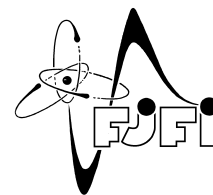




České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



# **Charakterizace, optimalizace a využití kapilárního výbojového XUV laseru pro simulaci poškození materiálů vystavených současně ionizujícímu a neionizujícímu záření**

Bakalářská práce

Autor: **Jakub Bulíčka**  
Vedoucí práce: **Ing. Libor Juha, CSc.**  
Konzultant: **Ing. Tomáš Burian, Ph.D.**  
Akademický rok: 2021/2022



- Zadání práce -

- Zadání práce (zadní strana) -

### *Poděkování:*

Především bych chtěl poděkovat vedoucímu práce Ing. Liboru Juhovi, CSc. za uvedení do problematiky bakalářské práce a četné rady užitečné pro její vypracování. Dále děkuji Mgr. Jaromíru Chalupskému, Ph.D. za vysvětlení postupů využitých v práci pro charakterizaci fokusovaného svazku kapilárního výbojového XUV laseru a konzultace při jejich aplikaci. Ing. Zuzaně Kuglerové děkuji za účinnou pomoc a cenné rady při zpracování dat. Ing. Tomášovi Burianovi, Ph.D. a Ing. Lud'kovi Vyšínovi, Ph.D. děkuji za výklad principu, konstrukce a funkce kapilárního výbojového XUV laseru a praktickou instruktáž při práci s ním. V neposlední řadě bych rád poděkoval také své rodině za jejich podporu po celou dobu mých studií.

### *Čestné prohlášení:*

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd....) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 7. července 2022

Jakub Bulička



*Název práce:*

**Charakterizace, optimalizace a využití kapilárního výbojového XUV laseru pro simulaci poškození materiálů vystavených současně ionizujícímu a neionizujícímu záření**

*Autor:* Jakub Bulička

*Obor:* Fyzika a technika termojaderné fúze

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Libor Juha, CSc.

Oddělení radiční a chemické fyziky, Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.

Na Slovance 2, 182 21 Praha 8

*Konzultant:* Ing. Tomáš Burian, Ph.D.

Centrum PALS (Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i. a Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.)

Za Slovankou 3, 182 00 Praha 8

*Abstrakt:* Tato práce se zabývá možnými mechanismy současného působení ionizujícího a neionizujícího záření v pevných látkách. Nejdříve jsou zde popsány a zhodnoceny výsledky dřívějších experimentů publikovaných jinými autory. Pro srovnání je uveden i ozařovací experiment s izolovanými molekulami. Zvláštní pozornost je však věnována pevným materiálům vybraným pro vnitřní stěny budoucích inerciálních fúzních reaktorů. Dalším zdrojem motivace pro provádění takových studií je zpracování materiálů vylepšené použitím smíšeného pole záření. Podán je také přehled různých zdrojů vhodných pro studium současného působení různých záření. Experimentální část práce je zaměřena na Ne-podobný Ar kapilární výbojový XUV laser ( $\lambda = 46,9$  nm). Jeho svazek a další emise jsou charakterizovány za účelem jejich optimalizace pro perspektivní experimenty se současným působením záření z různých spektrálních oborů.

*Klíčová slova:* kapilární výboj, XUV laser, současný účinek, fúzní reaktory, ionizující záření, neionizující záření, zdroje záření

*Title:*

**Characterization, optimization and utilization of the capillary-discharge XUV laser to study damages in materials simultaneously exposed to ionizing and non-ionizing radiation**

*Author:* Jakub Bulička

*Abstract:* This thesis is dealing with possible mechanisms of dual action of ionizing and non-ionizing radiation in solids. Results of initial experiments published by other authors are described and reviewed in the first part of the thesis. For a comparison, an irradiation experiment with isolated molecules is reported as well. However, special attention is paid to solid materials selected to be used on the first walls of prospective inertial fusion reactors. Another source of motivation for performing such studies is materials processing enhanced by using the mixed field of radiations. Then, a review is given of various sources suitable for the study of the dual action. Experimental part of the thesis is focused on the Ne-like Ar capillary-discharge XUV ( $\lambda = 46,9$  nm) laser. Its beam and other emissions are characterized to optimize them for prospective dual-action irradiation experiments.

*Key words:* capillary discharge, XUV laser, dual action, fusion reactors, ionizing radiation, non-ionizing radiation, radiation sources





# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>11</b>
<b>1 Teoretická část</b>	<b>13</b>
1.1 Současné působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření . . . . .	13
1.1.1 Mechanismus současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na PMMA . . . . .	13
1.1.2 Mechanismus současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na a-C	18
1.1.3 Mechanismus současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na molekulární jod . . . . .	21
1.2 Materiály vnitřních stěn ICF reaktorů . . . . .	24
1.2.1 Volba materiálů pro vnitřní stěny . . . . .	24
1.2.2 Testování materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů rentgenovým zářením . . . . .	25
1.3 Zdroje záření a ozařovací podmínky . . . . .	32
1.3.1 Vysoké harmonické . . . . .	32
1.3.2 Plazmové zdroje nekoherentního záření . . . . .	35
1.3.3 Plazmové zdroje koherentního záření . . . . .	37
1.3.4 Kombinace různých zdrojů, především laserů na volných elektronech a konvenčních dlouhovlnných laserů . . . . .	44
<b>2 Experimentální část</b>	<b>45</b>
2.1 Kompaktní repetiční CDL . . . . .	45
2.2 Charakterizace profilu svazku CDL . . . . .	49
2.2.1 Efektivní plocha svazku . . . . .	49
2.2.2 NoReFry algoritmus . . . . .	50
2.3 Měření emise CDL v různých spektrálních oborech . . . . .	51
<b>3 Výsledky a diskuze</b>	<b>53</b>
3.1 Podélný profil svazku CDL . . . . .	53
3.2 Spektra krátkovlnného a dlouhovlnného záření z CDL . . . . .	56
3.3 Diskuze . . . . .	57
<b>Závěr</b>	<b>59</b>
<b>Příloha I. - WSxM</b>	<b>65</b>



# Úvod

Již první výkonové lasery vyvinuté v šedesátých letech minulého století byly využity k ozařování pevných látek. Soustředěním (fokusací) jejich svazků na povrch materiálu byla indukována jeho povrchová modifikace (protavení, rekrystalizace aj.) a při vyšších hustotách energie pak docházelo až k jeho úplnému odstranění (ablaci). Motivace zde spočívala buď ve snaze o opracování materiálu (*laser processing*), nebo šlo naopak o testování odolnosti optických prvků (*damage to optics*). Tyto jevy byly široce a důkladně studovány s jednotlivými laserovými svazky určitého typu. Kombinace svazků laserů emitujících záření v různých spektrálních oborech byla k ozáření dlouho užívána jen vzácně. Důvody pro takové - realizačně poměrně náročné - interakční experimenty se totiž u neionizujícího záření<sup>1</sup> hledají jen obtížně. Změna nastala až s nástupem laserů pracujících v extrémní ultrafialové resp. měkké rentgenové oblasti, tedy zdrojů koherentního ionizujícího záření.

Byly provedeny experimenty, kde byl povrch daného vzorku vystaven nejdříve samostatnému působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření při plošných hustotách energií (fluencích) výrazně nižších, než je práh poškození povrchu materiálu jedním impulzem čistě jen zářením jedné vlnové délky. Za těchto podmínek nebyly na ozářených površích zaznamenány žádné změny. Jiná situace nastala při současném působení obou svazků, kdy již docházelo k výrazné nevratné změně morfologie povrchů. Nejprostší vysvětlení poskytuje představa, že ionizující záření generuje fotoefektem a následnými ionizačními procesy volné nositele náboje a tím skokově zvyšuje absorpci neionizujícího záření i v materiálech, v nichž je lineární absorpce UV-Vis-NIR záření velmi slabá (např. iontové krystaly a další pevné látky se širokým zakázaným pásem).

V teoretické části práce jsou nejdříve stručně shrnuty publikované výsledky experimentálního zkoumání (čistě teoretické práce jsem v literatuře nenalezl) současného působení ionizujícího a neionizujícího záření a diskutovány možné mechanismy takového účinku na různé materiály, především ty, jež by měly sloužit ke konstrukci vnitřních stěn (*first wall*) fúzních reaktorů. Dále jsou popsány zdroje záření a ozařovací podmínky uplatňované v tomto výzkumu. Pro zkoumání současného účinku v budoucích experimentech využijeme XUV kapilární laser produkující jednak nanosekundové impulzy monochromatického extrémního ultrafialového záření ( $\lambda = 46,9$  nm; ionizující záření), ale také širokopásmovou emisi argonového plazmatu (neionizující UV-Vis-NIR záření). Předmětem experimentální části je proměření obou emisí, které bude možno v navazující práci využít ke zkoumání jejich současného účinku na různé technicky významné materiály.

---

<sup>1</sup> Ionizující a neionizující záření zde rozlišujeme podle schopnosti ionizovat ozářený materiál jedním fotonem. I dlouhovlnné laserové záření samozřejmě může indukovat multifotonovou ionizaci, pokud je jeho intenzita dostatečně vysoká.



# 1 Teoretická část

## 1.1 Současné působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření

Výzkum v oblasti interakce elektromagnetického záření s hmotou je v současnosti často motivován tvorbou nanostruktur v různých materiálech [1]. Většina laserů vyvinutých a rutinně provozovaných pro tyto účely pracuje v ultrafialovém, viditelném nebo blízkém infračerveném oboru. To sebou přináší komplikace při opracování materiálů s širokým zakázaným pásem, např. iontových krystalů a alifatických organických polymerů. Ty se totiž vyznačují velmi slabou až zanedbatelnou lineární absorpcí zmíněného dlouhovlnného záření [2]. Řešením může být jejich expozice velmi krátkými impulzy laserového záření, kdy je dosaženo vysokých intenzit, při nichž se uplatňuje multifotonová absorpce a příbuzné nelineárně optické jevy [3]. Dále je možno ovlivnit lineární absorpci, např. dotováním organických polymerů vhodným barvivem nebo jejich postupnou karbonizací – indukční perioda, více viz [4] nebo transientním účinkem krátkovlnného – XUV/rtg. záření. Energetické fotony (pro kapilární výbojový laser  $\sim 26,5$  eV) takového záření vygenerují v dielektriku nositele náboje, na nichž se dlouhovlnné záření silně absorbuje podle Drudeovy teorie. Práh ablace se pak nalézá výrazně níže, než prahy příslušející krátkovlnnému (XUV/rtg.) a dlouhovlnnému (UV, Vis nebo NIR) záření každému zvlášť [1, 5].

Dosud byly v různých experimentálních sestavách publikovány výsledky interakčních experimentů zaměřených na prokázání a studium současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na polymethylmetakrylát (PMMA) [1, 5] a amorfní uhlík (a-C) [5]. V následujících částech práce jsou shrnuty a diskutovány výsledky prezentované v těchto publikacích jak s ohledem na objasnění mechanismu současného účinku, tak na nevratné změny morfologie ozářeného povrchu s ním spojené.

### 1.1.1 Mechanismus současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na PMMA

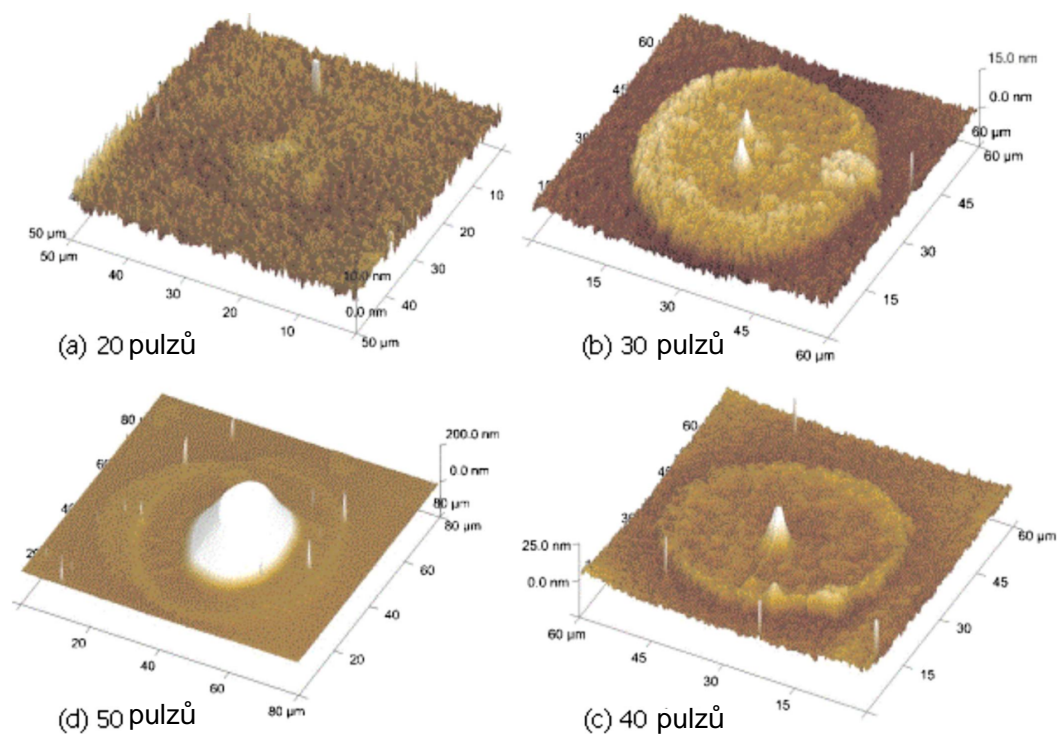
V experimentech popsáných v publikacích [1, 5] byl povrch vzorku PMMA (500 nm vrstva PMMA nanesená *spin coatingem* na křemíkové destičce tloušťky  $315 \mu\text{m}$ ) nejdříve vystaven působení buď jen dlouhovlnného nebo pouze krátkovlnného záření. Dlouhovlnné záření, v [1] šlo konkrétně o fundamentální blízké infračervené záření (NIR;  $\lambda = 820$  nm,  $E = 2,8$  mJ) z Titan-safírového laseru, zde bylo využito ke generování druhé harmonické (SH;  $\lambda = 410$  nm) a vysokých harmonických (*high order harmonics* resp. *high harmonics generation* - HHG; vydělena byla 38. harmonická v měkké rentgenové oblasti při  $\lambda = 21,6$  nm,  $E = 50$  nJ). Fluence pro jeden impuls v [1] (levý sloupec) a pro obdobný experiment v [5], s parametry dlouhovlnného záření  $\lambda = 820$  nm,  $E = 5$  mJ (pravý) byly odhadnuty na:

- $14,7 \text{ mJ/cm}^2$  pro NIR ( $\lambda = 820$  nm),
- $6,3 \text{ mJ/cm}^2$  pro SH ( $\lambda = 410$  nm),
- $97 \mu\text{J/cm}^2$  pro XUV ( $\lambda = 21,6$  nm).
- $45 \text{ mJ/cm}^2$  pro NIR ( $\lambda = 820$  nm),
- $18 \text{ mJ/cm}^2$  pro SH ( $\lambda = 410$  nm),
- $0,3 \text{ mJ/cm}^2$  pro XUV ( $\lambda = 21,6$  nm).

