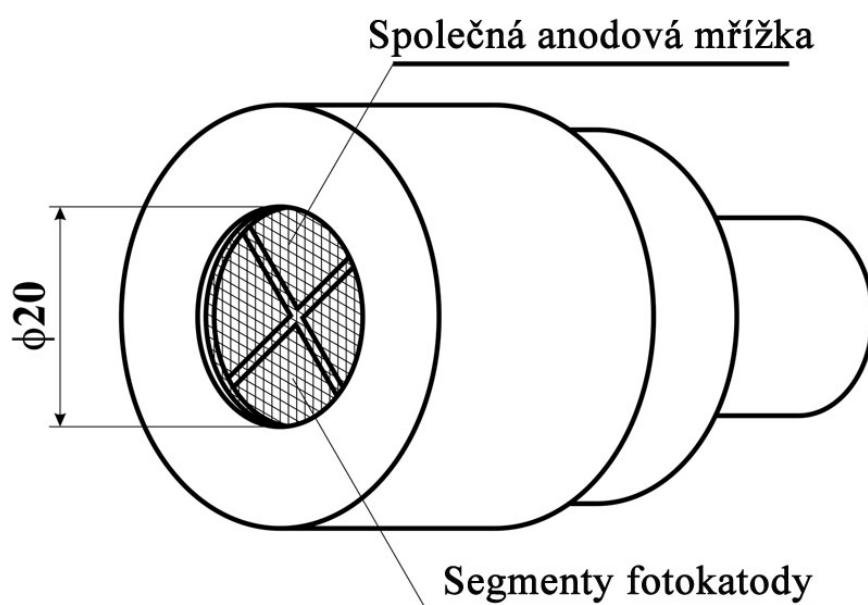
Obrázek 5.8 – Kvantová účinnost pozlacené fotokatody



Obrázek 5.9 – Časový průběh signálu z vakuové fotodiody v korelaci z kapilárním proudem

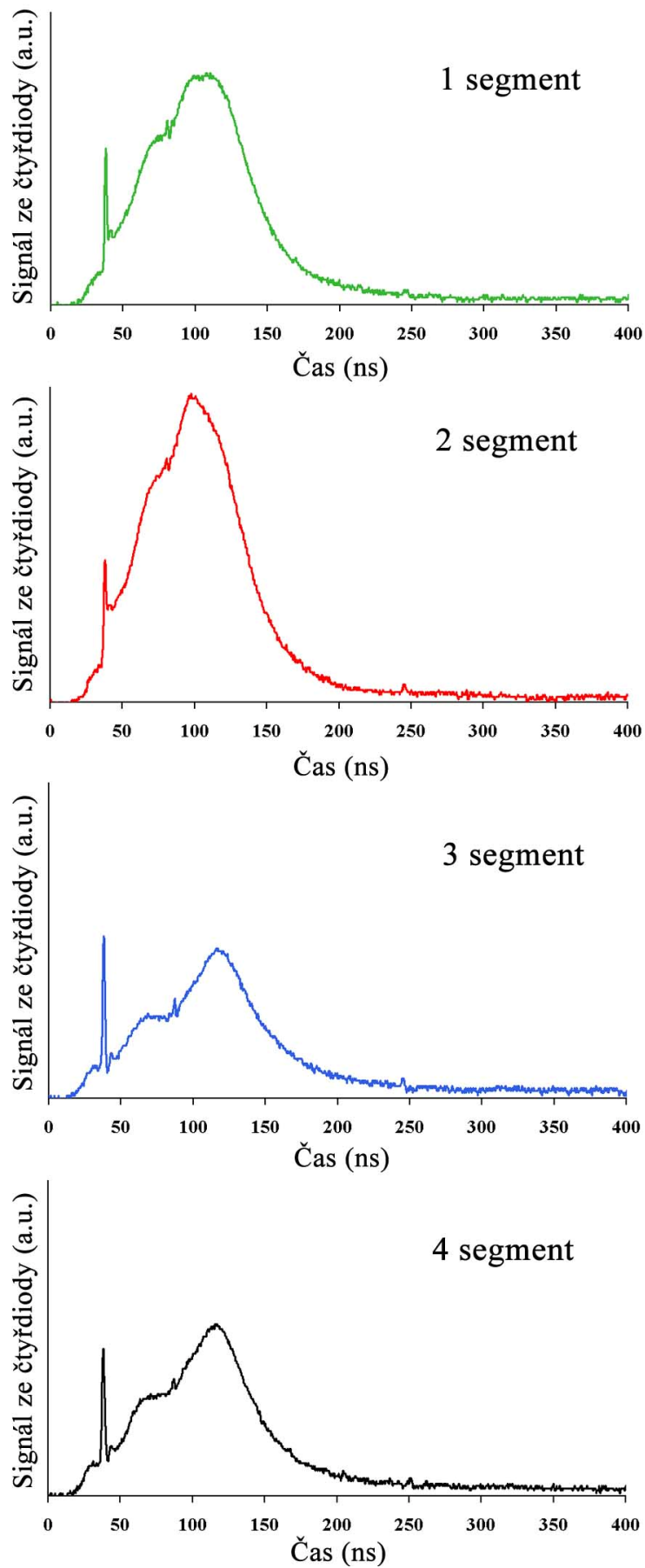
perioda impulsu kapilárního proudu byla 27 kA a 365 ns . Nicméně, tento intenzivní krátký pík, naměřený vakuovou fotodiódou, nemusí nutně znamenat laserování, ale jenom intenzivní pinčování. Že se jedná o zesílenou spontánní emisi dokazují až spektroskopická měření, při nichž se musí prokázat (zhruba řečeno), že intenzita čáry laserového přechodu se za vhodných podmínek zvětší více, než intenzita ostatních spektrálních čar.

Předpokládáme-li, že pík na signálu z rentgenové vakuové fotodiody odpovídá laserování, pak jeho maximalizaci můžeme stanovit vhodné podmínky pro laserování. Vakuová dioda se dále uplatňuje při nastavování soustavy kapilára-spektrometr do společné optické osy. Její hledání je možné usnadnit pomocí tzv. čtyřsegmentové fotodiody (Obrázek 5.10), vyvinuté rovněž na našem pracovišti. Principiálně je čtyřsegmentová fotodioda



Obrázek 5.10 – Vakuová čtyřsegmentnová fotodioda s pozlacenou fotokatodou

konstruována obdobně jako fotodiody, zobrazená na Obrázku 5.7. Hlavní rozdíl spočívá v tom, že pozlacená fotokatoda o průměru 20 mm je rozdělena do čtyř izolovaných segmentů. Každý ze segmentů je napájen 500 V a nezávisle propojen se čtyřkanálovým osciloskopem LeCroy WavePro 7000 (maximální vzorkovací frekvence 10 GSa/s , šířka pásma $0\text{--}1\text{ GHz}$). Obrázek 5.11 představuje typický časový průběh signálů, detekovaných pomocí nově sestavené čtyřsegmentové vakuové fotodiody [142]. První měření byla provedena na aparatuře CAPEX v keramické kapiláře (průměr 3 mm), plněné argonem (počáteční tlak $\sim 40\text{ Pa}$). Amplituda kapilárního proudu byla kolem 30 kA a jeho čtvrtperioda $\sim 60\text{ ns}$. Každý graf na Obrázku 5.11 odpovídá intenzitě měkkého rentgenového záření v příslušném segmentu fotodiody. V tomto případě byly pozorovány úzké $\sim 2\text{ ns}$ píky intenzity měkkého rentgenového záření, které odpovídají laserové čáře *Ne*-podobného argonu na vlnové délce 46.9 nm . Pík laserového záření se nachází v čase $\sim 38\text{ ns}$ po začátku kapilárního proudu (čas $t=0\text{ s}$ odpovídá průrazu jiskřiště). Amplituda jednotlivých piků je zhruba stejná u všech segmentů, z čehož můžeme usoudit, že vakuová rentgenová čtyřsegmentová fotodiody je umístěna přibližně v ose laserového záření. Na rozdíl od jednosegmentové vakuové fotodiody, která byla používána dříve, daří se nastavení nově vyvinuté čtyřsegmentové fotodiody do osy měkkého rentgenového laserového svazku během několika málo výstřelů (teoreticky – dvou, prakticky – 4–5).



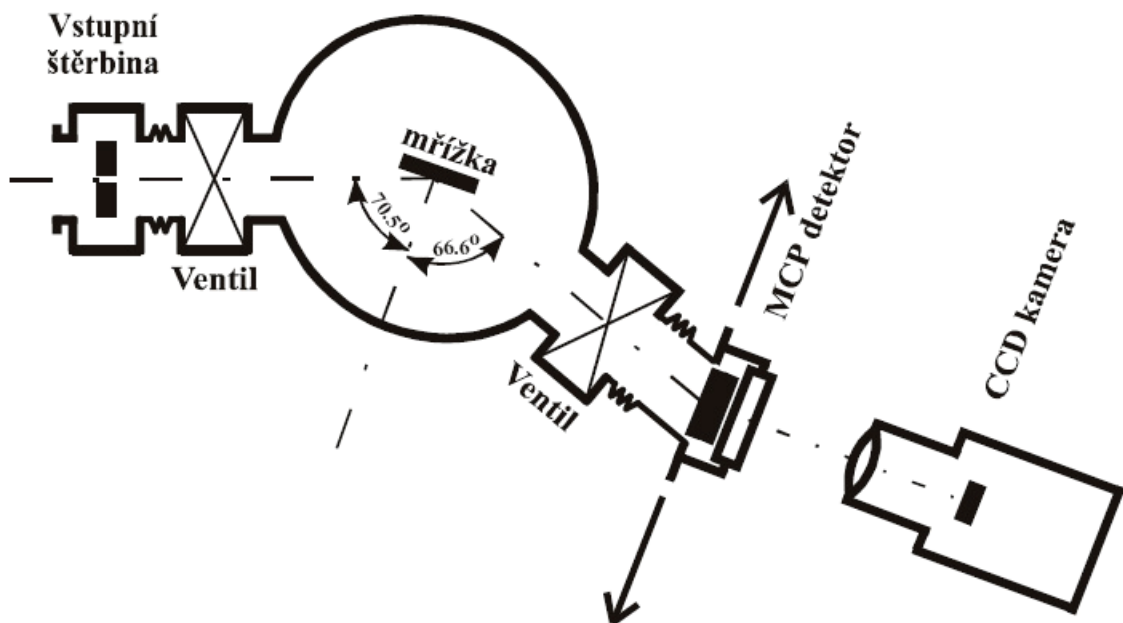
Obrázek 5.11 – Typický signál, měřený pomocí vakuové čtyřsegmentové fotodiody

5.1.3 Měření rentgenového záření pomocí spektrometrů

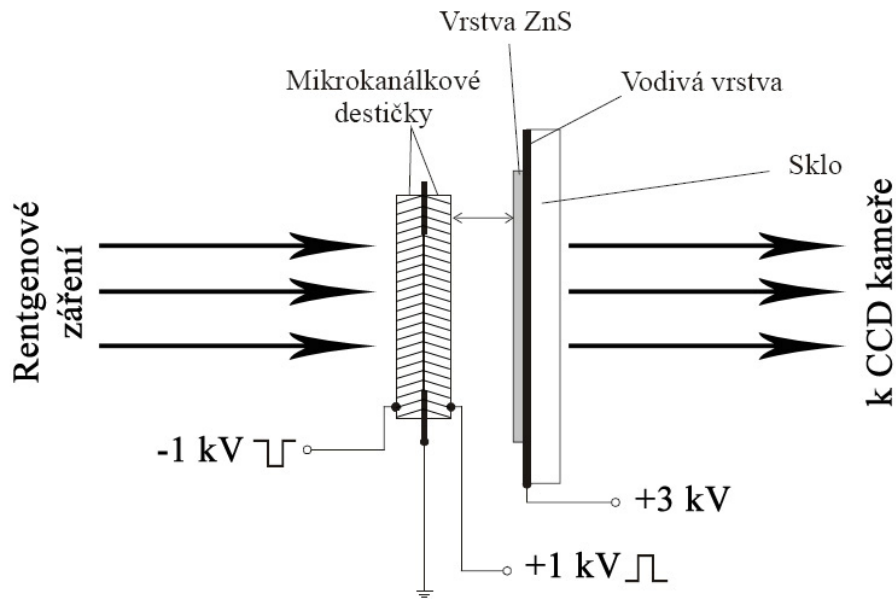
Důležitou součástí diagnostiky měkkého rentgenového záření generovaného kapilárním výbojem jsou spektroskopická měření. Zde jsou prezentovány pouze vybrané, typické spektroskopické výsledky. Všechna spektroskopická měření byla provedena v měkké rentgenové oblasti v axiálním směru; bylo tedy analyzováno axiální záření generované kapilárním výbojem.