Všechny tyto hodnoty se nacházejí bezpečně pod prahem ablace PMMA infračerveným zářením ( $2,6 \text{ J/cm}^2$  pro jeden impulz,  $0,6 \text{ J/cm}^2$  pro 100 pulzů) [6] i XUV ( $2 \text{ mJ/cm}^2$ ). Vysoký práh ablace PMMA pro NIR je dán velmi nízkou lineární absorpcí optického záření v alifatických polymerech [1]. Jak se dalo očekávat, při samostatném působení NIR a XUV (NIR odstíněno hliníkovým filtrem) nebylo ani v jednom z případů pozorováno žádné poškození povrchu PMMA (ani po ozáření jednoho místa povrchu více než 3000 pulzy).

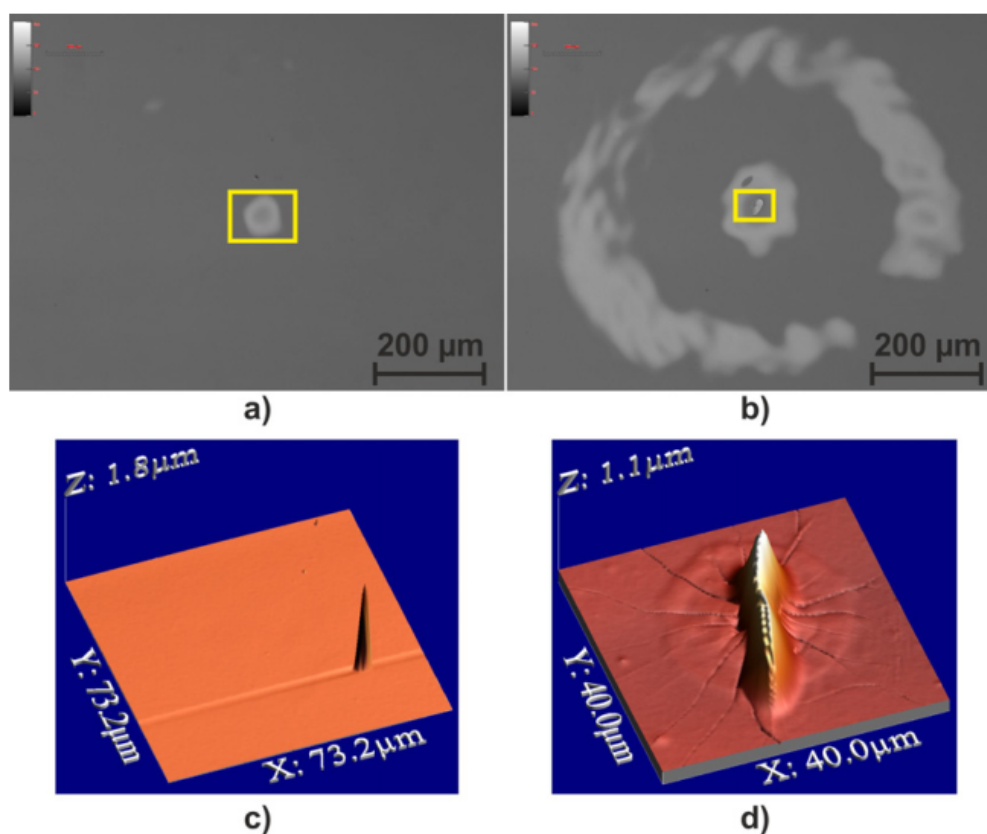
Následně byl vzorek PMMA vystaven působení současně XUV/Vis/NIR záření. Tento svazek tedy obsahoval NIR ( $\lambda = 820 \text{ nm}$ ), SH ( $\lambda = 410 \text{ nm}$ ) a XUV ( $\lambda = 21,6 \text{ nm}$ ) záření, z nichž každá komponenta poskytovala tu samou fluenci, jaká byla aplikována při studiu jejich samostatného působení. Po XUV/Vis/NIR ozáření bylo možno již po 20 pulzech pod mikroskopem pozorovat nevratné poškození povrchu vzorku. Na Obr. 1.1 vidíme takové morfologické změny indukované 20, 30, 40 a 50 pulzy XUV/Vis/NIR záření na PMMA zviditelněné pomocí mikroskopu atomárních sil (*atomic force microscopy*, AFM) v poklepovém módu [1]. Na Obr. 1.2 vidíme snímky z Nomarského (*differential interference contrast*, DIC) mikroskopu a zobrazení z AFM pro vzorky vystavené samostatnému působení NIR a složenému XUV/Vis/NIR svazku z experimentů [5].

Na základě toho, že při samostatném působení NIR ani XUV s fluencemi pod prahem ablace nebyly pozorovány žádné význačné změny morfologie povrchu PMMA a při současném působení XUV/Vis/NIR, za stejných podmínek, zaregistrovány byly a to již po akumulaci několika pulzů, můžeme usuzovat na existenci specifického mechanismu poškození materiálu ozářeného současně ionizujícím i neionizujícím zářením.



Obrázek 1.1: Povrchy PMMA vystavené působení (a) 20, (b) 30, (c) 40, (d) 50 pulzů XUV/Vis/NIR záření ( $\lambda = 820 \text{ nm}$ ,  $F = 14,7 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 410 \text{ nm}$ ,  $F = 6,3 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 21,6 \text{ nm}$ ,  $F = 97 \mu\text{J/cm}^2$ ) z AFM [1].

Povrch ozářených vzorků byl zkoumán pomocí Nomarského optického mikroskopu a mikroskopu atomárních sil. Byla pozorována expanze materiálu značně odlišná od kráterů typických pro ablaci indukovanou čistě jen XUV zářením [7, 8]. Na Obr. 1.1 vidíme vyvýšený kruhový podstavec s vyššími a užšími kuželovitými strukturami uvnitř něj. Velikost těchto struktur (podstavce i kuželovitých struktur) rostla s počtem akumulovaných pulzů záření ( $\sim 20 \mu\text{m}$ , resp.  $\sim 60 \mu\text{m}$  pro 10, resp. 50 pulzů - velikost podstavce;  $\sim 15 \text{ nm}$ , resp.  $\sim 25 \text{ nm}$  pro 30, resp. 40 pulzů - velikost výběžků) [1]. Tvorbu těchto struktur můžeme připsat expanzi a následnému tuhnutí částečně depolymerizovaného PMMA. Současným účinkem – kombinací netepelných a tepelných procesů – ionizujícího a neionizujícího záření se polymer rozkládá za vzniku oligomerů, monomeru, a ještě menších fragmentů PMMA tvořících viskózní kapalinu, která má nižší hustotu než výchozí pevná látka a která se zahřála disipovanou energií deponovanou ve vzorku, což vede k její expanzi. Expandovaný materiál chladne, následně tuhne a za předpokladu, že pevná látka vzniklá z částečně rozloženého PMMA má nižší hustotu, než zmíněná „kapalina“ (podobně jako vodní led a kapalná voda - [9]), vznikají vytlačováním kapalného jádra stlačeného okolním, již ztuhlým, materiálem tyto kuželovité struktury.



Obrázek 1.2: Vzorky PMMA vystavené působení jednoho impulzu a) jen NIR ( $\sim 63 \text{ mJ/cm}^2$ ) záření, a b) XUV/Vis/NIR složeného svazku ( $\lambda = 820 \text{ nm}$ ,  $F = 45 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 410 \text{ nm}$ ,  $F = 18 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 21,6 \text{ nm}$ ,  $F = 0,3 \text{ mJ/cm}^2$ ); snímky z Nomarského mikroskopu a jim odpovídající AFM v c), resp. d). Prstenec v b) odpovídá difrakci na apertuře a určuje velikost svazku NIR záření [5].

Pozoruhodné je, že na Obr. 1.2a) vidíme změny, které lze připsat pouze modifikaci indexu lomu materiálu, neboť AFM nám na této ploše neukazuje žádnou změnu profilu povrchu (viz Obr. 1.2c)) [5]. Velmi výraznou změnu profilu naopak ukazuje Obr. 1.2d) dokládající velmi efektivní současné působení XUV/Vis/NIR oproti samostatnému NIR záření. Dominuje mu expanze materiálu podobná té, o níž je referováno v práci [1]. Mikrodrsnost povrchu ozářeného jen dlouhovlnným zářením se téměř nezměnila, z AFM záznamu na Obr. 1.2c) byla stanovena r.m.s. = 4,7 nm, neozářený povrch vykazoval hodnotu 5,7 nm. Naproti tomu kombinovaně ozářený povrch vykázal průměrnou drsnost řádově vyšší, konkrétně r.m.s. = 176,5 nm [5].

Možný mechanismus současného působení XUV/Vis/NIR záření na PMMA byl v práci [1] popsán následovně. Dopadem XUV záření na PMMA dochází v tomto dielektriku ke generaci nositelů náboje, protože zde působí energetické fotony, tedy ionizující záření. Tím se materiál jakoby „metalizuje“ a může absorbovat dlouhovlnné záření podle Drudeovy teorie. Tak XUV ozáření zvyšuje absorpci optického záření (obecně v dielektriku); především přechodně, dojde-li ovšem k záhytu nositelů náboje v poruchách krystalu, reprezentovaných povolenými stavy v zakázaném pásu, může být zvýšení lineární absorpce dlouhovlnného záření i trvalejší (jde o tvorbu barevných center). To se projeví snížením energetického prahu poškození v porovnání s účinky konvenčního dlouhovlnného laserového záření. Uplatňuje se spíše přechodný mód existence uvolněných nositelů náboje, protože sledujeme účinek velmi krátkých impulzů ionizujícího a neionizujícího záření, které se téměř dokonale překrývají v prostoru i v čase.

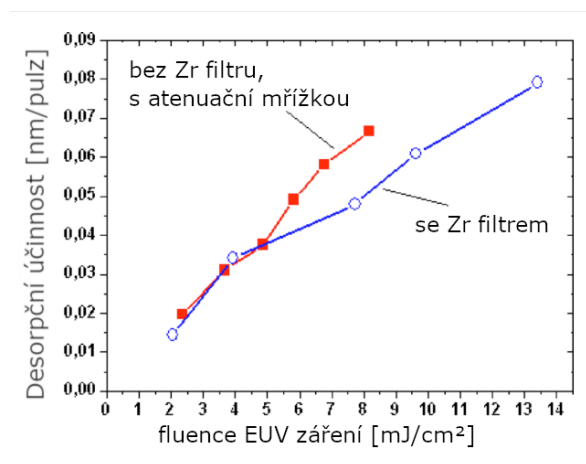
V publikaci [7] byl mimo jiné prozkoumán vliv dlouhovlnného záření (o vlnových délkách  $\lambda > 100$  nm) emitovaného z nekoherentního plazmového zdroje (více viz 1.3.2) na povrch vzorku PMMA (o tloušťce  $\Delta = 1$  mm) exponovaného současně jeho EUV emisí. Před samotným ozářením byly charakterizovány obě emise plazmového zdroje, jak krátkovlnná ( $\lambda = 13,5$  nm,  $E = 0,47$   $\mu$ J na pulz,  $\tau = 6$  ns), tak dlouhovlnná ( $\lambda = 248$  nm,  $E = 1,02$   $\mu$ J na pulz,  $\tau = 6$  ns). Vzorek PMMA byl nejdříve ozařován 100 pulzy nefiltrované emise ( $\lambda = 13,5$  nm,  $E = 3$  mJ na pulz). Postupným posouváním vzorku vzhledem k fokusačnímu prvku (zde Schwarzschildovu objektivu) podél osy svazku (tzv. *z-scan*) našli autoři místo, kde se v PMMA vytvářel nejmenší ablační kráter s nejstrmějšími okraji. To by mělo odpovídat poloze ohniska fokusovaného svazku, kde byla stanovena hodnota dosažené fluence. Pro stanovení fluence je třeba znát energii dopadajícího záření, k čemuž byla využita polovodičová fotodioda umístěná za Schwarzschildovým objektivem. Ozářená plocha byla určena pomocí ablačních imprintů v PMMA. Takto bylo stanoveno, že fluence bez filtru (tedy s příspěvkem dlouhovlnného záření) byla dvakrát větší než hodnota nalezená s filtrem. Pro odfiltrování dlouhovlnné složky byl v práci [7] použit zirkoniový (Zr) filtr s tloušťkou  $\Delta = 220$  nm a transmisí 0,468, stabilizovaný ocelovou mřížkou s transmisí 0,85. Vliv dlouhovlnného záření lze stanovit porovnáním následků ozáření s a bez Zr filtru při různých dílčích fluencích. Variace hodnot fluencí bylo dosaženo umístěním mřížky z nerezové oceli (průměr drátků 25  $\mu$ m s periodou 50  $\mu$ m a transmisí 0,25) před Schwarzschildův objektiv pro nefiltrované záření. Dalším krokem zde bylo stanovení účinnosti odstranění materiálu zářením (*etch rate*; zde jde o fotoindukovanou desorpci<sup>1</sup>) v závislosti na počtu pulzů (50 – 800) a fluenci EUV záření (10 – 37 mJ/cm<sup>2</sup>) na PMMA. Na Obr. 1.3 je zobrazena závislost desorpční účinnosti (*desorption rate*) na fluenci emise plazmového zdroje bez Zr fólie a s ní [7].