Spektrální měření v měkké rentgenové oblasti spektra bylo prováděno pomocí dvou spektrometrů: s rovinným detekčním polem a se šikmým dopadem záření na mřížku. Bylo provedeno mnoho spektrálních měření za různých počátečních podmínek (počáteční tlak pracovního plynu, předionizace, průměr kapiláry) a při různých amplitudách kapilárního proudu. Cílem bylo najít takové podmínky, při kterých je optimalizované zesílené spontánní emise v *Ne*-podobném argonu na vlnové délce $\lambda=46.9 \text{ nm}$.

V oddělení impulsních plazmových systémů byl navržen a následně vyroben XUV spektrometr s rovinným detekčním polem. Na Obrázku 5.12 je ukázáno jeho schéma a to tak, jak byl umístěn v experimentu. Spektrometr byl osazen toroidální zobrazující mřížkou (výrobce Jobin Yvon - tangenciální poloměr $R_t=919.30 \text{ mm}$, sagitální poloměr $R_s=102.57 \text{ mm}$) pracující ve spektrálním oboru $\lambda=10-110 \text{ nm}$ (nestejná vzdálenost vrypů s jejich průměrnou hustotou 450 vrypů/mm). Toroidální mřížka má rozměry vyduté plochy $34 \times 12 \text{ mm}$, nicméně geometrické rozměry jsou jen $34 \times 8 \text{ mm}$. V oddělení impulsních plazmových systémů byl také navržen a vyroben držák mřížky, který umožňuje její nastavení v 6 stupních volnosti. Vstupní část u štěrbinu i výstupní část u MCP detektoru jsou odděleny ručními ventily. Vstupní štěrbinu (výška 10 mm) je možné otevřít pomocí mikrometrického posuvu až do šířky 5 mm . Jako detekční část spektrometru byl použit MCP detektor (Obrázek 5.13), za kterým následovala 12-bitová digitální CCD kamera.



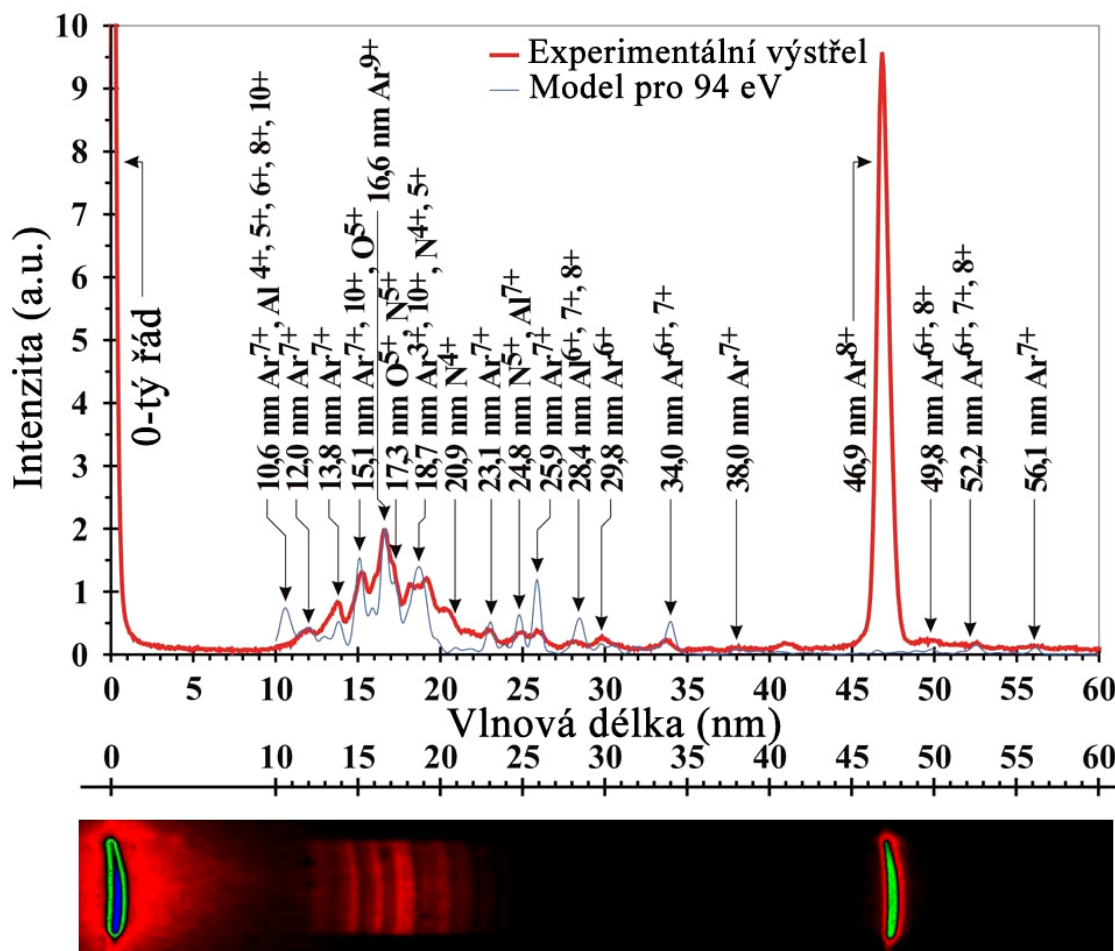
Obrázek 5.12 – XUV spektrometr s rovinným detekčním polem



Obrázek 5.13 – Typické uspořádání rentgenového převaděče obrázu (MCP detektoru)

Na Obrázku 5.13 je uvedeno schématické zobrazení takového převaděče. Jeho hlavními součástmi jsou dvě mikrokanálkové destičky a stínítka. Roli stínítka hraje sklo, napařené vodivou vrstvou (ITO) a luminiscenční materiál (v našem případě ZnS). MCP detektor byl používán převážně v impulsním režimu. Na jeho dvě mikrokanálkové destičky byly přivedeny dva nezávislé vysokonapětové impulsy (záporný a kladný pro jednotlivé mikrokanálkové destičky). Doba otevření rentgenového převaděče obrázu se ovládá změnou délky obou impulsů. Doba otevření (časové rozlišení) takto zapojeného MCP detektoru s ohledem na jeho technické provedení (včetně jeho napájení ± 1 kV VN impulsním zdrojem) je řádově 30 ns. Otevřený MCP detektor byl umístěn do výstupní roviny spektrometru (roviny ostrého zobrazení spektra) před CCD kameru. Čip CCD kamery (PCO SensiCam) je složen z 1280×1024 bodů. Celou spektrální oblast spektrometru je možné pokrýt pomocí dvou různých poloh detektoru. Kalibrace spektrometru byla provedena z experimentálních hodnot získaných pomocí He kalibračního zdroje (model McPherson 629, zdroj záření: výboj s dutou katodou, spektrální interval $20\text{--}600$ nm dle použitého plynu).

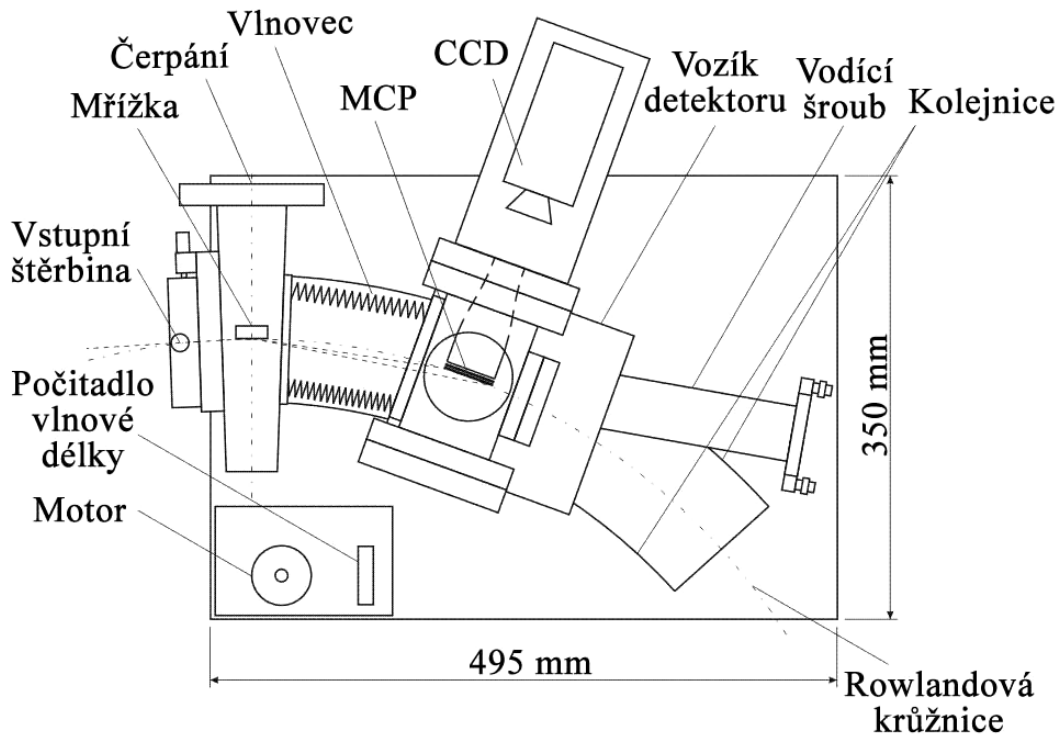
Spektrum měkkého rentgenového záření naměřené pomocí spektrometru s rovinným detekčním polem je zobrazeno na Obrázku 5.14, společně s modelovým spektrem pro odpovídající podmínky s elektronovou teplotou 94 eV. Vstupní štěrbina spektrometru byla umístěna do axiálního směru záření generovaného kapilárním výbojem. Spektrum bylo naměřeno za optimálních podmínek v kapiláře, které vedly k zesílení spektrálního přechodu v Ne -podobném argonu ($Ar^{\delta+}$, $3p\text{--}3s$). Výboj byl generován v korundové kapiláře (95% Al_2O_3) z vnitřním průměrem 3.2 mm. Délka výboje dosahovala ~ 220 mm. Kapilára byla plněna argonem v kontinuálním režimu. Počáteční tlak v kapiláře byl přibližně 28 Pa. Spektrum bylo naměřeno při amplitudě kapilárního proudu 50 kA (s periodou proudu ~ 355 ns). Pro otevření MCP detektoru před maximem kapilárního proudu byl použit 1 kV/30 ns vysokonapětový impuls. Spektrometr byl umístěn ve vzdálenosti ~ 1.5 m od vnější (zemní) elektrody kapiláry. Záření generované kapilárním výbojem procházelo skrz 0.8 mm otvor (clonku), který byl vložen do osy záření ve vzdálenosti 4 mm od vnější elektrody kapiláry. Jak je vidět ze spektra silná spektrální čára Ne -podobného argonu na vlnové délce $\lambda = 46.9$ nm dominuje v celém spektru v rozmezí od 10 do 60 nm. Modré čáry na spektru odpovídá modelované spektrum, sestavené na základě tabulkových hodnot. Modelované spektrum bylo sestaveno pro teplotu elektronů 94 eV pro následující složení plynu: 52% argonu, 26% dusíku, 13% kyslíku a 9% hliníku. Jak je patrné z obrázku, v rozmezí $12\text{--}24$ nm naměřené a