Vliv širokopásmové emise byl v práci [7] dále zkoumán pomocí modulace záření a variování poměru krátkovlnné a dlouhovlnné emise pomocí difrakčních prvků. Za Schwarzschildův objektiv (s Mo/Si multivrstvou) byla umístěna malá kruhová apertura (*pin-hole*; průměr 50  $\mu$ m) a mřížka z nerezových drátků (průměr drátků 25  $\mu$ m s periodou 50  $\mu$ m a transmisí 0,25). Vzdálenost mezi aperturou a mřížkou byla

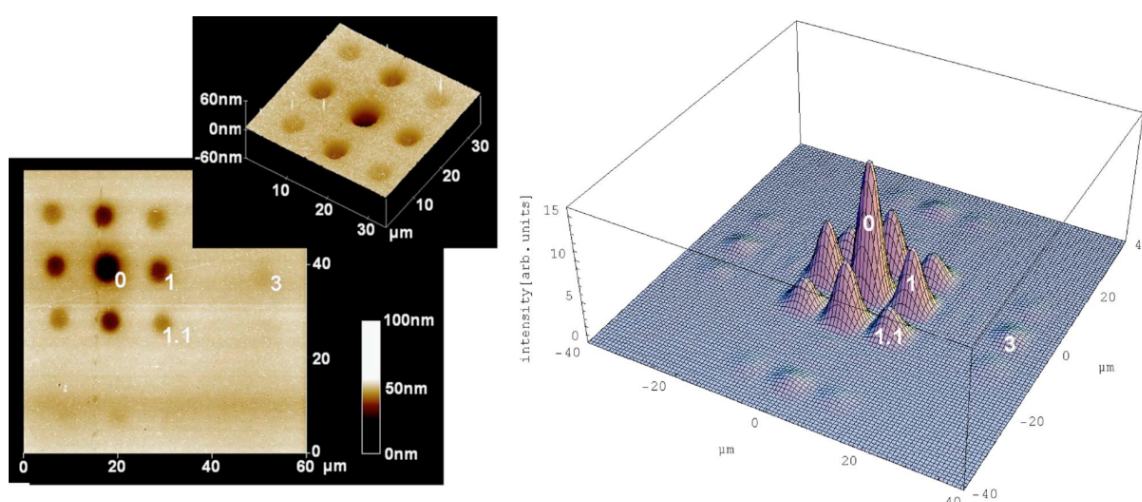
<sup>1</sup>Zde se pracuje s pojmem desorpce z pohledu interakce záření s látkou, jde tedy o proces odstraňování vlastního materiálu z povrchu vzorku (zářením s podprahovou fluencí), oproti uvolňování cizích sorbovaných molekul.



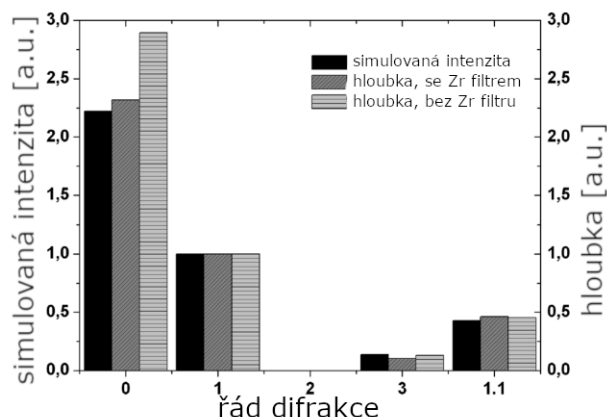
385 nm, zatímco délka prostorové koherence (pokles na  $1/e$ ) byla  $\sim 85 \mu\text{m}$ . Tato konfigurace umožnila interferenci na mřížce pozorované ve vzorku PMMA [7]. Měření bylo opět provedeno s a bez Zr filtru (Obr. 1.4, Obr. 1.5). Ve vyšších difrakčních řádech (kde není dlouhovlnné záření přítomno v důsledku mnohem větších difrakčních úhlů příslušejících delším vlnovým délkám záření) se vliv Zr filtru na desorpční účinnost neprojeví. V nultém řádu, kde difrakční optika umožňuje procházet jak krátkovlnnému, tak dlouhovlnnému záření, snižuje Zr filtr desorpční účinnost o čtvrtinu. Tím bylo experimentálně dokázáno, že dlouhovlnné záření zesiluje desorpční účinek ionizujícího záření (zde 13,5 nm). Autoři [7] vysvětlují tento efekt dodatečným ohřevem materiálu dlouhovlnnou složkou a vlivem zvýšené teploty na desorpční účinnost, jak byla dříve demonstrována Bartnikem a kol. [10] s využitím konvenčního ohřevu vzorku exponovaného mnoha EUV impulzy.



Obrázek 1.3: Desorpční účinnost na povrchu PMMA v závislosti na fluenci emise plazmového zdroje. Pro dosažení srovnatelných fluencí pro experimenty s a bez filtru bylo nefiltrované záření modulováno mřížkou z nerezové oceli (průměr drátků  $25 \mu\text{m}$  s periodou  $50 \mu\text{m}$  a transmisí 0,25) [7].



Obrázek 1.4: Difrakce záření z plazmového zdroje na mřížce z nerezové oceli (průměr drátků  $25 \mu\text{m}$  s periodou  $50 \mu\text{m}$  a transmisí 0,25). Povrch PMMA exponovaný 2000 pulzy z AFM (vlevo). Simulace rozložení intenzity záření (vpravo) [7]



Obrázek 1.5: Naměřené a simulované hodnoty hloubky ablačních kráterů pro EUV záření s a bez zirkoniového filtru. S filtrem působí jen krátkovlnné záření ( $\lambda = 13,5$  nm, 8000 pulzů,  $E = 0,47$   $\mu$ J na pulz). Bez filtru bylo záření modulováno pomocí mřížky z nerezové oceli ( $\lambda = 248$  nm, 2000 pulzů,  $E = 1,02$   $\mu$ J) [7].

### 1.1.2 Mechanismus současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na a-C

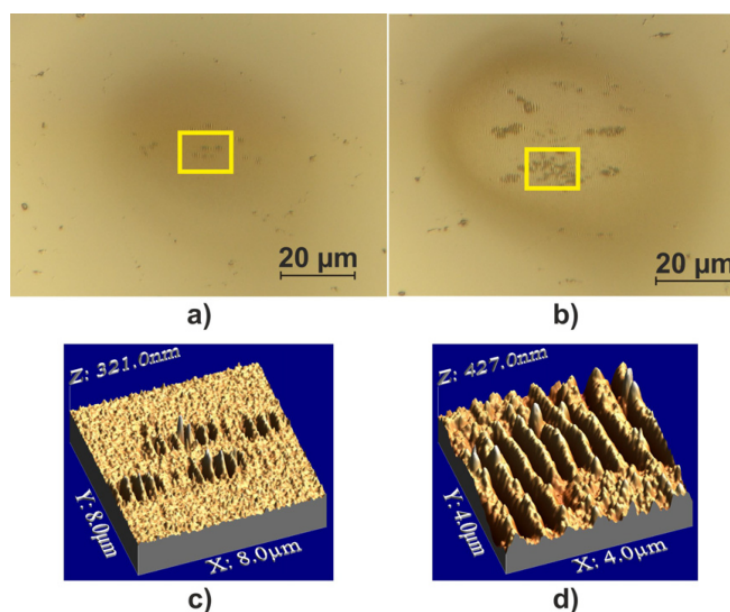
Ke studiu současného účinku na kovalentně vázanou pevnou látku, zde amorfni uhlík (a-C), byl také využit zdroj vysokých harmonických [5] a kapilární výbojový XUV laser [11]. Zatímco PMMA je typický molekulární materiál (kde jsou jednotlivé molekuly vázány slabými mezimolekulovými interakcemi), je amorfni uhlík příkladem kovalentního materiálu. V práci [5] byl pozorován vznik povrchových struktur spojených s expozicí jen NIR záření ( $\lambda = 820$  nm,  $F \sim 63$  mJ/cm<sup>2</sup>) a složeného XUV/Vis/NIR svazku ( $\lambda = 21,6$  nm,  $F = 0,3$  mJ/cm<sup>2</sup>;  $\lambda = 820$  nm,  $F = 45$  mJ/cm<sup>2</sup>;  $\lambda = 410$  nm,  $F = 18$  mJ/cm<sup>2</sup>) na 890 nm silnou vrstvu a-C na křemíkové destičce. Opět se tedy pracuje s fluencemi pod prahem ablace a-C. Pro laserové pulzy o parametrech  $\lambda = 800$  nm,  $\tau = 100$  fs byl stanoven práh ablace v řádu několika J/cm<sup>2</sup> (konkrétně 2,6 J/cm<sup>2</sup> pro jeden impuls a 0,6 J/cm<sup>2</sup> pro 100 pulzů) [12].

V obou případech zde byl však pozorován vznik laserem indukovaných periodických povrchových struktur (*laser induced periodic surface structures*, LIPSS) s prostorovou periodou  $\sim 550$  nm. Tyto se ale značně lišili pro 10 pulzů samostatného NIR a stejný počet pulzů XUV/Vis/NIR v ostatních významných parametrech. V Tab. 1.1 jsou shrnuty charakteristiky LIPSS pro oba režimy ozařování [5]. Obecně byl vznik LIPSS pozorován pro 20 – 30 NIR pulzů ( $\tau > 100$  fs) o fluenci relativně blízko, ale pod prahem ablace [5].

#	p-t-v [nm]	$S_p$ [%]	$\mu$ [nm]
NIR	$\sim 130$	$\sim 4$	13,5
XUV/Vis/NIR	$\sim 200$	$\sim 27$	46,2

Tabulka 1.1: Parametry LIPSS vytvořených působení výlučně NIR záření resp. účinkem složeného XUV/Vis/NIR svazku [5], kde p-t-v (*peak-to-valley*) značí rozdíl výšky nejnižšího a nejvyššího bodu,  $S_p$  procento povrchu pokrytého LIPSS a  $\mu$  mikrodrsnotost povrchu (na neozářeném povrchu byla 8,3 nm).

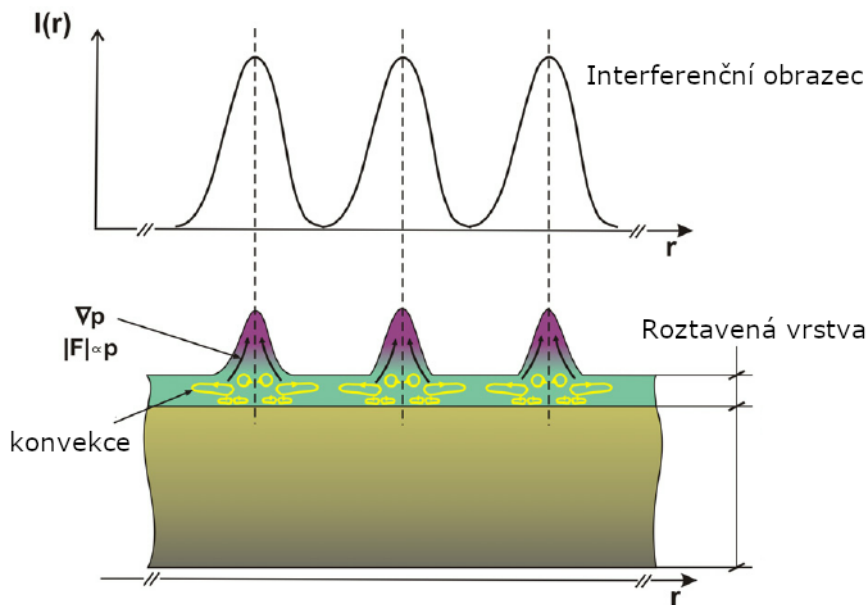
Na Obr. 1.6 jsou snímky z Nomarského (DIC) mikroskopu a AFM [5]. Snímky a) a b) zobrazují oblasti interakce jen NIR záření ( $\lambda = 820 \text{ nm}$ ,  $F \sim 63 \text{ mJ/cm}^2$ ) a XUV/Vis/NIR složeného svazku ( $\lambda = 21,6 \text{ nm}$ ,  $F = 0,3 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 820 \text{ nm}$ ,  $F = 45 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 410 \text{ nm}$ ,  $F = 18 \text{ mJ/cm}^2$ ) s povrchem vzorku a-C. Níže c), d) jsou vidět odpovídající detailní zobrazení (AFM) interakčních oblastí vyznačených žlutými obdélníky v a), b).