Obrázek 5.14 – Časově rozlišené spektrum kapilárního výboje v argonu, které reprezentuje laserování v *Ne*-podobném argonu na vlnové délce $\lambda=46.9 \text{ nm}$ (experimentální výstřel # 06071901 a modelové spektrum). V dolní části obrázku je ve falešných barvách zobrazen prvotní záznam spektra před numerickým zpracováním tak, jak byl detekován pomocí MCP/CCD detektoru

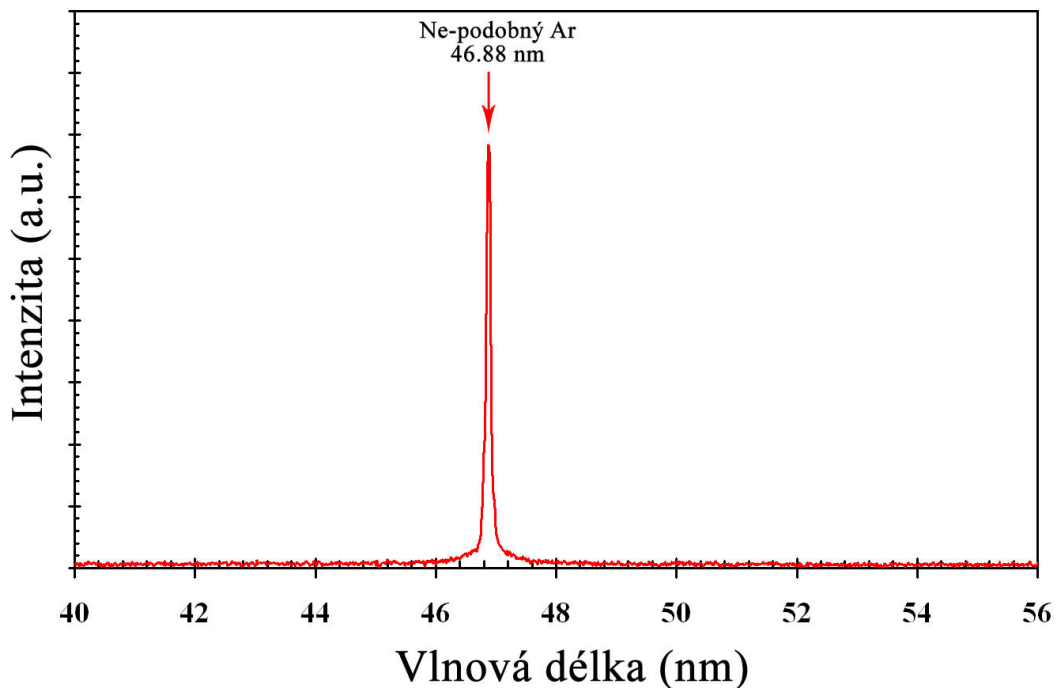
modelované spektrum ukazují dobrou shodu, v rozmezí 25–35 nm čáry modelovaného spektra jsou o něco intenzivnější oproti naměřeným (vysvětlit se to dá tím, že do modelu není zcela započtena absorpce). V oblasti 45–50 nm modelované spektrum nemá žádnou intenzivní čáru, na rozdíl od naměřeného, což jistě svědčí o tom, že se jedná o netabelovanou čáru, která odpovídá laserové čáře v *Ne*-podobném argonu.

Dalším přístrojem, pomocí kterého bylo detekováno záření v měkké rentgenové oblasti byl spektrometr s šikmým dopadem záření na mřížku od firmy McPherson, Model 248/310G (Obrázek 5.15). Spektrometr se skládá z manuálně nastavitelné dvoustranné vstupní štěrbinou, která je pevně připojena ke krytu difrakční mřížky. Spektrometr je vybaven difrakční mřížkou (v těchto experimentech použitá difrakční mřížka měla hustotou 600 vrypů/mm), která pokrývá spektrální oblast v rozmezí 5 až 70 nm. Konkávní mřížka s poloměrem křivosti 998.8 mm je nastavena na úhel dopadu 86.5°. Poloha mřížky (a tedy i poloha Rowlandovy kružnice) je nastavována pomocí mikrometrického šroubu, jehož nastavení se dá najít v tabulce Manuálu. Pohyb MCP/CCD detektoru podél Rowlandovy kružnice je zajištěn přesně vedeným vozíkem, na kterém je umístěn detektor. Vozík je poháněn podél kolejničky pomocí krokového motorku. Detektor se skládá ze dvou



Obrázek 5.15 – Schématické zobrazení XUV spektrometru se šikmým dopadem od firmy McPherson

mikrokanálových destiček (MCP) o průměru $\varnothing 40$ mm. Přední plocha první MCP je pokryta vrstvou *CsI* pro účinnější detekci na delších vlnových délkách (nad 100 nm). Za detektorem MCP je umístěno luminiscenční stínítko (typ *P46*), vláknově-optický zmenšovač obrazu (angl. taper), který zmenšuje obraz z $\varnothing 40$ mm na $\varnothing 25$ mm a přizpůsobuje rozměry vstupní a zesilující části rozměrům zaznamenávací části. Elektrické zapojení MCP detektoru je podobné, jako u spektrometru s rovinným detekčním polem, kde se na mikrokanálové destičky přivádí ± 1 kV vysokonapěťový impuls. Detektor je spojen



Obrázek 5.16 – Časově integrované axiální spektrum kapilárního výboje v argonu, naměřené pomocí spektrometru se šikmým dopadem záření na mřížku

z krytem mřížky pomocí vakuově-těsného extrémně pružného svařovaného vlnovce. Turbomolekulární pumpa Varian 250 (podporovaná Varian rotační pumpou) je připojena ke krytu mřížky a odčerpává celý spektrometr. Ve spektrometru je stálá kontrola tlaku zbytkového plynu (pomocí Piraniho a Ionizační měrky) a přiložení vysokého napětí na detektor je možné jedině v případě dostatečně nízkého tlaku ($\sim 10^{-5}$ Pa). Spektrometr byl kalibrován experimentálně pomocí He kalibračního zdroje (model McPherson 629, zdroj s dutou katodou, spektrální interval 20–600 nm dle použitého plynu) [143].

Časově integrované měkké rentgenové spektrum výboje v kapiláře (doba expozice ~ 500 ns), plněné argonem, které je uvedeno na Obrázku 5.16, bylo naměřeno pomocí McPherson spektrometru se šikmým dopadem záření na mřížku [144]. Detekovaný spektrální interval byl v rozmezí od 40 do 56 nm. Toto časově integrované spektrum bylo naměřeno bez použití jakýchkoliv filtrů. Měkké rentgenové spektrum odpovídá následujícím podmínkám experimentu: 225 mm dlouhá kapilára o průměru $\varnothing 3.2$ mm byla plněna argonem (počáteční tlak 15 Pa). V tomto případě, byl impuls hlavního kapilárního proudu odstartován ~ 8 μ s po aperiodickém impulsu předionizačního proudu s amplitudou ~ 10 A. Jak je vidět ze spektra, silná spektrální čára laserového přechodu (Ne-podobný argon, $3p-3s$, $J=0-1$) na vlnové délce $\lambda=46.88$ nm jasně dominuje celému časově integrovanému spektru v spektrálním intervalu od 40 do 56 nm.

5.2 Shrnutí experimentálních výsledků

Po návrhu a sestavení aparatury CAPEX-U bylo velice důležitým úkolem odzkoušení jeho jednotlivých částí. Jako první byl uskutečněn test čtyřkanálového laserem spínaného jiskřiště, plněného vzduchem při atmosférickém tlaku, s vnějším zdrojem s poměrně „nízkým“ napětím ~ 20 kV. Zpoždění a jitter, dosažené v těchto zkouškách se dobře shodují s výsledky měření parametrů jednokanálového modelového jiskřiště za stejných podmínek (viz Příloha 1). Nicméně, s touto konfigurací nebylo docíleno současného spínání více kanálů jiskřiště. Další testování jiskřiště se uskutečnilo v plnohodnotném experimentu se zkratovanou kapilárou. Bylo dosaženo průměrného zpoždění mezi laserovým impulsem a začátkem kapilárního proudu 30 ns s průměrným jitterem 1.5 ns. Byly pozorovány jak jednokanálové, tak i vícekanálové průrazy jiskřiště. Porovnáním těchto experimentů s různým počtem sepnutých kanálů s výsledky numerické simulace se podařilo zpřesnit parametry jiskřiště (jeho indukčnost a odpor). Následně, byly provedeny elektrické zkoušky nově sestaveného zařízení. Jak se ukázalo, výsledky numerické simulace byly v dobré shodě s experimentálními výsledky.

Diagnostika záření, generovaného kapilárním výbojem byla prováděna pomocí vakuových rentgenových diod a také pomocí spektrometrů.

Byly použity dva typy vakuových diod (jednosegmentová a čtyřsegmentová), které byly navrženy a sestaveny v Oddělení impulsních plazmových systému Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i. Výhoda čtyřsegmentové vakuové diody před jednosegmentovou je evidentní a spočívá v snadnějším nastavení fotodiody do osy měkkého rentgenového laserového svazku, které se dá realizovat během několika málo výstřelů (teoreticky – dvou, prakticky – 4–5). Časové měření intenzity měkkého rentgenového záření pomocí vakuových fotodiody má velký význam pro zjišťování vlivu různých podmínek kapilárního výboje na vycházející záření, zejména vlivu vnitřního průměru anebo počátečního tlaku pracovního plynu (argonu). Cílem je většinou nalezení režimu, při kterém se objeví velmi intenzivní úzký ($\sim 2-3$ ns) pík, který nyní ve většině případů (jak potvrzují spektroskopická měření) odpovídá zesílené spontánní emisi.