Obrázek 1.6: Povrchy a-C vystavené 10 pulzům a) jen NIR záření ( $\sim 63 \text{ mJ/cm}^2$ ) a b) XUV/Vis/NIR složeného svazku ( $\lambda = 21,6 \text{ nm}$ ,  $F = 0,3 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 820 \text{ nm}$ ,  $F = 45 \text{ mJ/cm}^2$ ;  $\lambda = 410 \text{ nm}$ ,  $F = 18 \text{ mJ/cm}^2$ ) z DIC a odpovídající zobrazení z AFM v c), d) [5].

K popisu zesíleného účinku smíšeného záření na změnu morfologie povrchů vzorků a-C vystavených složenému svazku XUV/Vis/NIR byla v [5] navržena dvě možná vysvětlení. Za prvé zvýšením absorpce dlouhovlnného záření v přechodně krátkovlnným zářením indukovaných barevných centrech. Za druhé pro PMMA již zmíněnou „metalizací“ a-C dopadem XUV a zvýšením absorpce optického záření podle Drudeovy teorie. V experimentech popsanych v [5] se nicméně pracovalo s femtosekundovými pulzy ( $f = 32 \text{ fs}$ ,  $10 \text{ Hz}$ ), zatímco tvorba defektů se projevuje na značně delších časových škálách. Mohly by se tedy projevit jen při ozařování více impulzy, a to zase jen v případě, že opakovací frekvence by zajišťovala ozařování následujícím pulzem po kratším čase, než je doba života hypotetického barevného centra. Navíc zde byl při působení XUV/Vis/NIR potvrzen výskyt volných elektronů (měřený TOF - *time-of-flight* - hmotnostním spektrometrem). Mechanismus synergického účinku XUV/Vis/NIR na a-C a PMMA by s nimi měl souviset.

Při působení XUV/Vis/NIR složeného svazku na a-C bylo pozorováno výraznější poškození vzorku a efektivnější tvorba LIPSS, než pro PMMA [5]. Představy autorů o vlastní tvorbě LIPSS vycházejí z konvekce (proudění) viskózní taveniny (Obr. 1.7). Dopadem femtosekundových NIR pulzů na a-C dochází k tavení tenké podpovrchové vrstvy (desítky nm) materiálu, se kterou následně interagují elektromagnetické vlny vzniklé interferencí dopadajícího a na nehomogenitách odraženého záření (vrchní část Obr. 1.7)). Interakcí této vlny s povrchem vzorku dochází k prostorové modulaci, která dále vede k tvorbě tlakových gradientů. Roztavený materiál je pak konvekcí distribuován a struktura roste nejefektivněji v místech lokálních maxim pole záření.

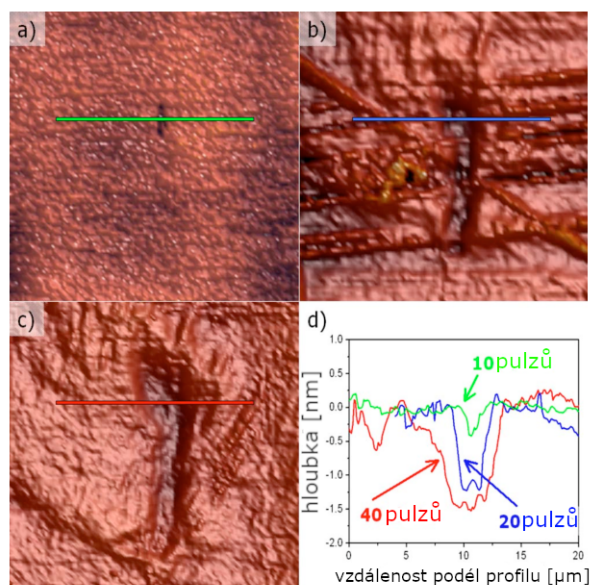


Obrázek 1.7: Model proudění viskózní kapaliny [5].

K potvrzení předpokladu iniciace tvorby LIPSS prostorovou modulací pole záření způsobenou interferencí (složené z dopadajícího a na nehomogenitách odraženého záření) byla v [5] provedena numerická simulace. Srovnáním snímků LIPSS z Nomarského mikroskopu a numerického modelu byla tato hypotéza potvrzena. Zároveň nebyl pozorován rozdíl v periodicitě LIPSS při současném působení XUV/Vis/NIR svazku a při samostatném účinku NIR záření. Za modulaci je tedy odpovědné NIR záření [5].

Článek [11] pojednává o vlivu více pulzů neonu podobného kapilárního výbojového laseru (*capillary-discharge laser*, CDL; 1.3.3) na vzorky a-C při fluencích pod prahem ablace jedním impulzem XUV CDL, který činí  $\sim 1,1 \text{ J/cm}^2$  [11]. Svazek CDL ( $\lambda = 46,9 \text{ nm}$ ,  $\tau = 1,7 \text{ ns}$ ,  $f = 0,2 \text{ Hz}$ ) zde byl fokusován na vzorek a-C pomocí multivrstvého Sc/Si zrcadla odrážejícího jak koherentní XUV, tak i nekoherentní (širokopásmové) UV-Vis-IR záření. Odrazivost fokusujícího zrcadla byla  $\sim 30\%$  pro XUV laserové záření. Další ztráty způsobily, že na povrch vzorku dopadalo  $\sim 20\%$  výstupní energie XUV CDL. Měnila se výstupní energie XUV laserových pulzů. Pro každou hodnotu energie pulzu, ty činily  $0,4, 2, 8, 20$  a  $40 \mu\text{J}$ , bylo akumulováno  $1, 5, 10, 20$  a  $40$  pulzů. Pro jeden každý impuls byl pozorován nárůst velikosti poškozené oblasti se zvyšující se energií pulzu. Jelikož se neměnila poloha vzorku vůči fokusačnímu prvku, měnila se odpovídajícím způsobem i fluence.

Při ozařování jedním impulzem o fluenci nad tímto prahem bylo AFM pozorováno téměř úplné odstranění uhlíkové vrstvy z křemíkové destičky. Ozařováním pod prahem fluence nutné k poškození vzorku byla pro  $10$  a více pulzů ( $F = 0,5 \text{ J/cm}^2$ ) pozorována tvorba mělkého kráteru. Snímky z AFM pro  $10, 20$  a  $40$  pulzů této fluence jsou na Obr. 1.8, kde byla stanovena maximální hloubka jednotlivých kráterů, jako  $0,3, 1,2$  a  $1,5 \text{ nm}$  pro  $10, 20$  a  $40$  pulzů. Při působení  $40$  pulzů na fluenci  $0,1 \text{ J/cm}^2$  nebylo pozorováno žádné poškození povrchu, i přes to, že celková akumulovaná fluence přesahuje práh pro poškození materiálu. To znamená, že účinnost poškození a-C závisí i na energii pulzů [11].



Obrázek 1.8: Snímky povrchu vzorku a-C ozářeného a) 10, b) 20 a c) 30 pulzy z CDL ( $F = 0,5 \text{ J/cm}^2$ ), d) profily kráterů v místech jejich největší hloubky. Velikost každého snímku je  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  [11].

Eroze a-C pozorovaná v [11] kontrastuje s expanzí a-C pozorovanou při většině standardních interakčních experimentů, např. viz výše diskutovaná práce [5]. Výsledky prezentované na Obr. 1.8 ukazují, že za těchto podmínek dochází k desorpci materiálu, ne k ablaci (a jak jsme si již řekli, ani k obvyklé expanzi) [13]. Toto neobvyklé chování můžeme vysvětlit právě současným účinkem krátkovlnné a dlouhovlnné emise, kdy energetické fotony (koherentní emise XUV Ar laseru) štěpí C-C vazby a dlouhovlnná nekoherentní emise argonového plazmatu takto narušený materiál dále zahřívá a tím zvyšuje pravděpodobnost úniku těkavých (volatilních) fragmentů uhlíkové struktury do vakua. [10]

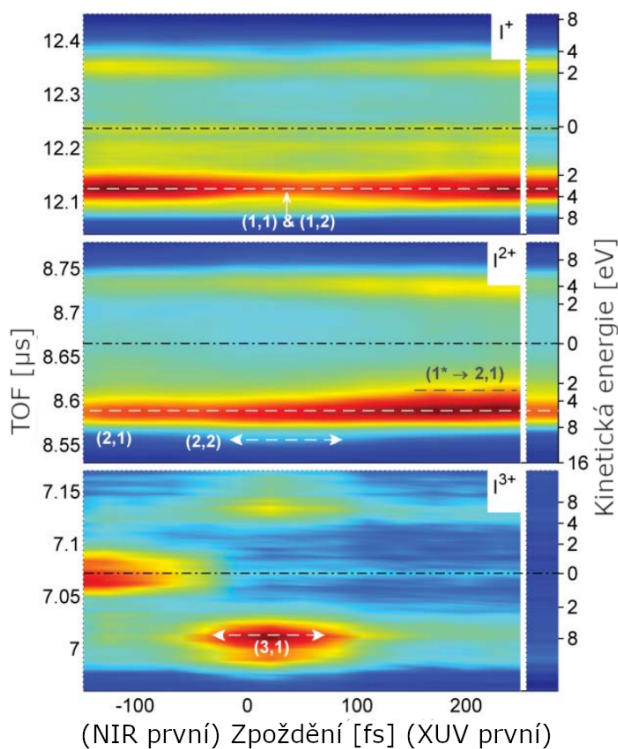
### 1.1.3 Mechanismus současného působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na molekulární jod

Současné účinky krátkovlnného a dlouhovlnného záření nejsou studovány jen v pevných látkách, ale i v izolovaných atomech a molekulách. Jako příklad jsme zvolili nedávný experiment provedený na sčásováných laserech umístěných v DESY Photon Science (Hamburg, SRN) [14]. Šlo o měkký rentgenový laser na volných elektronech FLASH (*Free electron LASer in Hamburg*) a blízký infračervený Titan-Safírový laser s jejichž pomocí bylo zkoumáno současné působení dlouhovlnného (NIR,  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ) a krátkovlnného (XUV,  $\lambda = 13,4 \text{ nm}$ ) záření o srovnatelných fluencích na molekulární jod ( $\text{I}_2$ ) v plynném stavu [14]. Na rozdíl od výše popsáných experimentů zaměřených na chování pevných látek jsou zde následky interakce záření s látkou sledovány pomocí kinetické energie fragmentů vytvořených coulombickou explozí  $\text{I}_2$  ionizovaného ve smíšeném poli XUV a NIR záření. Přičemž se pracuje s předpokladem, že takto vzniklé atomy s vyšší kinetickou energií mohly vzniknout v důsledku menšího počtu možných procesů. Díky čemuž je snazší identifikovat proces, jímž vznikly. Sledovány tedy byly jen fragmenty s kinetickými energiemi  $> 6 \text{ eV}$  [14].

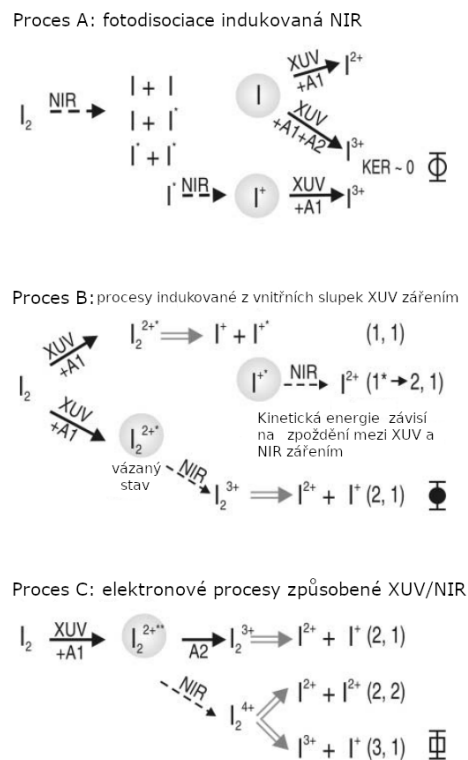
Fotoionizace indukovaná XUV fotonem vytváří  $4d^{-1}$  vakanci v atomech I. Augerovým jevem poté vznikají ionizované molekuly  $\text{I}_2^{2+}$  nebo  $\text{I}_2^{3+}$ , které se pak dále rozpadají coulombickou explozí. K zamezení coulombických explozí následujících multifotonovou ionizací NIR zářením byla jeho intenzita udržována pod  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Tak bylo možno přisoudit fragmentaci molekul  $\text{I}_2$  jen XUV fotonům [14].

Fotofragmentační procesy coulombické exploze  $I_2^{p+q} \rightarrow I^{p+} + I^{q+}$  jsou v [14] a i v následujícím textu značeny jako  $(p, q)$ .

Na Obr. 1.9 jsou vyneseny kinetické energie fragmentů vzniklých při ozařování  $I_2$  XUV a NIR pulzy v závislosti na zpoždění mezi těmito dvěma pulzy. Fotofragmentační procesy jsou označeny symbolikou  $(p, q)$  popsanou výše. Analýzou Obr. 1.9 byly nalezeny tři dominantní procesy podrobně popsány v [14] a schématicky zobrazené na Obr. 1.10. Vidíme tam procesy probíhající při ozařování  $I_2$  jen NIR (A) a pouze XUV zářením (B) a sčasovaným složeným svazkem XUV/NIR (C) z XUV FEL a NIR Ti:Sa laserových systémů.



Obrázek 1.9: Četnosti vytvářených nestálých iontů  $I^+$ ,  $I^{2+}$  a  $I^{3+}$  v závislosti na zpoždění mezi XUV a NIR pulzy. Osa vpravo a vlevo přísluší kinetické energii fragmentů a době průletu (*time of flight*, TOF). Vpravo jsou taková data vynesena jen pro účinek XUV [14].