Detekce záření vakuovými diodami se významně uplatnila i při nastavování šterbiny spektrometru do osy záření (axiální směr) generovaného kapilárním výbojem. Spektroskopická měření v měkké rentgenové oblasti spektra byla prováděna pomocí dvou spektrometrů: s rovinným detekčním polem a se šikmým dopadem záření na mřížku. Bylo

provedeno množství spektroskopických měření za různých počátečních podmínek (počáteční tlak pracovního plynu, předionizace, průměr kapiláry) a při různých amplitudách kapilárního proudu. Zde byly uvedeny pouze typické spektroskopické výsledky, které nejlépe reprezentují základní vzorek všech naměřených spekter – včetně jejich interpretace. Spektroskopické měření prokázalo laserování *Ne*-podobného argonu na vlnové délce $\lambda = 46.9 \text{ nm}$. Spektrální čáry laserového přechodu, zobrazeného na naměřených spektrech, jasně dominují v celém jak časově rozlišeném, tak i časově integrovaném spektru.

6 ZÁVĚR

Předložená disertační práce měla za cíl návrh a stavbu nového kompaktního zařízení schopného generace koherentního měkkého rentgenového záření na bázi rychlého výboje. Naše laboratoř je jednou z mála na světě, která se může chlubit úspěšnými výsledky v oblasti výbojem buzených měkkých rentgenových laserů. Jelikož experimenty CAPEX a CAPEX-U jsou týmovou záležitostí, na většině v disertaci uvedených výsledcích se podíleli moji kolegové.

Značná část předkládané disertační práce se zabývá návrhem hlavních částí zařízení CAPEX-U. Jelikož se jednalo o novou aparaturu, která měla odstranit nedostatky zařízení CAPEX, bylo vytvořeno několik variant návrhu. Jednalo se o vícestupňový Marxův generátor (ve srovnání s existujícím 8-stupňovým) a také o výběr vhodné impulsní formovací linky (koaxiální, radiální a nebo kónické) [129]. Hlavními parametry, které rozhodovaly o budoucí konstrukci experimentu, byly proud v kapiláře a rychlost jeho nárůstu. Nakonec, z ekonomických důvodů, bylo přistoupeno k variantě s existujícím Marxovým generátorem a koaxiální impulsní formovací linkou vyrobenou z části bývalého experimentu REBEX. Numerická simulace hrála velice významnou roli při návrhu aparatury, protože nejen pomohla odhadnout chování jednotlivých částí, ale přispěla i k určení parametrů (hlavně elektrických) budoucího zařízení [98]. V první části numerické simulace – rozložení elektrostatických polí – byly nalezeny minimální rozměry izolátorů a určeny optimální poloměry křivostí vodičů kritických částí zařízení. Tato část numerické simulace rovněž pomohla určit velikosti kapacit, které nebylo možné spočítat jednoduchým způsobem. Druhá část numerické simulace ukázala, jak je možné pomocí náhradního schématu zařízení předpovědět výstupní elektrické parametry aparatury [140]. Původní model zařízení byl průběžně „přibližován“ ke skutečnému experimentálnímu zařízení a je stále využíván při dílčích změnách stávající aparatury. Většina postupů a průběžných výsledků numerických simulací nebyla nikdy publikována, nicméně jsou nedílnou součástí návrhu experimentálního zařízení CAPEX-U.

Veškeré základní charakteristiky (rozměry, elektrické parametry) hlavních částí experimentálního zařízení jsou úzce spjaty s numerickým modelem této aparatury; proto další část disertační práce je věnována jejich popisu. Jelikož nové zařízení CAPEX-U mělo odstranit nedostatky stávající aparatury CAPEX, je v popisu jednotlivých částí zařízení provedeno jejich srovnání. Jistá pozornost je věnována měření elektrických parametrů zařízení. Rovněž je stručně zmíněn způsob ovládní celého experimentu pomocí výpočetní techniky.

Po sestavení aparatury jako první byl uskutečněn test čtyřkanalového laserem spínaného jiskřiště, plněného vzduchem při atmosférickém tlaku, s vnějším zdrojem s poměrně „nízkým“ napětím ~ 20 kV [136]. Zpoždění a jitter, dosažené v těchto zkouškách se dobře shodují s výsledky měření parametrů jednocanalového modelového jiskřiště za stejných podmínek (viz Příloha 1) [135]. Další testování jiskřiště se uskutečnilo v plnohodnotném experimentu se zkratovanou kapilárou [137]. Bylo dosaženo průměrného zpoždění mezi laserovým impulsem a začátkem kapilárního proudu 30 ns s průměrným jitterem 1.5 ns. Porovnáním těchto experimentů s různým počtem sepnutých kanálů s výsledky numerické simulace se podařilo zpřesnit parametry jiskřiště (jeho indukčnost a odpor) [137].

Cíl disertační práce – návrh a stavba nového kompaktního zařízení schopného generace koherentního měkkého rentgenového záření na bázi rychlého výboje – byl splněn. Dokazuje to část disertační práce zabývající se diagnostikou měkkého rentgenového záření generovaného plazmatem v kapiláře. Všechna měření ukazují na přítomnost zesílené spontánní emise *Ne*-podobného argonu na vlnové délce 46.9 nm [98]. Nicméně konečný důkaz laserování – exponenciální závislost intenzity záření na délce aktivního prostředí – zatím proveden nebyl.

Měření časového vývoje intenzity měkkého rentgenového záření mělo velký význam pro určení vlivu počátečních a okrajových podmínek kapilárního výboje na emitované záření. Byly k tomu použity dva typy vakuových diod (jednosegmentová [98] a čtyřsegmentová [142]), které byly navrženy a sestaveny v Oddělení impulsních plazmových systémů Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i. Výhoda čtyřsegmentové vakuové diody před jednosegmentovou je evidentní: spočívá v snadnějším nastavení fotodiody do osy měkkého rentgenového laserového svazku, které se dá realizovat během několika málo výstřelů (teoreticky dvou, prakticky 4–5); nevýhoda je, že vyžaduje 4 identické registrační kanály (např. 4 oscilografické stopy). Signál z rentgenové vakuové fotodiody pomohl nalézt počáteční tlak pracovního plynu – argonu, při kterém se objevilo velmi intenzivní úzké ($\sim 2\text{--}3\text{ ns}$) maximum intenzity záření v měkké rentgenové oblasti, což odpovídá (jak potvrdila následná spektroskopická měření) zesílené spontánní emisi. Počáteční podmínky se pak nastavovaly podle výskytu právě tohoto intenzivního maxima.

V průběhu testování jednotlivých částí sestaveného zařízení CAPEX-U, byly zjišťovány jisté nedostatky, které však byly postupně odstraněny. Úpravy se týkaly především oblasti jiskřiště. Bylo zavedeno ovládání předionizačního kapilárního proudu pomocí externího zdroje a také byla částečně změněna geometrie jiskřiště. Ve výsledku, bylo navrženo a následně sestaveno experimentální zařízení se standardním proudem výboje v kapiláře $\sim 70\text{ kA}$ a s periodou $320\text{ až }340\text{ ns}$ (v závislosti na počtu sepnutých kanálů jiskřiště) [137]. Při tomto kapilárním výboji dochází k účinné kompresi plazmatu (pinč efekt), ve kterém se před maximem proudu generuje velice úzký ($\sim 3\text{ ns}$) impuls měkkého rentgenového záření. Impuls odpovídá zesílené spontánní emisi *Ne*-podobného argonu ($\lambda=46.9\text{ nm}$).

Časově rozlišené spektrum (doba expozice $\sim 30\text{ ns}$) [98] a časově integrované spektrum (doba expozice $\sim 500\text{ ns}$) [144], která byla naměřena pomocí různých spektrometrů, ukazují, že spektrální čáry laserového přechodu *Ne*-podobného argonu na vlnové délce $\lambda=46.9\text{ nm}$ jasně dominují v celém spektru.

Relativně nedávno byly provedeny experimenty s kapilárním výbojem v dusíku, kde by inverzní populace měla být vytvořena pomocí srážkově rekombinačního čerpacího schématu. Očekávaným výsledkem by mělo být zesílení spontánní emise *H*-podobného dusíku na vlnové délce 13.4 nm . Zatím tento cíl nebyl dosažen, nicméně práce v tomto směru probíhají. Případný úspěch by umožnil vyzkoušení některých vybraných aplikací zmíněných v úvodní kapitole. Přejít od demonstrace k aplikacím však bude vyžadovat další přestavbu („up-grade“) zaměřenou na zvětšení opakovací frekvence ($\sim 1\text{--}10\text{ Hz}$) proudových impulsů v kapiláře. S tím jsou spojeny podstatné změny zařízení, z nichž nejdůležitější je výměna současného Marxova generátoru za jiný vysokonapěťový impulsní zdroj, umožňující větší kadenci výstřelů.

V současné době, je zařízení CAPEX-U střídavě používáno i k experimentům z vybuchujícími drátky.

Experimentální zařízení CAPEX-U představuje důležitý krok na cestě ke kompaktním, cenově a prostorově dostupným zdrojům koherentního záření, pracujících v měkké rentgenové oblasti.

PŘÍLOHA 1

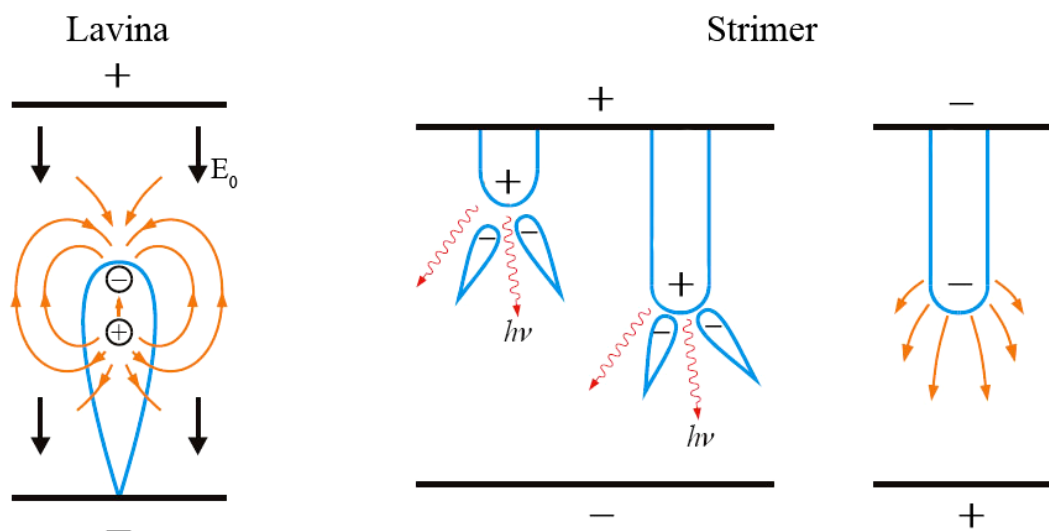
Modelové jednakanálové jiskřiště

Existují tři základní druhy jiskřišť: pasivní (pracující v režimu samoprůrazu), elektricky spínané a laserem spínané. Pasivní spínače klasicky mají dvě elektrody a spouštějí se spontánně, když napětí přiložené na elektrody přesáhne napětí samoprůrazu, které je funkcí mezielektrodové vzdálenosti, geometrie elektrod i dielektrika mezi nimi. Elektricky spínané jiskřiště používá tři elektrody a vyžaduje externí impuls pro spuštění průrazu, v praxi jsou využívány dvě konfigurace těchto spínačů: trigatron a deformace pole. Bohužel, jak u pasivních spínačů, tak i u elektrických je dost velkou nevýhodou jejich velký časový rozptyl (časová nejistota) sepnutí – jitter. Laserový impuls je nejrychlejší způsob jak sepnout jiskřiště. Laserem spínané jiskřiště poskytují velice precizní spínání a mají nejnižší jitter mezi všemi druhy plynem plněných jiskřišť.

Použití laserového záření pro spínání jiskřiště již bylo představeno před více než 40 lety [145]. Záření viditelného a nebo infračerveného laseru s energií několika Joulů bylo sfokusováno pomocí čoček na povrch elektrody. Pro přiložené napětí odpovídající 50% samoprůrazné hodnoty bylo dosaženo zpoždění řádově stovek nanosekund a jitter řádově desítek nanosekund. Výsledky těchto experimentů byly později ověřeny Dougalem a Williamsem [146].

Základní teorie

K průrazu jiskřiště může dojít dvěma způsoby: elektronovou lavinou a strimerovým mechanismem. Předpokladem pro průraz je existence volných elektronů v mezielektrodovém prostoru a ty se pak šíří vlivem přiloženého elektrického pole. Vnější pole E_0 je dostatečně silné pro urychlení elektronů na ionizační energii. Elektron během svého urychlování vytváří větší počet iontů a jsou splněny podmínky pro lavinový nárůst množství elektronů v čele laviny šířící se k anodě. Nárůst je usnadněn tím, že hustota nábojů v čele laviny roste v důsledku dipólového charakteru laviny. Horní mez koncentrace elektronů v lavině je určena Coulombovými odpudivými silami a dosahuje hodnoty řádově 10^{18} m^{-3} . Elektronová lavina má několik možností dalšího vývoje. Jednak se může rozšířit Coulombovým odpuzováním s poklesem hustoty energie a zhasnutím laviny, nebo se může



Obrázek P1 – Vývoj laviny a strimerů (katodový – vlevo, anodový – vpravo) v přiloženém elektrickém poli

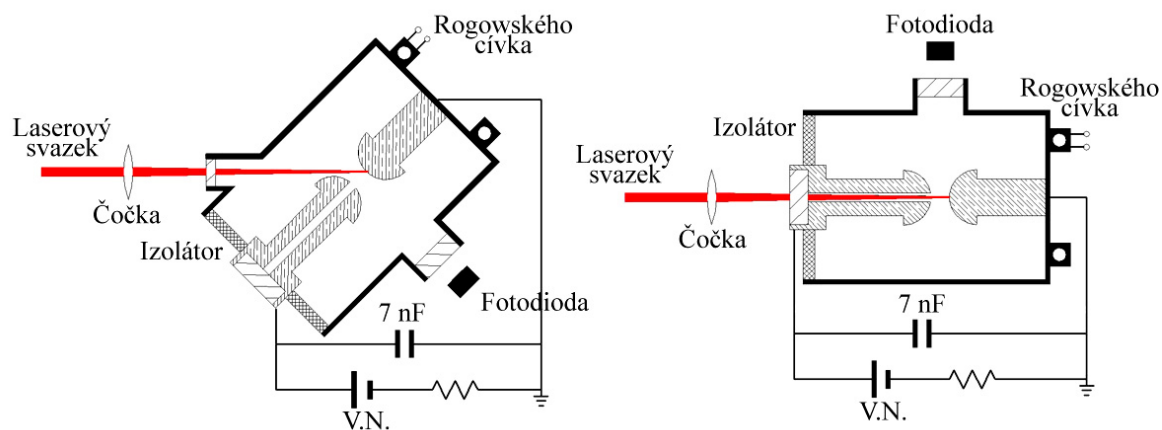
připojit k jiné lavině, a nebo se může protahovat a spojovat s lavinami před a za sebou a vytvářet strimer. Strimery se šíří rychlosti $10^6 - 10^7$ m/s zatímco typická rychlost elektronové laviny je $10^4 - 10^5$ m/s. Mechanismus elektronové laviny je řízený hlavně driftovou rychlostí elektronů. Větší rychlost u strimerového mechanismu se dá objasnit tím, že k ionizaci a vybuzení elektrického media mezi elektrodami přispívají také fotony s vysokou energií. Když je výboj iniciovaný na anodě, extrémně velký kladný náboj na čele zrychluje elektrony s takovou silou, že dost často dochází k srážkám doprovázeným emisí vysoce energetických fotonů s vlnovou délkou v ultrafialové oblasti spektra. Největší pravděpodobnost rozvoje mají strimery u elektrod, častěji u anody, někdy i v mezielektrodovém prostoru. Na povrchu elektrod se vytvářejí silné nehomogenity elektrického pole v důsledku nerovnosti povrchu. Příklad šíření anodového a katodového strimeru je znázorněn na Obrázku P1.

V případě laserového spínání volné elektrony vznikají hlavně následkem interakce laserového záření s povrchem elektrody. Hlavní rozdíl mezi samoprůrazem a laserovým sepnutím spočívá v rychlosti nárůstu hustoty nábojů v čele laviny. Ta je při samoprůrazu řádově 10 až 100 krát pomalejší, než bylo pozorováno v laserem iniciovaných průrazech.

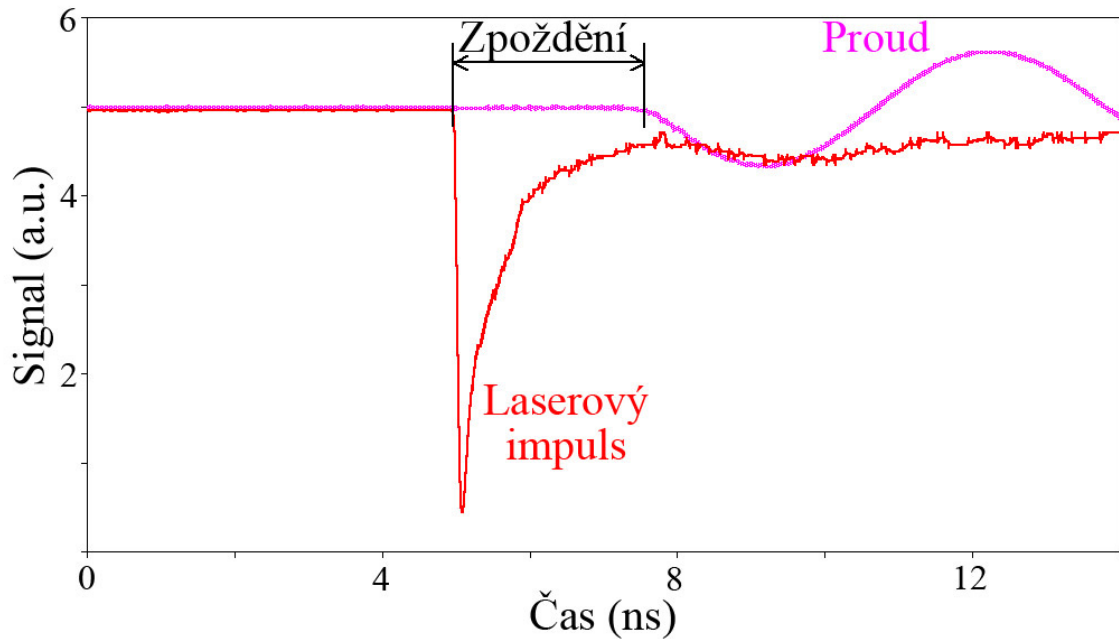
Popis experimentu

Schematické zobrazení experimentu s jednonábojovým modelovým jiskřištěm je uvedeno na Obrázku P2. Jiskřiště se skládá ze dvou wolfram-měděných elektrod (70/30) umístěných do tlakové nádoby a z čočky. Mezielektrodová vzdálenost se může měnit v rozmezí 1.2 až 13 mm. Průrazový proud byl měřen pomocí Rogowského cívky, umístěné na vnitřní straně příruby u zemní elektrody. Ve všech uvedených experimentech bylo jiskřiště tlakováno dusíkem, vzduchem, SF_6 , nebo směsí argonu a SF_6 v rozmezí 0.6 až 600 kPa. Svazek infračerveného laseru byl fokusován na povrch zemní elektrody pomocí čočky s ohniskovou vzdáleností $f = 200$ mm a následně procházel oknem a otvorem ve vysokonapěťové elektrodě (v případě kolmého dopadu laserového svazku na elektrodu). Byly otestovány dva úhly dopadu laserového svazku: 0° a 45° na povrch zemní elektrody.

Pro účel spínání jiskřiště byl použit Nd:YAG laser s modulací jakosti rezonátoru (Quantel Brilliant B) s vlnovou délkou $\lambda = 1064$ nm. Laser má opakovací frekvenci 10 Hz, ale většinou byl provozován v režimu jednotlivých impulsů. Laser má maximální výstupní energii 850 mJ s délkou impulsu 6 ns (FWHM), průměr výstupního svazku je 8 mm a divergence laserového svazku je 0.5 mrad. Jiskřiště bylo napájeno kondenzátorem s kapacitou 7 nF/50 kV a vybíjelo se do zátěže s nízkou indukčností. Zpoždění mezi laserovým impulsem (zaznamenávaným pomocí fotodiody) a začátkem proudového impulsu



Obrázek P2 – Schematické zobrazení experimentu pro různé úhly dopadu laserového svazku na elektrodu



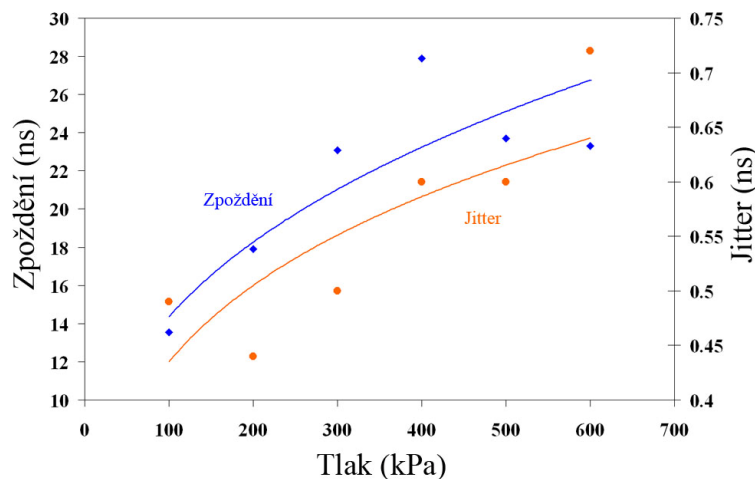
Obrázek P3 – Určení zpoždění z typických průběhů proudu mezi elektrodami a záznamu z fotodiody

(registrovaný pomocí Rogowského cívky) bylo měřeno 2 GSa/s digitálním osciloskopem HP54542C. Byl prozkoumán laserem iniciovaný průraz při napětí v rozmezí 50% až 95% hodnoty samoprůrazného napětí jiskřiště.