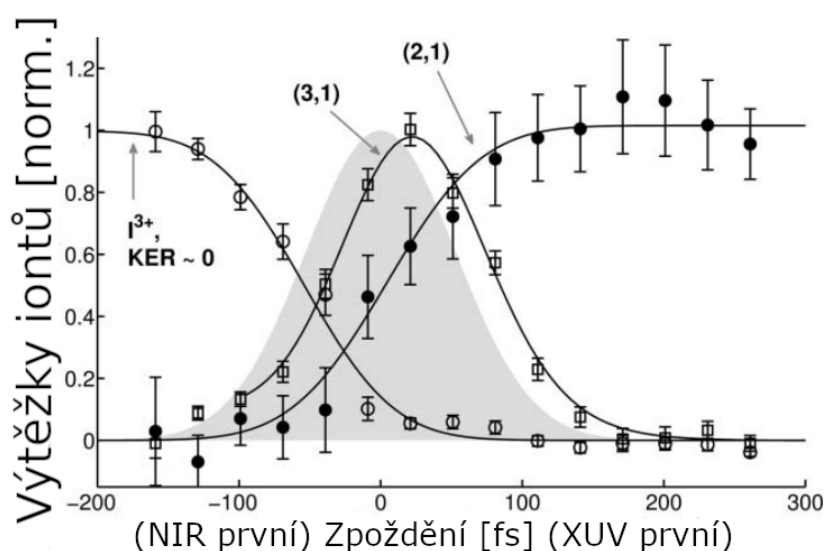


Obrázek 1.10: Fotofragmentační procesy  $I_2$  pro samostatné působení NIR (A) a XUV (B) a současné působení XUV/Vis/NIR (C) [14].

Působením jen NIR záření dochází hlavně k multifotonové fotodisociaci  $I_2$  na neutrální atomy s malými kinetickými energiemi [14]. V procesu A (Obr. 1.10, Proces A) dochází k fotodisociaci  $I_2$  nejdříve NIR pulzem (záporné zpoždění), při které vznikají fragmenty  $I$ ,  $I^+$ ,  $I^*$ . Tyto jsou pak působením XUV záření ionizovány ve vnitřních slupkách a  $I^{2+}$ ,  $I^{3+}$  následně vznikají Augerovým jevem. Výskyt těchto iontů při záporném zpoždění lze vidět na Obr. 1.9 (Proces A), kde se ionty  $I^{3+}$  vyznačují nulovou kinetickou energií. Množství vzniklých  $I^{3+}$  iontů tímto způsobem v závislosti na zpoždění mezi XUV a NIR pulzy je vyneseno na Obr. 1.11 (prázdná kolečka).

Jak již bylo zmíněno, působením výhradně XUV fotonu na  $I_2$  se tvoří  $4d^{-1}$  vakance iniciující Augerův proces [14]. Na Obr. 1.9 vidíme zvýšenou četnost  $I^{2+}$ , jež je následkem působení jen XUV záření. Ve schématu na Obr.1.10 (Proces B) jsou vyobrazeny dva procesy indukované samostatným působením XUV záření. V prvním (Augerovým jevem) vzniká z  $I_2$  excitovaný iont  $I_2^{2+*}$ . Ten se pak coulombickou explozí rozpadá na  $I^+$  a  $I^{+*}$ . Zde je navíc zdůrazněna závislost kinetické energie fragmentů na zpoždění mezi XUV a NIR pulzy [14]. Při kladných zpožděních je na Obr. 1.11 vidět zvýšená produkce iontů procesem (2,1) (plná kolečka). V druhém je excitovaný iont  $I_2^{2+*}$  dále ionizován vyražením volně vázaného elektronu NIR zářením za vzniku  $I_2^{3+}$ , který se poté rozpadá na  $I^2$  a  $I^+$ .

Při působení složeného svazku XUV/NIR (překrytí okolo nulového zpoždění na Obr. 1.9) předežene excitace způsobená XUV zářením působení NIR záření [14]. Takto dochází opět ke vzniku  $4d^{-1}$  vakancí následovaném Augerovým jevem. Schéma procesů současného působení je na Obr. 1.9 (Proces C). Působením XUV záření tedy nejdříve vzniká ionizovaná excitovaná molekula  $I_2^{2+*}$ , jejíž tvorbu následují dva možné procesy. Jeden z nich začíná dvojným Augerovým jevem vedoucím na vznik  $I_2^{3+}$ , který je poté následován dalšími de-excitačními procesy. Nejzajímavější je zde ale proces (3,1), kdy je molekula  $I_2^{2+*}$  dále ionizována NIR zářením, prázdné čtverečky na Obr. 1.11.



Obrázek 1.11: Výtěžky iontů v závislosti na zpoždění mezi XUV a NIR laserovými pulzy. Symboly (prázdné/plné kolečko, prázdný čtverec) odpovídají vybraným procesům z Obr. 1.9. Ideální překrytí XUV a NIR pulzů s nulovým zpožděním představuje šedá Gaussova křivka s pološífkou  $\sigma = 53$  fs [14].

## 1.2 Materiály vnitřních stěn ICF reaktorů

### 1.2.1 Volba materiálů pro vnitřní stěny

Vnitřní stěny ICF (*inertial confinement fusion*) reaktorů budou vystaveny působení produktů termojaderné fúze, mezi nimi zejména energetickým neutronům, rentgenovému (rtg.) záření a nabitým částicím. Ovšem i dlouhodobému záření v ultrafialovém, viditelném a infračerveném oboru. Většina energie d-d a d-t fúze se uvolní jako kinetická energie fúzních neutronů. Ty interagují s hmotou, tedy i se stěnami reaktoru se zanedbatelnou účastí elektromagnetických interakcí. Jde o nepřímou ionizující pronikavé záření, které účinkuje většinou místně prostřednictvím nabitých částic vytvořených následkem interakce neutronu a jádra prvku příslušného materiálu. Jejich tepelné účinky na materiály stěn jsou tedy nečetné a silně lokalizované (*thermal spikes*). Dále se tedy zaměříme na účinky elektromagnetického záření [15, 16] a nabitých částic [17] na materiály vnitřních stěn ICF reaktorů. Obvykle se studuje jimi indukované tepelné a termomechanické namáhání [15], netepelným a synergickým účinkům taková pozornost věnována není.

Termomechanickým účinkům je přisuzován při poškozování vnitřních stěn ICF reaktorů klíčový význam a jsou zodpovědné zejména za zvyšování drsnosti povrchů stěn, které dále vede k tvorbě, případně zvětšování prasklin a erozi, až masivnímu úbytku (ablaci) materiálu [15]. Měkké rentgenové záření je absorbováno na povrchu a ve velmi tenkých podpovrchových vrstvách vnitřních stěn ICF reaktorů, čímž se zvyšuje jejich teplota. Při depozici dostatečné energie tak může docházet k tavení, vypařování, ablaci nebo zvyšování drsnosti povrchů materiálů vnitřních stěn [16].

Pro jeden impulz rtg. záření by materiály vnitřních stěn měly být schopny odolat fluencím 0,4 – 1,2 J/cm<sup>2</sup>. V ideálním případě by za takových podmínek nemělo nedocházet k úbytku materiálu a změně struktury povrchu [16]. Musíme však počítat s tím, že fúzní procesy v ICF reaktorech budou indukovány mnoha laserovými impulzy s opakovací frekvencí 5 – 10 Hz. To představuje za jeden provozní rok potenciální expozici vnitřních stěn reaktoru až  $3 \times 10^8$  pulzů emise z fúzního plazmatu [17]. Při testování materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů je třeba věnovat pozornost i vlivu akumulace mnoha pulzů na fluencích hluboko pod prahem poškození materiálu jedním impulzem. Výsledky měření s tisíci pulzy lze pak extrapolovat a využít k předpovědím poškození v důsledku dlouhodobých expozic.

Jeden fúzní proces může emitovat soubor iontů nesoucích takovou celkovou energii, že po depozici ve vnitřní stěně je na jejím povrchu dosaženo fluence až 20 J/cm<sup>2</sup>. Materiály vnitřních stěn tedy musí být navrženy a konstruovány tak, aby byly odolné nejen vůči tepelným účinkům (netepelné účinky a iontové odprašování se většinou v úvahu neberou z důvodů velmi vysoké hustoty toku částic) ale i termomechanickým procesům vyvolaným těmito ionty. Mezi důležitými parametry těchto materiálů je tedy vysoká teplota tání (a značná tepelná kapacita a velké latentní teplo tání) a celková termomechanická odolnost vycházející z houževnatosti, únavové pevnosti a vysoké tepelné vodivosti. Nesmí také docházet k úbytku materiálu (< 1 nm/pulz). K tomu může docházet odpařováním nebo sublimací materiálu z povrchu, které je spojeno s tepelnými účinky, nebo rozpraskáváním a odlupováním materiálu spojené s termomechanickým poškozením; více viz [17]. Radiační zátěž materiálů vnitřních stěn byla popsána v obecné části bakalářské práce [18]. Ta je více zaměřena na radiační účinky jednotlivých složek předpokládané emise fúzního plazmatu a srovnání jednorázové a opakované radiační zátěže a může tak sloužit jako doplnění této práce zaměřené více na kombinovaný účinek více složek.

XAPPER [15] a Z-pinč experimenty [16] (viz následující sekce 1.2.2) byly zaměřeny na testování potenciálních materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů jejich ozařováním rtg. zářením. Různé vzorky wolframu (SING, PWM, CVD) byly vystaveny působení záření na fluencích v rozmezí 0,5 – 1,2 J/cm<sup>2</sup> pro XAPPER a 0,27 – 0,9 J/cm<sup>2</sup> pro Z-pinč v podmínkách simulujících ICF reaktor (ohřev na 600 °C v Z-pinč

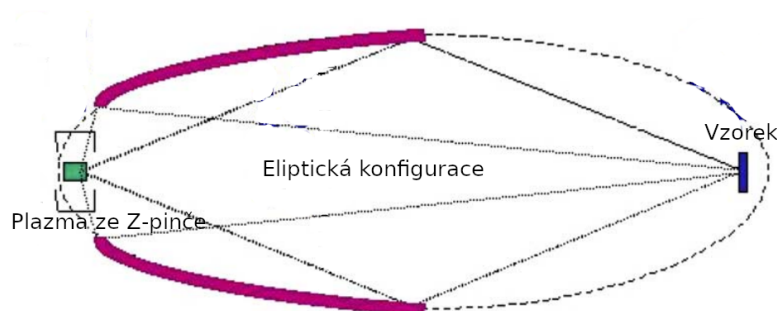


experimentech). V experimentech se Z-pinčem bylo hlavním cílem stanovit práh poškození těchto vzorků jedním impulzem z plazmového zdroje. RHEPP (*Repetitive High Energy Pulsed Power*) experimenty popsané v článku [17] měly za cíl prostudovat zejména práh zvyšování drsnosti, odstraňování materiálu a vývoj morfologie povrchů různých materiálů v podmínkách simulujících ICF reaktor z pohledu iontové emise. Šlo hlavně o různé formy wolframu (SING, PWM, CVD), slitiny wolframu (W25Re), různé jiné kovy (Mo, Ti, Re, Cu), uhlíkové kompozity (CFC) a další speciální uhlíkaté materiály (*velvet, foam*). Vzorky byly vystaveny iontovému svazku (ionty N nebo He) o fluenci až  $10 \text{ J/cm}^2$ . Bylo akumulováno až 1600 pulzů. Vzorek by přehříván na teplotu  $600 \text{ }^\circ\text{C}$ .

### 1.2.2 Testování materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů rentgenovým zářením

V XAPPER experimentech [15] byl studován účinek rtg. záření na wolfram ve formě slisovaného metalurgického prášku (PM) a monokrystalický materiál (SING). Zde byly dané vzorky vystaveny mnoha (1–100 000) pulzům záření v rozsahu fluencí relevantních pro budoucí ICF reaktory ( $0,5 - 1,2 \text{ J/cm}^2$ ). V článku [16] byl testován vliv rtg. záření ze Z-pinče na vzorky různých forem wolframu s cílem stanovit zejména jeho práh poškození pro jeden impulz. Šlo o monokrystalický (SING) wolfram, slisovaný metalurgický prášek (PWM) wolframu a wolfram deponovaný z plynné fáze (CVD).

XAPPER experimenty [15] využívají ke generování EUV záření xenonové pinčující plazma. Fluence 30 cm od výstupu laseru je zde  $< 0,3 \text{ mJ/cm}^2$  [15]. EUV emise plazmatu je fokusována a dále filtrována k dosažení potřebných parametrů simulujících podmínky v ICF reaktoru. Zejména důležitá je fokusace pomocí eliptické fokusační optiky (Obr. 1.12) umožňující dosažení potřebných vysokých fluencí na povrchu testovaného vzorku. EUV emise plazmatu je do fokusující aparatury směřována pomocí tzv. *foil comb*, což je apertura, která svazek směřuje a filtruje od nežádoucích složek [15]. Tato konfigurace tedy snižuje tepelné účinky z plazmového pinče na ozařované vzorky a zároveň zamezuje jeho kontaminaci materiálem zdroje. Před samotnými interakčními experimenty zde byla provedena charakterizace svazku a byla změřena fluence jednotlivého impulzu s využitím vakuového kalorimetru a CCD kamery. Kalorimetr měří plný výkon nefokusovaného rtg. svazku. CCD kamera je schopna zobrazit profil atenuovaného svazku [15].



Obrázek 1.12: Eliptická fokusující aparatura v XAPPER [15].