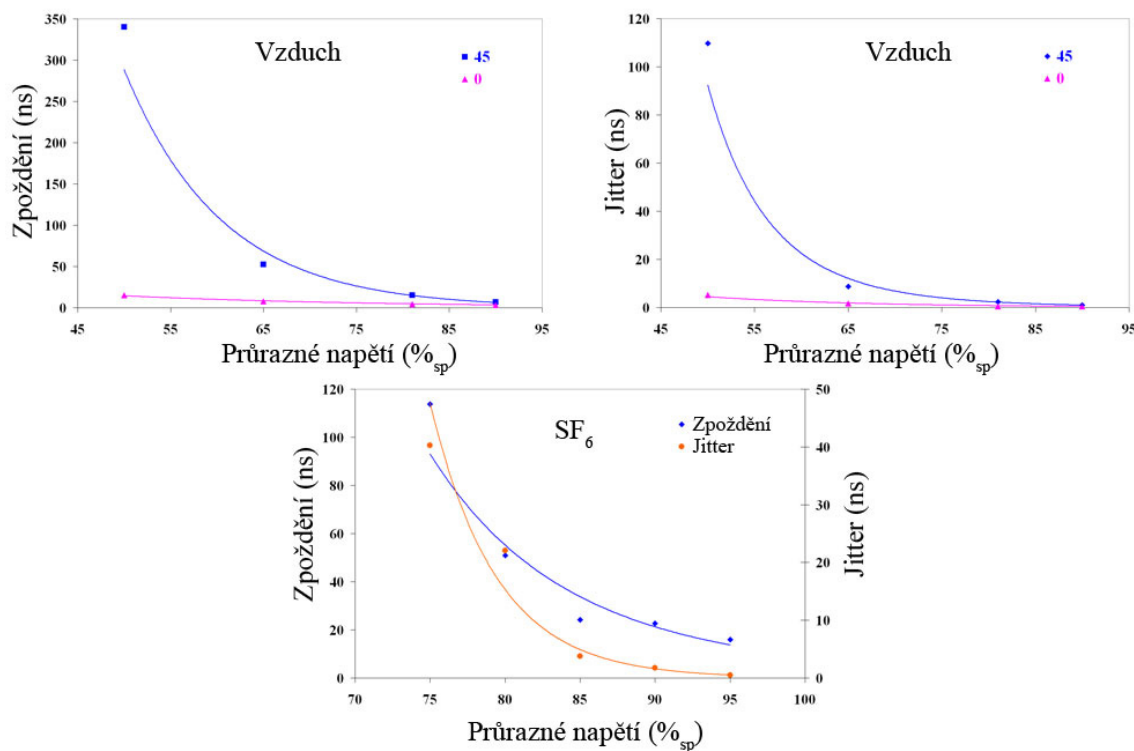
Výsledky

V experimentech s modelovým jiskřištěm byly prozkoumány parametry jiskřiště v závislosti na úhlech dopadu laserového svazku na povrch elektrody, na různých tlacích a druzích plynu, na energii laserového svazku a také na napětí. Za dobu zpoždění byla považována doba mezi začátkem laserového impulsu a začátkem proudového impulsu (Obrázek P3). Jitter (reprodukovatelnost) byl určen jako průměrná odchylka doby zpoždění od střední hodnoty z několika výstřelů pro dané konkrétní parametry.

Vliv tlaku dusíku na dobu zpoždění a na jitter je zobrazen na Obrázku P4 pro úhel dopadu laserového svazku 0° , vzdálenost mezi elektrodami 1.2 mm a rozsah tlaku od 100 do 600 kPa . Zpoždění a jitter rostou se zvyšováním tlaku dusíku a i při tlaku 600 kPa dosahují



Obrázek P4 – Závislost zpoždění a jitteru na tlaku, jiskřiště plněno dusíkem

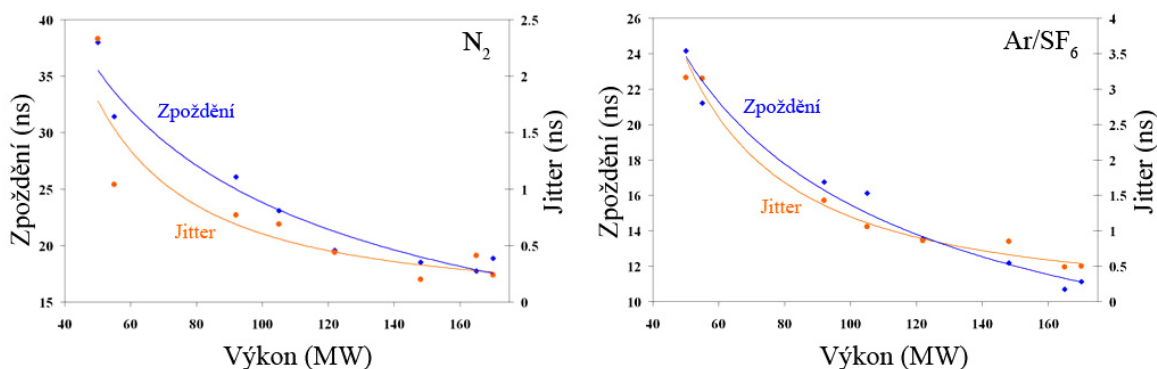


Obrázek P5 – Závislost doby zpoždění a jitteru na průrazném napětí (měřeno v procentech od samoprůrazného napětí %_{sp}) ve vzduchu (nahore) a SF₆ (dole)

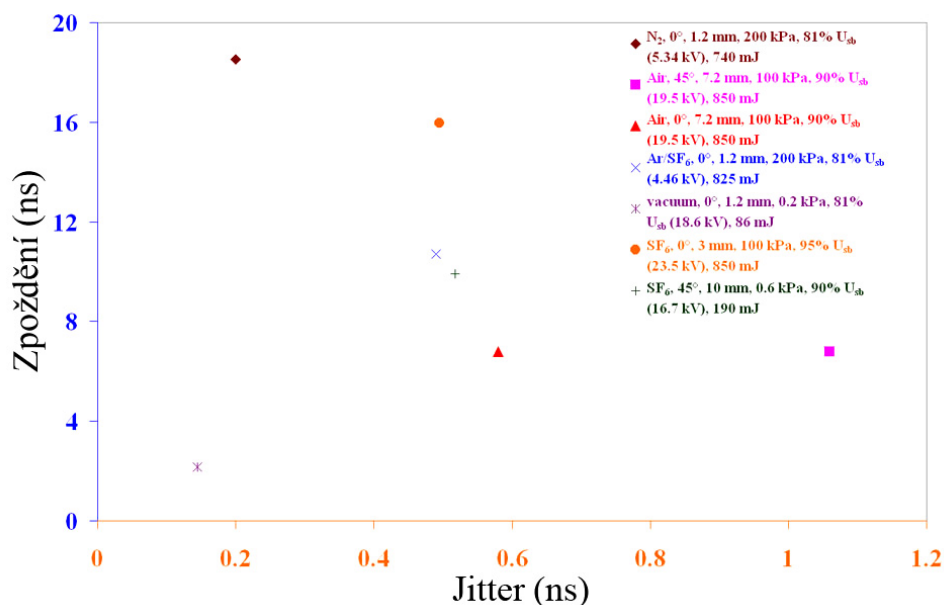
velice příznivých hodnot: zpoždění 26 ns s jitterem 0.65 ns.

Závislosti zpoždění a jitteru na průrazném napětí ve vzduchu a SF₆ v rozmezí 50% až 95% od hodnoty samoprůrazného napětí jsou uvedeny na Obrázku P5. Obě tyto veličiny (zpoždění a jitter) klesají s přibližováním napětí k samoprůrazu. V experimentech se vzduchem plněným jiskřištěm, platí dosažené výsledky pro následující podmínky experimentů: dva úhly dopadu laserového svazku, vzduch při atmosférickém tlaku, energie laserového svazku 850 mJ, vzdálenost mezi elektrodami byla v rozsahu 7 až 13 mm. Zpoždění, stejně jako jitter, při napětí, které odpovídá 50% až 75% samoprůrazného napětí jsou podstatně odlišné pro různé úhly dopadu laserového svazku. Zatímco pro úhel dopadu 45° roste zpoždění a jitter výrazně s poklesem průrazného napětí, pro úhel 0° rostou obě tyto veličiny jenom mírně. Objasnit se to dá tím, že v případě kolmého dopadu se průrazná lavina šíří stejnou cestou jako laserový svazek, který předionizuje plyn na své cestě.

V případě SF₆ byly podmínky experimentu následující: úhel dopadu laserového svazku



Obrázek P6 – Závislost zpoždění a jitteru na výkonu laserového svazku, jiskřiště plněno dusíkem (vlevo) a směsí argonu a SF₆ (vpravo)



Obrázek P7 – Shrnutí nejlepších výsledků dosažených za různých experimentálních podmínek

na povrch elektrody 0° , mezielektrodová vzdálenost 3 mm , energie laserového svazku 850 mJ , tlak 100 kPa .

Další ze zkoumaných otázek byla závislost doby zpoždění a jitteru na energii laserového svazku (Obrázek P6). Experimenty se prováděly v dusíku a v směsi Ar/SF_6 ($90/10$) při tlaku v jiskřišti 200 kPa , vzdálenosti mezi elektrodami 1.2 mm a úhlu dopadu na povrch elektrody 0° . Pro laserové impulsy s větší energií byl registrován velmi malý jitter: laserovým impulsům s energií kolem 800 mJ odpovídal jitter řádově 200 ps . To zároveň svědčí o velice dobré reprodukovatelnosti samotných laserových impulsů. Pokud je délka laserového impulsu podstatně menší než doba zpoždění, potom budování lavinového procesu probíhá se statistickými fluktuacemi, která zpravidla vedou k jitterům řádově 10% od hodnoty zpoždění.

Obrázek P7 prezentuje hodnoty zpoždění a jitterů, které byly určeny za různých experimentálních podmínek. Pro nás nejužitečnější výsledek (zpoždění 10 ns , jitter 0.5 ns) byl dosažen za podmínek, které nejvíce odpovídají reálnému experimentu: úhel dopadu na povrch elektrody 45° , vzdálenost mezi elektrodami 10 mm , plnicí plyn SF_6 a energie laserového svazku 190 mJ .

Závěr

V příloze jsou prezentovány výsledky testů modelového, laserem spínaného jiskřišti s úhly dopadu laserového svazku na povrch elektrody 0° a 45° . Byly změřeny hlavní spínací parametry jiskřišti – doba zpoždění a jitter – v závislosti na druhu a tlaku plynu, energii laserového svazku a na průrazném napětí pro dva úhly dopadu laserového svazku. Bylo dosaženo přijatelných hodnot zpoždění (10 ns) a jitteru (500 ps) za podmínek, které odpovídají reálnému experimentu.

Výsledky těchto experimentů s modelovým jednobánalovým jiskřišti byly později použity pro konstrukci laserem spínaného vícebánalového jiskřišti s nízkým jitterem v naší aparatuře s kapilárním výbojem CAPEX-U.

SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] B. Rus et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, No 12B, B207 - B223 (2002)
- [2] Heinz-Dieter Nuhn, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, S3413 - S3421 (2004)
- [3] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967 (1997)
- [4] A. Rundquist et al., *Science* **280**, 1412 (1998)
- [5] D. Macchietto, B. R. Benware, and J. J. Rocca, *Opt. Lett.* **24**, 1115 (1999)
- [6] T. H. Maiman et al., *Nature* **187**, 493 (1960)
- [7] A. Javan, W.R. Bennett, and D. R. Herriot, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 106 (1961)
- [8] D. L. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985)
- [9] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, and D. Voorhees, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1753 (1985)
- [10] C. Chenais-Popovics et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2161 (1987)
- [11] B. J. MacGowan et al., *J. Appl. Phys.* **61**, 5243 (1987)
- [12] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortazar, D. Hartshorn, and J. L. A. Chilla, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2192 (1994)
- [13] J. A. R. Samson, *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy*, Pied Publications, Inc., Lincoln, Nebraska (1967)
- [14] J. A. Bearden, *Reviews of Modern Physics* **39**, 78 (1967)
- [15] R. C. Elton, *X-Ray Lasers*, Acad. Press, Inc., San Diego (1990)
- [16] D. Attwood, *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge (1999)
- [17] J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla, and V. N. Shlyaptsev, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1476 (1996)
- [18] V. A. Chirkov, *Sov. J. Quantum Elektron.* **14**, 1497 (1984)
- [19] R. A. London and M. D Rosen, *Phys. Fluids* **29**, 3813 (1986)
- [20] E. E. Fill, *Opt. Commun.* **67**, 441 (1988)
- [21] J. L. Chilla and J. J. Rocca, *J. Opt. Soc. Am.* **B 13**, 2841 (1996)
- [22] E. E. Fill, *J. Opt. Soc. Am.* **B 14**, 1505 (1997)
- [23] C. H. Moreno, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, B. R. Benware, C. D. Macchietto, J. L. Chilla, J. J. Rocca, and A. Osterheld, *Phys. Rev. A* **58**, 1509 (1998)
- [24] J. C. Moreno, J. Nilsen, Y. Li, P. Lu, and E. E. Fill, *Opt. Lett.* **21**, 585 (1996)
- [25] J. Nilsen, J. C. Moreno, L. B. DaSilva, and T. W. Barbee, Jr., *Phys. Rev. A* **55**, 827 (1997)
- [26] R. A. London, *Phys. Fluids* **31**, 184 (1988)
- [27] J. Zhang et al., *Phys. Rev. A* **54**, R4653 (1996)
- [28] I. T. Boehly et al., *Phys. Rev. A* **42**, 6962 (1990)
- [29] J. Nilsen and J. C. Moreno, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3376 (1995)
- [30] G. F. Cairns et al., *Opt. Commun.* **124**, 777 (1996)
- [31] Y. Li, G. Pretzler, and E. E. Fill, *Phys. Rev. A* **52**, R3433 (1995)
- [32] H. Daido, R. Kodaky, K. Kurzi, G. Juan, M. Takali, Y. Kato, I. W. Choi, and C. H. Nam, *Opt. Lett.* **20**, 61 (1995)
- [33] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaegle, G. Kamelot, A. Klisnick, M. Nantel, and P. Zeitoun, *Phys. Rev. A* **55**, 3858 (1997)
- [34] G. J. Tallents, *Proc SPIE* **3156**, 30 (1997)
- [35] J. Zhang et al., *Science* **276**, 1097 (1997)
- [36] Y. L. Li, G. Pretzler, P. X. Lu, E. E. Fill, and J. Nilsen, *Phys. Plasmas* **4**, 479 (1997)

- [37] F. G. Tomasel, V. N. Shlyaptsev, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. A* **54**, 2474 (1996)
- [38] D. Korobkin, C.H. Nam., S. Suckewer, and A. Golstov, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5206 (1996)
- [39] C. G. Durfee III, J. Lynch, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. E* **51**, 2368 (1995)
- [40] Y. Ehrlich, C. Cohen, A. Zigler, J. Krall, P. Sprangle, and E. Erasay, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4186 (1996)
- [41] J. J. Rocca, F. G. Tomasel, M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, C. H. Moreno, B. R. Benware, V. N. Shlyaptsev, J. J. Gonzales, and C. D. Macchietto, *Proc SPIE* **3156**, 164 (1997)
- [42] A. D. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, CA, 301 (1986)
- [43] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1574 (1995)
- [44] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalashnikov, M. Schnurer, I. Will, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2748 (1997)
- [45] J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev, and R. E. Stewards, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2825 (1998)
- [46] D. L. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 110 (1985)
- [47] T. N. Lee, E. A. McLean, and R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1185 (1987)
- [48] B. J. MacGowan et al., *Phys. Fluids B* **4**, 2326 (1992)
- [49] A. Carillon et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2917 (1992)
- [50] J. A. Koch et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3291 (1992)
- [51] B. Rus et al., *X-Ray Lasers*, edited by D. C. Eder and D. L. Matthews, AIP, New York, 293 (1994)
- [52] A. V. Vinogradov, and I. I. Sobel'man, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **63**, 2113 (1972); *Sov. Phys. JETP* **36**, 1115 (1972)
- [53] R. N. Dixon and R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1072 (1977)
- [54] R. N. Dixon, J. F. Seely, and R. C. Elton, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 122 (1978)
- [55] C. Steden, H. T. Wiesebrink, and H. J. Kunze, *Colloq. X-ray Lasers*, Schliersee, Germany, Inst. Phys. Conf. Ser. No.125, Section 9, 423 (1992)
- [56] H. J. Kunze, K. N. Koshelev, C. Steden, D. Uskov, and H. T. Wiesebrink, *Phys. Lett.* **193**, 183 (1994)
- [57] S. Ellwi, Z. Andreic, S. Ferri, L. Juschkin, K. Koshelev, and H. J. Kunze, *Nukleonika* **46**, 1 (2001)
- [58] S. S. Ellwi et al., *J. Phys. D-Appl. Phys.* **34**, 336 (2001)
- [59] C. Steden and H. - J. Kunze: *Phys. Lett. A* **151**, 534 (1990)
- [60] H. - J. Kunze, S. S. Ellwi, Z. Andreic: *Phys. Lett. A* **334**, 37 (2005)
- [61] H. - J. Kunze, S. S. Ellwi, Z. Andreic: *Czech J. Phys. B* **56**, 280 (2006)
- [62] G. A. Gudzenko and L. A. Shelepin, *Zh. Eksp. Toer. Fiz.* **45**, 1445 (1963)
- [63] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro, and K. Tokoda, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3774 (1993)
- [64] F. V. Bunkin, V. I. Der Zhiev, and S. I. Yakovlenko, *Sov. J. Quantum Electron.* **11**, 981 (1981)
- [65] F. Irons and N. J. Peacock, *J. Phys. B.* **7**, 1109 (1974)
- [66] D. Jacoby, G. J. Pert, S. A. Ramsden, L. D. Shorrocks, and G. J. Tallents, *J. Phys. B* **15**, 3557 (1982)
- [67] D. Kim, C. H. Skinner, A. Wouters, E. Valed, D. Voorhes, and S. Suckewer, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 115 (1989)
- [68] H. Azumna et al., *Opt. Lett.* **15**, 1011 (1990)
- [69] M. Grande et al., *Opt. Commun.* **74**, 309 (1990)
- [70] G. Jamelot, A. Klisnick, A. Carillon, H. Guennov, A. Sureau, and P. Jaegle, *J. Phys. B* **18**, 4647 (1998)

- [71] H. Milchberg, C. H. Skinner, S Suckewer, and D. Voorhes, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 1151 (1985)
- [72] S. Suckewer, and H. Fishman, *J. Appl. Phys.* **51**, 1922 (1980)
- [73] C. J. Keane and S. Suckewer, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 201 (1991)
- [74] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, and D. Voorhes, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1004 (1986)
- [75] W. W. Jones and A. W. Ali, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 450 (1975)
- [76] P. B. Corkum, N. H. Burnett, and F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1259 (1989)
- [77] B. N. Chichkov and B. Wellegehausen, *Proceedings of the 6th International conference on X-ray lasers*, Insitute of Physics, University of Berkshire, Reading (1999)
- [78] N. H. Burnett and P. B. Corkum, *J. Opt. Soc. Am.* **B 6**, 1195 (1989)
- [79] J. Steingruber, S. S. Chen, and E. E. Fill, *X-Ray Lasers*, edited by E. E. Fill, Institute of Physics Press, Bristol, 150 (1992)
- [80] S. Hulin, S. Dobosz, P. Monot, P. D'Oliveira, T. Auguste, S. Jacquemot, L. Bonnet, E. Lefebvre, *J.Phys. IV France* **11**, 189 (2001)
- [81] M. Kálal, A. Fojtik, R. Havlíková, A. Jančárek, J. Limpouch, L. Pina, and M. Vrbová, *Int. Symp. Plasma Research and Applications (PLASMA-2001)*, Warsaw, Poland, September 19-21, P3.17 (2001)
- [82] T. Gotou, Y. Takahashi, H. Kobayashi, A. Taniike, and A. Kitamura, *Jap. J. Appl. Phys.*, Pt. 1, **40**, 995-998 (2001)
- [83] D. Hong, R. Dussart, C. Cachoncinlle, W. Rosenfeld, S. Gotze, J. Pons, R. Viladrosa, C. Fleurier, and J. M. Pouvesle, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 15 (2000)
- [84] R. Dussart, D. Hong, S. Gotze, W. E. S. Rosenfeld, J. Pons, R. Viladrosa, C. Cachoncinlle, C. Fleurier, and J. M. Pouvesle, *J. Phys. D-Appl. Physics* **33**, 1837 (2000)
- [85] R. Dussart, W. Rosenfeld, N. Richard, D. Hong, C. Cachoncinlle, C. Fleurier, and J. M. Pouvesle, *6th Int. Conf. X-ray Lasers 1998 (XRL'98)*, Kyoto, Japan, August 31-September 4, 171 (1998)
- [86] C. Cachoncinlle, S. Gotze, R. Dussart, C. Fleurier, D. Hong, J. - M. Pouvesle, E. Robert, W. Rosenfeld, and R. Viladrosa, *Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases (ICPIG'99)*, Warsaw, Poland, July 11-16, Vol. I, 245 (1999)
- [87] J. J. Rocca, M. C. Marconi, B. T. Szapiro, and J. Meyer, *Proc. SPIE* **1551**, 275 (1991)
- [88] T. Wagner, E. Eberl, K. Frank, W. Hartmann, D. H. H. Hoffmann, and R. Thotz, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3124 (1996)
- [89] T. Böss, W. Neff, T. Boboc, F. Weigand, R. Bischoff, and H. Langhoff, *J. Phys. D* **31**, 2472 (1998)
- [90] M. C. Marconi, and J. J. Rocca, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2180 (1989)
- [91] M. Pöckel, R. Fertner, M. Hebenstreit, T. Neger, and F. Aumayer, *Proc. SPIE* **2520**, 379 (1995)
- [92] M. Hebenstreit, R. Fertner, T. Neger, M. Pöckel, and F. Aumayer, *J. Phys. D* **29**, 1933 (1996)
- [93] J. J. Rocca, M. C. Marconi, and F. G. Tomasel, *IEEE J. Quantum Electr.* **29**, 182 (1993)
- [94] P. Vrba, P. Vrbova, *Czech J. Phys. B* **56**, 425 (2006)
- [95] M. Tamas, A. Jancarek, M. Nevrkla, M. Vrbova, P. Vrba, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases ICPIG'07*, Prague, Czech Republic, 1239 (2007)
- [96] N. S. Kampel, A. Rikanati, I. Be'ery, U. Avni, A. Ben-Kish, A. Fisher, A. Ron, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases ICPIG'07*, Prague, Czech Republic, 1217 (2007)