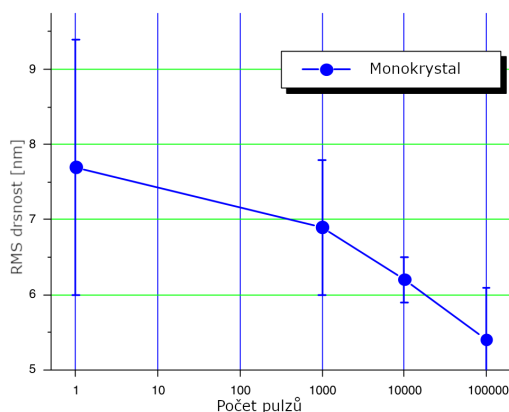
Stručný souhrn pozorovaných efektů v XAPPER experimentech [15] vyvolaných ve vzorcích wolframu působením EUV záření je v Tab. 1.2. Zde se pracovalo s fluencemi v rozsahu  $0,5 - 1,2 \text{ J/cm}^2$  a počty pulzů 1–100 000. Hodnoty  $\sim 1$  a  $\sim 1,2 \text{ J/cm}^2$  jsou pouze přibližné. Opakovací frekvence použitého zdroje je  $10 \text{ Hz}$  [15]. Byl pozorován nárůst teploty o  $200 - 300^\circ \text{ C}$  vlivem působení rtg. záření [15].

$F$ [ $\text{J}/\text{cm}^2$ ]	# [-]	Materiál	Pozorovaný efekt
0,5	$10^5$	PM	žádné poškození
		SING	
0,7	$10^5$	PM	žádné poškození
		SING	žádné poškození (potenciálně i snížení drsnosti)
$\sim 1$	$1 \times 10^4$	PM	zvětšení drsnosti na 72 nm
	$3 \times 10^4$	SING	
$\sim 1,2$	1	PM	silné poškození
		SING	

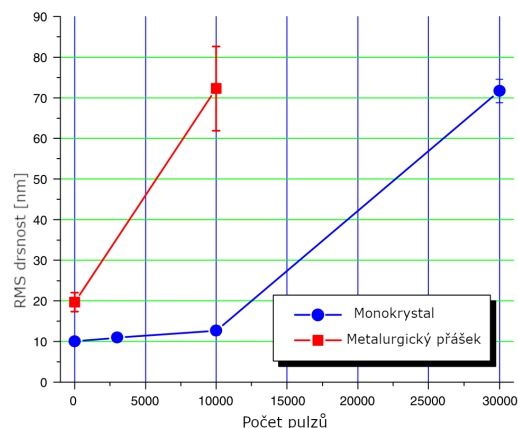
Tabulka 1.2: Shrnutí pozorovaných účinků pulzního EUV záření na různé formy wolframu (PM - slisovaný metalurgický prášek wolframu, SING - monokrystalický wolfram) z experimentů XAPPER [15].  $F$  je fluence, # počet pulzů. Původní drsnost vzorků byla  $(16 \pm 1,8)$  nm pro PM a  $(7,7 \pm 1,8)$  nm pro SING [15].

V interakčních experimentech pracujících na fluencích  $0,5 \text{ J}/\text{cm}^2$  a  $0,7 \text{ J}/\text{cm}^2$  nebylo pro PM a SING vzorky pozorováno žádné morfologické poškození (ani pozorovatelné zdrsnění) ani pro 100 000 pulzů. Byla viditelná jen změna zabarvení povrchu. Na monokrystalickém vzorku (SING) bylo dokonce pozorováno snížení drsnosti. Závislost drsnosti ozářeného povrchu na počtu akumulovaných pulzů vidíme na Obr. 1.13. Tento jev však nelze pokládat za statisticky významný [15]. Působením záření o fluenci  $\sim 1 \text{ J}/\text{cm}^2$  došlo ke zdrsnění povrchu vzorku PM i SING W. Pro 10 000 pulzů byl pozorován nárůst drsnosti PM z  $(16 \pm 1,8)$  nm na 72 nm. Nárůst  $(7,7 \pm 1,7)$  nm opět na 72 nm byl pozorován rovněž pro SING. Tam bylo sice dosaženo podobné hodnoty, ale po ozáření více pulzy. Akumulováno bylo 30 000 pulzů.

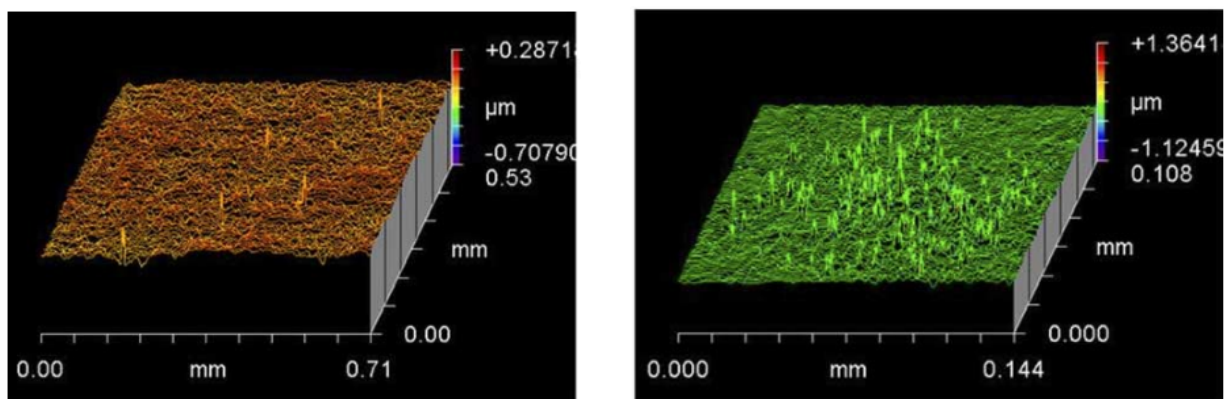
Drsnost povrchu vzorků byla zkoumána pomocí interferometrie v bílém světle (*white light interferometry*, WLI) [15]. Vývoj drsnosti povrchů vzorků PM a SING jsou na Obr. 1.14. WLI profily PM W před a po ozáření 10 000 pulzy záření o fluenci  $\sim 1 \text{ J}/\text{cm}^2$  jsou na Obr. 1.15. Na fluencích  $\sim 1,2 \text{ J}/\text{cm}^2$  bylo již pro jeden rtg. impuls pozorováno silné poškození obou vzorků. WLI snímek vzorku PM ozářeného za těchto podmínek 3 000 pulzy je na Obr. 1.16. V tomto případě již však jde o ozařovací podmínky značně horší, než které se očekávají v běžném ICF reaktoru [15].



Obrázek 1.13: Snížení drsnosti SING vzorku s počtem pulzů při fluenci  $0,7 \text{ J}/\text{cm}^2$  [15].



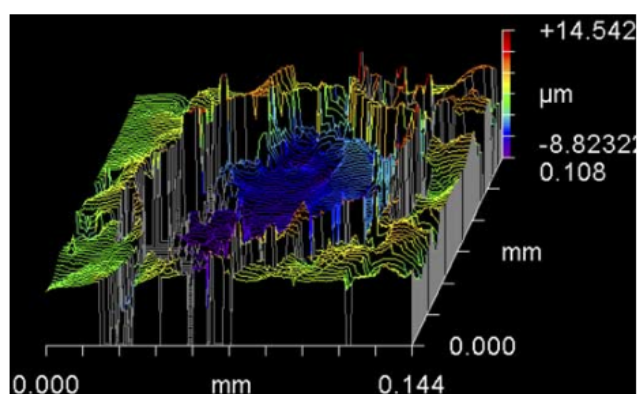
Obrázek 1.14: Vývoj drsnosti povrchů vzorků PM a SING se zvyšujícím se počtem akumulovaných pulzů záření s fluencí  $\sim 1 \text{ J}/\text{cm}^2$  [15].



(a) Povrch vzorku PM W před ozáření (rms = 20 nm, p – v = 100 nm).

(b) Povrch vzorku PM W po ozáření (rms = 72 nm, p – v = 780 nm).

Obrázek 1.15: WLI snímky povrchů vzorků slisovaného metalurgického prášku wolframu před a po vystavení působení 10 000 pulzů na fluenci  $\sim 1 \text{ J/cm}^2$  (rms je kvadratický průměr drsnosti, p – v maximální hloubka kráterů). V (a), (b) jsou různé škály [15].



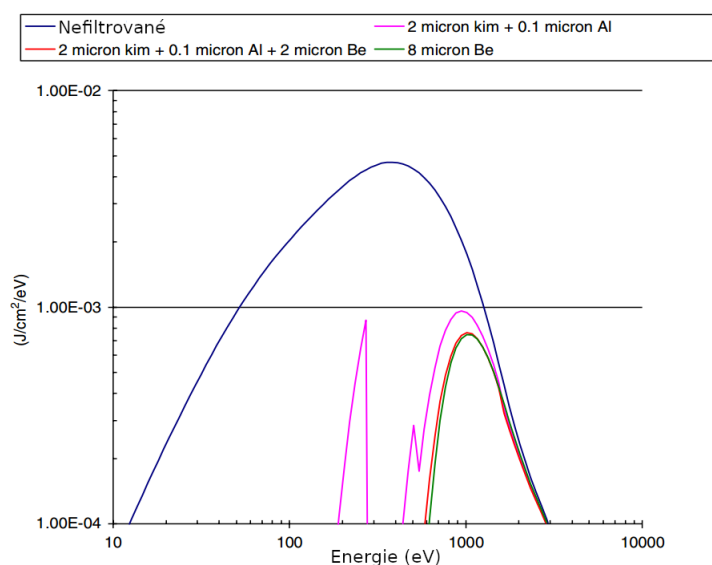
Obrázek 1.16: WLI snímek metalurgického prášku wolframu vystaveného 3 000 pulzům na fluenci  $\sim 1,2 \text{ J/cm}^2$ . Vzorek byl poškozen natolik, že interferometr nebyl schopen sbírat data v kráteru [15].

Spolu se zmíněnými experimenty byly v [15] provedeny numerické simulace ohřevu povrchu vnitřních stěn z wolframu v ICF reaktoru rtg. zářením (*RadHeat finite difference code*). Počítá se s výchozí teplotou vzorků  $T_0 = 300 \text{ K}$  a dalšími tepelnými vlastnostmi wolframu (tepelná vodivost, tepelná kapacita, opacita aj.). Další detaily a parametry simulací viz [15]. Takto získané maximální teploty wolframu dosažené rtg. ozářením na fluencích aplikovaných při výše popsaných experimentech jsou v Tab. 1.3. Hodnota  $0,8 \text{ J/cm}^2$  odpovídá očekávané fluenci ve skutečném ICF reaktoru [15]. K tavení by mělo docházet v rozmezí fluencí  $1 - 1,2 \text{ J/cm}^2$ .

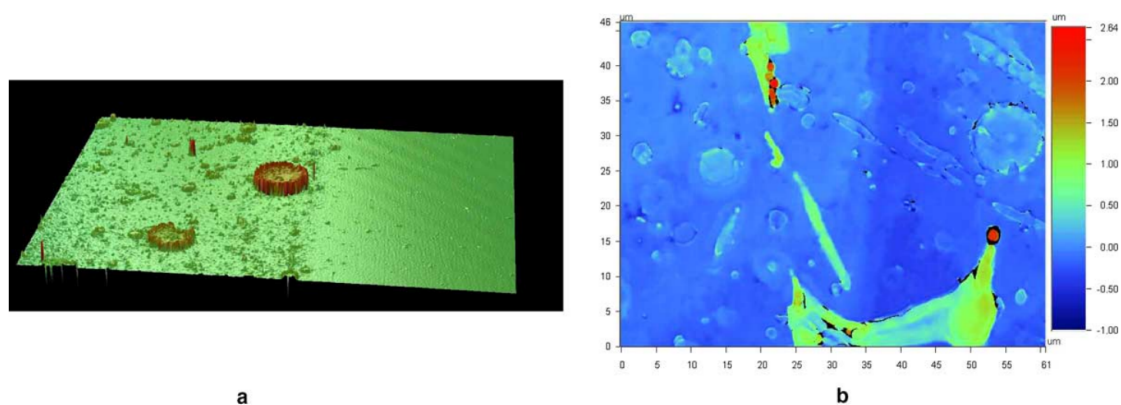
$F_X$ [J/cm <sup>2</sup> ]	$T_{\max}$ [K]
0,5	1840
0,7	2470
0,8	2780 (3250 pro $T_0 = 773$ K)
1,0	3385
1,2	> 3695 K (tavení 40 ns pulzem)

Tabulka 1.3: Fluence rtg. záření  $F_X$  používané v XAPPER experimentech a jim odpovídající maximální teploty povrchu wolframu  $T_{\max}$  z počítačových simulací RadHeat [15].