- [97] E. Hotta, Y. Sakai, G. Niimi, Y. Hayashi, M. Watanabe, A. Okino and K. Horioka, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases ICPIG'07*, Prague, Czech Republic, 69 (2007)
- [98] O. Frolov, K. Kolacek, J. Schmidt, J. Straus, V. Prukner, *Proceedings of Euro-Asian Pulsed Power Conference EAPPC'06*, Chengdu, China, Vol. II, 825 (2006)
- [99] A. Molchanov, *Sov. Phys. Usp.* **15**, 124 (1972)
- [100] R. C. Elton, *Appl. Opt.* **14**, 97 (1975)
- [101] A. V. Vinogradov, I. I. Sobel'man, and E. A. Yukov, *Sov. J. Quantum Electron.* **7**, 32 (1977)
- [102] A. V. Vinogradov, and V. N. Shlyaptsev, *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 754 (1980)
- [103] J. J. Rocca, F. G. Tomasel, M. C. Marconi, V. Shlyaptsev, J. L. A. Chilla, B. T. Szapiro, and G. Guidice, *Phys. Plasmas* **2**, 2547 (1995)
- [104] J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla, and V. N. Shlyaptsev, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1476 (1996)
- [105] F. G. Tomasel, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, and C. D. Macchietto, *Phys. Rev. A* **55**, 1437 (1997)
- [106] A. Ben-Kish, M. Shuker, R. A. Nemirovsky, A. Fisher, A. Ron, J. L. Schwob, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 1, art. No. 015002, 2001
- [107] A. Ritucci, G. Tomassetti, L. Palladino, A. Reale, G. Gaeta, L. Reale, T. Limongi, F. Flora, L. Mezi, S. V. Kukhlevsky, J. Kaiser, A. Faenov, and T. Pikuz, *Proc. 8th Int. Conf. X-ray lasers* **641**, Aspen, Colorado, USA, 119-124 (2002)
- [108] G. Niimi, Y. Hayashi, A. Okino, M. Watanabe, and E. Hotta, *Proc. 28th Int. Conf. Plasma Science and 13th Int. Pulsed Power Conf, PPPS-2001*, Las Vegas, Nevada, USA, 746-749 (2001)
- [109] T. Hosokai, M. Nakajima, T. Aoki, M. Ogawa, and K. Horioka, *Jpn. J. Appl. Phys* **36**, 2327-2335 (1997)
- [110] P. S. Antsiferov, L. A. Dorokhin, A. V. Nazarenko, D. A. Glushkov, R. V. Fedoseev, Yu. V. Sidelnikov, and K. N. Koshelev, *7th Int. Conf X-ray Lasers*, Saint-Malo, France, Paper No P58 (2000)
- [111] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, V. Bohacek, O. Frolov, P. Vrba, *2nd EPPS 2004*, DESY, Hamburg, Germany, Shaker Verlag, Aachen, 19-23 (2004)
- [112] H. Daido et al., *Opt. Lett.* **21**, 958 (1996)
- [113] J. Zhang et al., *Proc. SPIE* **3156**, 53 (1997)
- [114] B. J. MacGowan et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2374 (1990)
- [115] P. L. Hagelstein, *Proc. SPIE* **1551**, 254 (1991)
- [116] D. J. Fields et al., *Phys. Rev. A* **46**, 1606 (1992)
- [117] K. A. Janulewicz, J. J. Rocca, F. Bortolotto, M. P. Kalashnikov, V. N. Shlyaptsev, W. Sandner, and P. V. Nickles, *Phys. Rev. A* **63**, 033803 (2001)
- [118] J. J. Gonzales, M. Frati, J. J. Rocca, and V. N. Shlyaptsev, *X-Ray lasers 1998 Institute of Physics Conference Series* **159**, 163 (1999)
- [119] F. G. Tomasel, J. J. Rocca, and V. N. Shlyaptsev, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**, 49 (1996)
- [120] M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, C. H. Moreno, B. R. Benware, and J. J. Rocca, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2799 (1997)
- [121] Y. Liu, M. Seminario, F. G. Tomasel, C. Chang, J.J. Rocca, and D. T. Attwood, *Phys. Rev. A* **63**, 033802 (2001)
- [122] C. H. Moreno, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, and J.J. Rocca, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27**, 6 (1999)
- [123] J. J. Rocca, C. H. Moreno, M. C. Marconi, and K. Kanizay, *Opt. Lett.* **24**, 420 (1999)
- [124] B. R. Benware, A. Ozols, J. J. Rocca, I. A. Artioukov, V. V. Kondratenko, and A. V. Vinogradov, *Opt. Lett.* **24**, 1714 (1999)

- [125] A. Ritucci, T. Limongi, L. Palladino, A. Reale, G. Tomassetti, S. V. Kukhlevsky, J. Kaiser, F. Flora, and L. Mezi, *7th Int. Conf X-ray Lasers (XRL 2000)*, Saint-Malo, France, June 18-23, 2000, Post-dead-line paper
- [126] G. Niimi, Y. Hayashi, A. Okino M. Watanabe and E. Hotta, *J. Plasma and Fusion Res.* **77**, 1239 (2001)
- [127] G. Niimi, Y. Hayashi, N. Sakamoto, M. Nakajima, A. Okino, M. Watanabe, K. Horioka and E. Hotta, *IEEE Trans. Plasma Science* **30**, 616 (2002)
- [128] J. J. Rocca, *Rev. Sci. Instrum.*, vol. **70**, pp. 3799-3827 (1999)
- [129] J. Schmidt, V. Bohacek, K. Kolacek, M. Ripa, P. Sunka, O. Frolov, *Conf. Record of 25th International Power Modulator Symposium and 2002 High-Voltage Workshop*, Hollywood, California, USA, June 30 - July 3, 2002, IEEE, Eds. H. Kirbie, D. Goebel, L. Gordon, IEEE Catalog #: 02CH37381, ISBN: 0-7803-7540-8, ISSN: 1076-8467, pp. 370-37 (2002)
- [130] Software „QuickFieldTM“, verze 4.0, firma „Tera Analysis Ltd“, Svendborg, Denmark (<http://www.tera-analysis.com>)
- [131] Software „Micro Cap“, verze 9.0, firma „Spectrum Software“, Sunnyvale, CA, USA (www.spectrum-soft.com)
- [132] Sandia National Laboratories, USA, Z-Machine
<http://zpinch.sandia.gov/>
- [133] High Energy Density and Plasma Physics, Department of Physics, University of Nevada, Reno, USA
<http://www.physics.unr.edu/ResearchHEDP.html>
- [134] A. H. Guenther and J. R. Bettis, *IEEE Journal of Physics*, Vol. 11, 1577-1613 (1978)
- [135] O. Frolov, K. Kolacek, V. Bohacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, *Czechoslovak Journal of Physics* **54**, C309-C313 (2004)
- [136] O. Frolov, K. Kolacek, V. Bohacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, *Czechoslovak Journal of Physics* **52**, B218-B222 (2006)
- [137] O. Frolov, K. Kolacek, J. Schmidt, V. Prukner, J. Straus, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases ICPIG'07*, Prague, Czech Republic, 1282 (2007)
- [138] J. C. Martin, *J. C. Martin on Pulsed Power*, Chapter 10 – Switching, Springer, 295-335 (1996)
- [139] K. Kolacek, V. Bohacek, J. Schmidt, O. Frolov, V. Prukner, J. Straus, *Czechoslovak Journal of Physics* **54**, C334-C343 (2004)
- [140] J. Schmidt, K. Kolacek, J. Straus, V. Prukner, O. Frolov, V. Bohacek, *Plasma Devices and Operations* **13**, 105-109 (2005)
- [141] J. J. Grodski, Schumacher B. W., *Review of Scientific Instruments*, Vol. 39, 702 (1968)
- [142] J. Schmidt, K. Kolacek, O. Frolov, V. Prukner, J. Straus, *Proceedings of International Conference on Phenomena in Ionized Gases ICPIG'07*, Prague, Czech Republic, 1276 (2007)
- [143] K. Kolacek, J. Schmidt, V. Bohacek, M. Ripa, P. Vrba, O. Frolov, M. Tichy, A. Jancarek, M. Vrbova, E. Skladnik-Sadowska, M. Sadowski, and J. Baranowski: *Proceedings of German-Polish Conference on Plasma Diagnostics for Fusion and Applications*, Greifswald, Germany, September 4-6, 2002, Paper A 02
- [144] J. Schmidt, K. Kolacek, O. Frolov, V. Prukner, J. Straus, *Proceedings of International Power Modulator Conference 2008*, May 27-31, 2008, Las Vegas, Nevada, USA, in print
- [145] A. H. Guenther, J. R. Bettis, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-3, No. 11, 581-588 (1967)
- [146] R. A. Dougal and P. F. Williams, *J. Phys. D* **17**, 903 (1984)

SEZNAM ZKRATEK A POJMŮ

„table-top“	„stolní“ zařízení, celková délka kterého (koaxiální impulsní formovací linka + kapilára) nepřesahuje 2 m
FEL (Free Electron Laser)	laser na volných elektronech
CAPEX (CAPillary EXperiment)	název starého zařízení v Oddělení impulsních plazmových systémů (ÚFP AV ČR, Praha) (zdroj měkkého rentgenového záření na bázi rychlého kapilárního výboje)
CAPEX-U (CAPillary EXperiment – Upgrade)	název nového zařízení v Oddělení impulsních plazmových systémů (ÚFP AV ČR, v.v.i., Praha) (zdroj měkkého rentgenového záření na bázi rychlého kapilárního výboje)
VUV (vacuum ultraviolet)	vakuové ultrafialové záření
XUV, EUV (extreme ultraviolet)	extremně ultrafialové záření
SXR (soft X-rays)	měkké rentgenové záření
X-rays	rentgenové záření
Hard X-rays	tvrdé rentgenové záření
ASE (amplified spontaneous emission)	zesílená spontánní emise
FWHM (full width at half maximum)	šířka čáry v polovině maxima výšky
OFI (optical-field-induced) ionization	ionizace způsobená optickým polem
QE (quantum efficiency)	kvantová účinnost
MCP (micro channel plate)	mikrokanálová destička
jitter	charakterizuje reprodukovatelnost (rozkolísání velikosti zpoždění)

CCD (charge coupled device)	senzor s nábojově vázanou strukturou, elektronická součástka používaná pro snímání obrazové informace
ITO (Indium tin oxide)	indium cínový oxid, průhledný vodivý povlak