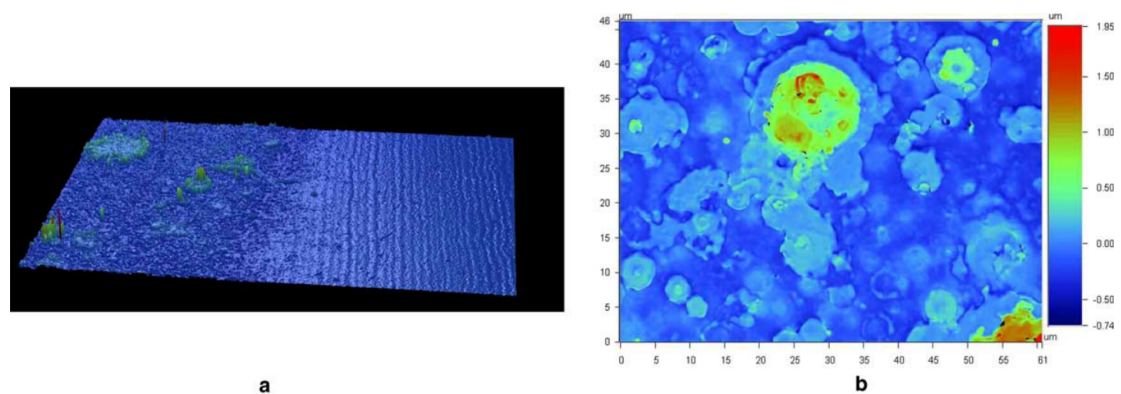
Experimenty se Z-pinčem [16] studovaly působení jednoho impulsu záření různých fluencí (0,27 J/cm<sup>2</sup> a 0,9 J/cm<sup>2</sup>) na různé formy wolframu (SING, PWM, CVD) [16]. EUV plazmová emise v rtg. spektru je zde generována v pinči, buzeným průchodem 20 MA wolframovým vodičem. Spektrum rtg. záření na výstupu závisí na teplotě, hustotě a složení plazmatu, spektrum v interakční oblasti pak lze v těchto experimentech nastavovat změnou pozice vzorků vzhledem k výstupu laserového svazku a filtrováním nízkoenergetických složek spektra [16]. K dosažení podmínek do jisté míry se přibližujících těm očekávaným v ICF reaktorech byly použity beryliové a uhlíkové filtry. Různé kombinace filtrů a vzdáleností takto umožnili nastavit spektra a fluence k interakčním experimentům. Na Obr. 1.17 vidíme rentgenové spektrum Z-pinče pro různé kombinace filtrů. Je tak zřejmé, že pro nefiltrované záření z plazmového zdroje dochází k dosud neprozkoumaným procesům zvýšeného účinku. K zamezení poškození vakuové komory a snížení kontaminace vzorků fragmenty (*debris*) ze Z-pinče byla aparatura umístěna do stínící nádoby z nerezové oceli. K dalšímu přiblížení se podmínkám panujícím v ICF reaktoru byly vzorky před samotnými experimenty vyhřátý na teplotu 600 °C, což může mít i žádoucí efekt samo o sobě, protože wolfram je při těchto teplotách méně křehký, než při laboratorních teplotách [16]. Po ozáření byl povrch vzorků zkoumán fokusovaným iontovým svazkem (FIB), optickým profilováním povrchu a rastrovacím elektronovým mikroskopem (SEM). FIB neodhalila žádné poškození těchto vzorků pro žádný ozařovací experiment. Až na záznamech z optického profiloměru byly pozorovatelné změny před a po ozařování.



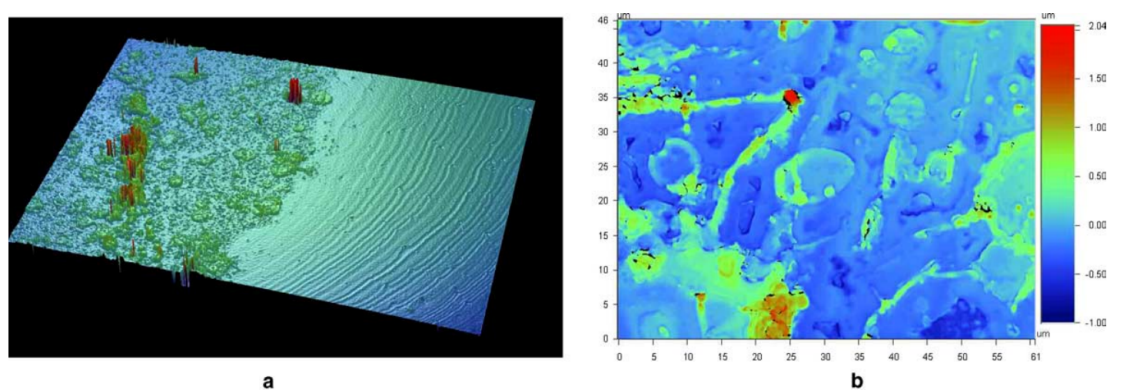
Obrázek 1.17: Rentgenové spektrum záření ze Z-pinče pro různé kombinace filtrů [16].



Obrázek 1.18: (a) Snímek povrchu SING wolframu, levá část byla vystavena působení záření o fluenci  $0,9 \text{ J/cm}^2$ . (b) Detail ozářené oblasti [16].



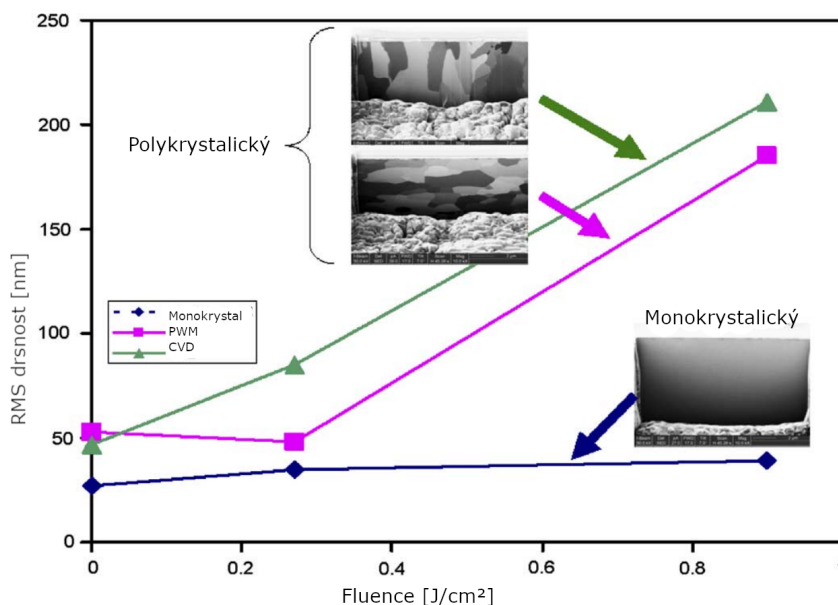
Obrázek 1.19: (a) Snímek povrchu PWM wolframu, levá část byla vystavena působení záření o fluenci  $0,9 \text{ J/cm}^2$ . (b) Detail ozářené oblasti [16].



Obrázek 1.20: (a) Snímek povrchu CVD wolframu, levá část byla vystavena působení záření o fluenci  $0,9 \text{ J/cm}^2$ . (b) Detail ozářené oblasti [16].

Na fluencích  $0,27 \text{ J/cm}^2$  nebylo v experimentech se Z-pinčem [16] pozorováno poškození žádného ze vzorků (SING, PWM, CVD wolfram). To není překvapivé, protože při předběžných experimentech autoři registrovali tavení povrchu PWM na fluenci  $2,3 \text{ J/cm}^2$ , zatímco fluence  $1,3 \text{ J/cm}^2$  k tavení nedostačovala [16]. Snímky z experimentů testujících působení záření o fluenci  $0,9 \text{ J/cm}^2$  pro SING, PWM a CVD vzorky ( $1,2 \times 0,92 \text{ mm}$ ) wolframu prováděných na Z-pinči [16] jsou na Obr. 1.18, Obr. 1.19 a Obr. 1.20. V (a) lze vždy vidět ozářenou plochu (levá strana) a nedotčenou (pravá). (b) Poskytuje detailní snímky interakčních oblastí. Poškození vzorků viditelné na snímcích jejich povrchů pochází zejména z jejich kontaminace fragmenty z různých částí aparatury. Jde hlavně o fragmenty oceli (a jejich příměsových prvků - železo, měď, nikl) ze Z-pinče a berylia z filtru rtg. záření [16]. Analýza mikrosondou v SEM zařízení poskytla informace o složení kontaminovaných oblastí. Na rozdíl od SING wolframu, kde nebylo pozorováno žádné poškození, pouze jeho kontaminace zmíněnými fragmenty, došlo po ozařování PWM a CVD vzorků ke zvětšení jejich drsnosti. Z experimentů na Z-pinči tak byl stanoven práh zvětšení drsnosti polykrystalických vzorků (PWM, CVD) wolframu mezi  $0,27 \text{ J/cm}^2$  a  $0,9 \text{ J/cm}^2$ , zatímco pro SING wolfram leží někde  $> 0,9 \text{ J/cm}^2$ .

Na Obr. 1.21 je graf vývoje drsnosti povrchů tří testovaných vzorků (SING, PWM, CVD W). Zde lze vidět značný rozdíl v nárůstu drsnosti povrchů polykrystalických materiálů (PWM, CVD) oproti monokrystalovému (SING) wolframu, kde nedošlo téměř k žádnému nárůstu.



Obrázek 1.21: Vývoj drsnosti povrchů vzorků SING, PWM a CVD W v závislosti na fluenci působícího záření [16].

Experimentálně získané výsledky ozařování na Z-pinči byly v [16] porovnány se simulacemi hloubky tavení pro různé hodnoty fluencí. Data z BUCKY simulací [16] jsou v Tab. 1.4. BUCKY simulacemi byl stanoven hlavně práh tavení wolframu na Z při fluenci  $0,5 \text{ J/cm}^2$  a práh odpařování při fluenci  $2,4 \text{ J/cm}^2$ . Podle těchto simulací mělo při fluenci  $0,9 \text{ J/cm}^2$  dojít k tavení  $0,2 \mu\text{m}$  vrstvy wolframu, což nebylo v experimentech se Z-pinčem pozorováno [16]. Rozdíly v datech ze simulací (Tab. 1.4) a experimentálně získaných datech pro PWM wolfram (Tab. 1.5) jsou v [16] přisuzovány zejména zanedbání zrn a dalších povrchových jevů při simulacích toku energie povrchem materiálu. Působením rtg. záření dochází také k odpařování malého množství materiálu z jeho povrchu. Jde však o velmi malé změny, které je velice

obtížně měřit. V numerických simulacích však stanoveny byly (Tab. 1.4), přičemž je možné, že tyto výpary dále filtrují rtg. záření a mohou snižovat fluenci deponovanou na povrch vzorku [16].

$F_{un}$ [J/cm <sup>2</sup> ]	$F_f$ [J/cm <sup>2</sup> ]	$F_d$ [J/cm <sup>2</sup> ]	$\delta_m$ [μm]	$\delta_v$ [μm]
2,01	0,50	0,50	0	0
4,36	1,08	1,08	0,25	0
9,76	2,42	2,30	0,547	0,0655
12,0	2,99	2,68	0,604	0,108
31,6	7,86	5,03	0,721	0,386
60,0	14,9	6,89	0,805	0,623

Tabulka 1.4: Data z BUCKY simulací hloubky tavení materiálů Z-pinčem. Kde  $F_{un}$  a  $F_f$  jsou fluence nefiltrovaného a filtrovaného rtg. svazku,  $F_d$  deponovaná fluence a  $\delta_m$ , resp.  $\delta_v$  hloubka tavení, resp. hloubka pro vypařování [16].

$F$ [J/cm <sup>2</sup> ]	Přehřátí	Filtr	Hloubka tavení
19	/	žádný	1,5 μm
2,3	/	2 μm kimfoil + 0,1 μm Al	0,5 μm
1,3	/	2 μm kimfoil + 0,1 μm Al + 2,5 μm Be	žádné tavení
0,9	600° C	8 μm Be + apertura	žádné tavení

Tabulka 1.5: Experimentálně získané výsledky pro tavení PWM wolframu pro různé fluence  $F$  [16].

Závislost drsnosti na počtu akumulovaných pulzů pro PM a SING wolfram (Obr.1.14) umožňuje navrhnout vysvětlení procesu poškození wolframu rtg. zářením. Proces samotný není dosud kompletně popsán, ale z těchto dat je možné vyvodit potenciální existenci jistého prahu, po jehož překročení dochází k poškození povrchu wolframu a zvětšení jeho drsnosti. V článku [15] jsou navrženy další možné kroky v tomto výzkumu, jako je např. ozařování PM a SING vzorků počtem pulzů  $> 30\,000$  při fluenci  $\sim 1$  J/cm<sup>2</sup> a sledování vývoje drsnosti vzorků nebo podrobnější měření zvyšování drsnosti mezi 10 000 a 30 000 pulzy. Perspektivní by bylo dlouhodobé ozařování při fluenci 0,7 J/cm<sup>2</sup>, což jsou podmínky relevantní pro ICF reaktor. To by mohlo ukázat, expozice kolika pulzy již nevede ke zvyšování drsnosti a nastupují procesy vedoucí k vážnějšímu poškození, například k praskání materiálu a oddělování jeho fragmentů [15].

### 1.3 Zdroje záření a ozařovací podmínky

V této části práce stručně představíme zdroje záření a možné experimentální sestavy použitelné pro experimenty zaměřené na studium současných účinků dlouhovlnného a krátkovlnného záření. Jde o koherentní a nekoherentní plazmové zdroje. Ty využívají XUV/rtg. emise horkého plazmatu vytvořeného buď silnoproudým elektrickým výbojem, nebo fokusovaným svazkem optického laseru. Jejich zástupcem je zde především argonový kapilární výbojový laser (CDL; kolizně čerpaný ASE laser s ustáleným ziskem) [19–22]. Pro experimenty, jimiž se zde zabýváme, je zvláště významné, že pinčující plazmový sloupec kapilárního výboje produkuje zároveň koherentní XUV záření i nekoherentní širokopásmovou emisi na mnohem delších vlnových délkách. Další přístupy ke generování intenzivního extrémního ultrafialového a měkkého rtg. záření využívají buď svazku relativistických elektronů (SR a FEL) nebo přímo násobí energii fotonů laserového svazku (HHG):

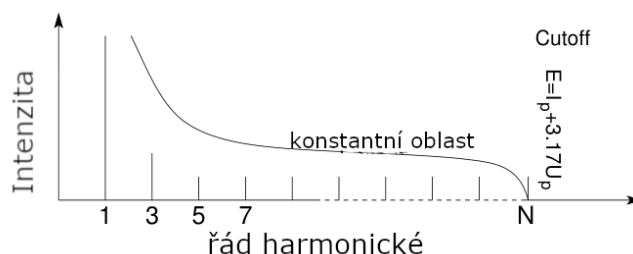
- zdroje synchrotronového záření (SR; ohybové magnety, undulátory, wiggler),
- lasery na volných elektronech (FEL),
- vysoké harmonické ultrakrátkých optických laserových pulzů (HHG).

Nejvyššího špičkového jasů (*peak brightness*) je možno dosáhnout na FEL zdrojích. Zdroje SR zase vynikají velkou flexibilitou (na jednom synchrotronovém zařízení lze provozovat mnoho *beamlines*, kde je možno pracovat se SR v různých spektrálních oborech a zajistit velmi rozdílné ozařovací podmínky). HHG zdroje jsou kompaktní a ekonomické.

#### 1.3.1 Vysoké harmonické

Generování vysoké harmonické (HHG) je založeno na ozařování atomárního plynu (např. He, Ne) [25], pevné látky (např. krystal ZnO) [24] nebo jiných struktur (např. C<sub>60</sub>) [23] ke generování záření menších vlnových délek. Jde v podstatě o rozdělení energie skupiny fotonů o určité energii ( $h\omega$ ) na foton o energii  $n\hbar\omega$ , kde  $n$  je řád harmonické [23]. Tedy převod několika nízkofrekvenčních fotonů na menší počet vysokofrekvenčních fotonů. Tohoto principu bylo využito např. v člancích [1, 5] ke generování SH ( $\lambda = 410$  nm; 2. harmonická) a XUV ( $\lambda = 21,6$  nm; 38. harmonická) z femtosekundových pulzů Vis-NIR záření ( $\lambda = 820$  nm), s jejichž využitím bylo následně studováno současné působení dlouhovlnného a krátkovlnného záření na různé materiály.

Běžné spektrum HHG (Obr.1.22) se vyznačuje postupně klesající intenzitou s lichým řádem harmonické a zejména oblastí konstantní intenzity končící náhlým poklesem k nule v bodě  $I_p + 3,17U_p$ , kde  $I_p$  je ionizační potenciál a  $U_p$  ponderomotorická energie [24].

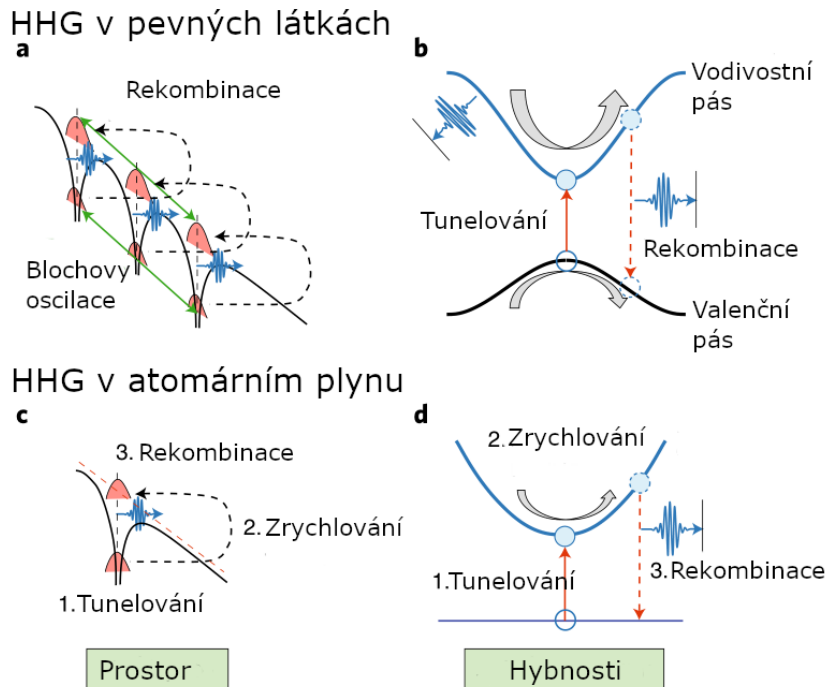


Obrázek 1.22: Graf typické intenzity záření pro HHG v atomárních plynech vzhledem k řádu harmonické. V grafu lze vidět oblast konstantní intenzity (*plateau*) a následný rychlý pokles k nule (*cutoff*) v  $I_p + 3,17U_p$ , kde  $I_p$  značí ionizační potenciál a  $U_p$  ponderomotorickou energii [23].



Základní princip HHG v atomárních plynech lze vysvětlit pomocí tzv. tříkrokového modelu. Tento je schématicky zobrazen na Obr. 1.23c. V prvním kroku je vnějším laserovým polem uvolněna malá část vlnové funkce (elektron) z atomu, nyní ionizovaného. Ta je v druhém následně tímto vnějším polem oddalována a urychlována, načež je po změně orientace laserového pole urychlena zpět. Zde ve třetím kroku interferuje s atomem, čímž dochází k emisi koherentních vysokoenergetických vysokofrekvenčních fotonů. V podstatě jde o přeměnu amplitudy laserového pole na vysokoenergetické fotony [23]. Na Obr. 1.23d lze vidět průběh hybnosti elektronu při tomto procesu. Elektron je vnějším polem transportován z valenčního do vodivostního vrstvy, kde je následně tímto polem urychlen (z nulové hybnosti), načež rekombinuje zpět do valenčního pásu během čehož emituje vysokoenergetický foton.

K vysvětlení procesu generování HHG v krystalu ZnO byl v [24] podán analogický popis mikroskopického průběhu (Obr. 1.23a,b). Oproti modelu pro atomární plyn má elektron v pevné látce několik možností po excitaci vnějším polem. Působením Blochových kmitů<sup>2</sup> může, díky menšími vzdálenostmi iontů v krystalech, přímo rekombinovat s blízkými ionty nebo jako v předchozím případě projít tříkrokovým procesem [24]. Prostor hybností (Obr. 1.23b) zobrazuje nejvnější valenční a nejnižší vodivostní pás [24]. Zde je opět přechod elektronu do vodivostního pásu, jeho urychlení a rekombinace provázená vyzářením vysokoenergetického fotonu. Navíc spolu s možnou rekombinací a vyzářením fotonu vlivem Blochových kmitů v krystalu. Překrytí valenčních a vodivostních pásů v kovech vede k již zmíněným přeskokům elektronů uvnitř atomových obalů, vedoucích k uvolnění menších energií mechanismem HHG, než při rekombinaci tříkrokovým procesem. Polovodiče již mají oddělený valenční a vodivostní pás zakázaným pásem. K vnitřním přeskokům také dochází, ale v menší míře výhradně vibracemi krystalové mřížky [23]. Izolanty mají ještě širší zakázaný pás a dominuje v nich tedy zmíněná rekombinace.



Obrázek 1.23: Schéma mikroskopických mechanismů HHG v pevných látkách (**a** - průběh v prostoru, **b** - vývoj hybnosti) a atomárním plynu (**c** - průběh v prostoru, **d** - vývoj hybnosti) [24].

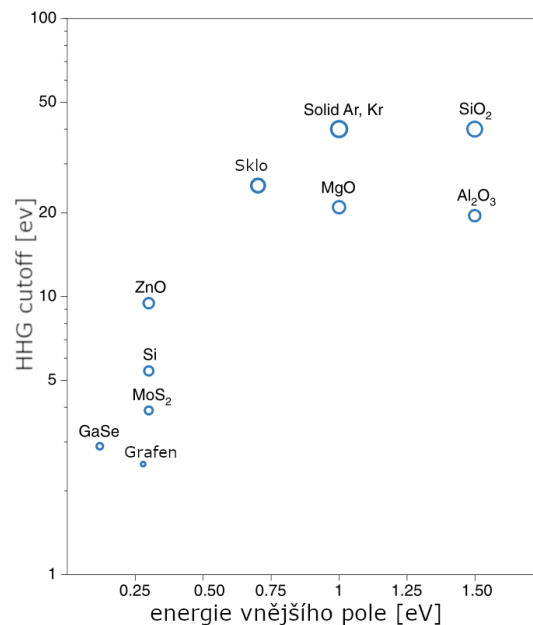
<sup>2</sup>Elektron v krystalu vlivem působení konstantního elektrického pole kmitá, oproti přirozenější představě, kdy by se pohyboval konstantní rychlostí.

K uskutečnění rekombinace a tedy celého konceptu HHG je potřeba dosažení zejména tří po sobě následujících procesů. (1) Musí dojít k vyražení elektronu z obalu atomu plynu nebo krystalu, (2) tento musí být urychlen vnějším polem a (3) rekombinovat s původním atomem. (1) Je možno splnit překonáním Coulombovské bariéry působením vnějšího elektrického pole laseru. Z parametrů laseru lze určit jeho intenzitu a následně amplitudu jím indukovaného elektrického pole, jehož hodnota může být porovnána s elektrickým polem Coulombova pole daného atomárního plynu. Tento poměr pak odpovídá možnosti realizace uvolnění elektronu ze specifického orbitalu. K popisu tohoto procesu byl v [23] vytvořen model deformace Coulombova potenciálu vlivem vnějšího elektrického pole. Původní Coulombův potenciál dosahoval pouze záporných hodnot, zatímco celkový složený z Coulombova a vnějšího statického elektrického pole laseru byl nakloněn do záporných a hlavně i do kladných hodnot, kde již není elektron vázán a může být z atomového obalu uvolněn [23]. Náklon celkového potenciálu závisí na polaritě vnějšího pole. (2) Následuje urychlení volného elektronu tzv. ponderomotorickou silou, která strhává tento elektron do oblasti slabšího elektrického pole. Velikost ponderomotorické síly odpovídá časové střední hodnotě nárůstu kinetické energie za periodu oscilace vnějšího pole [23]. Pro ponderomotorickou energii navíc platí  $U_p \sim 1/\omega^2$ , tj.  $U_p$  roste s vlnovou délkou, což je jeden z důvodů proč se HHG používá zejména pro dlouhovlnné záření [23]. (3) Je nutné dosáhnout urychlení a rekombinace elektronu s původním, nyní ionizovaným, atomem. Tato podmínka je základním východiskem pro odvození maximální energie záření, které je schopen tento elektron emitovat. To je tzv. cut-off energie  $E_{cut} = I_p + 3,17U_p$ , kde  $I_p$  je ionizační energie, tj. energie potřebná k uvolnění elektronu z obalu atomu. Odvození viz [23].

HHG v pevných látkách [23, 24] nebylo dosud kompletně popsáno, bylo však již demonstrováno na několika materiálech. Výčet několika z nich spolu s grafem závislosti energií (vlnových délek) laserového budícího pole na maximální energii vysokých harmonických pro tyto materiály je na Obr. 1.24.

V publikaci [24] je představeno HHG do 25. harmonické s využitím ZnO krystalu. Zde byla také pozorována zajímavá vlastnost HHG v pevných látkách, kde maximální energie rostla lineárně s energií vnějšího pole, oproti kvadratické závislosti pozorované pro atomární plyn [24].

V neposlední řadě je na místě zmínit HHG v nanostrukturách [23], které je v mnoha ohledech velice výhodné. V tomto případě lze totiž upravovat tvar a velikost potřebných struktur k maximalizaci zisků z HHG, zároveň je zde dosahováno mnohem větší míry rekolicizace elektronů s ionty a k ionizaci stačí slabší vnější pole, protože tyto materiály mají menší ionizační potenciál [23]. Mezi jejich hlavní nevýhody na druhou stranu patří zejména jejich snadná fragmentace vlivem intenzivního laserového záření a možný odklon od HHG k elektronové emisi a ionizaci (nedochází k rekombinaci) [23]. Relevantní teorie spolu s představením experimentálních výsledků HHG v  $C_{60}$  jsou rozebrány v [23]. HHG v grafenu a magnetických materiálech je popsáno také v [23].



Obrázek 1.24: Závislost energie fotonů nejvyšší harmonické na energii vnějšího pole pro HHG v pevných látkách. V sestupném pořadí jde o grafen, GaSe, MoS<sub>2</sub>, Si, ZnO, MgO, sklo, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> a Ar/Kr v pevném skupenství [24].

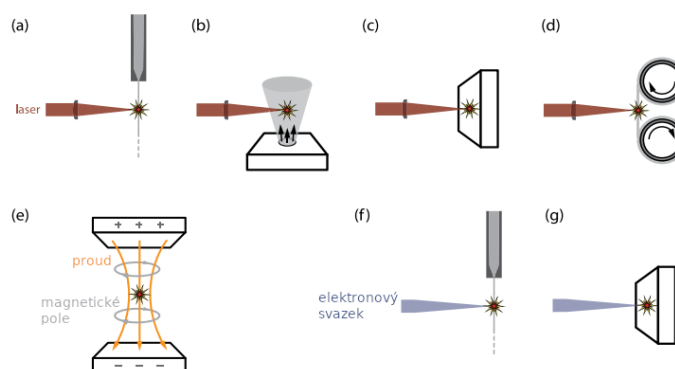
### 1.3.2 Plazmové zdroje nekoherentního záření

Tyto zdroje jsou založeny na faktu, že dostatečně horké a husté plazma vydatně vyzařuje v extrémní ultrafialové, měkké rentgenové a při ještě vyšších teplotách v rentgenové spektrální oblasti. Na rentgenové emisi se podílejí především následující tři procesy [27, 28]: brzdné záření, rekombinační záření a spektrální čáry. Brzdné záření (*bremsstrahlung*) je emitováno elektrony při jejich interakci s ionty zejména v silně ionizovaném plazmatu. Rekombinační záření vyzařují elektrony při záchytu iontem. Tento proces dominuje v hustém plazmatu. Čárové spektrum přísluší elektronům přecházejícím z vyšší na nižší energetickou hladinu v atomech resp. atomárních iontech.

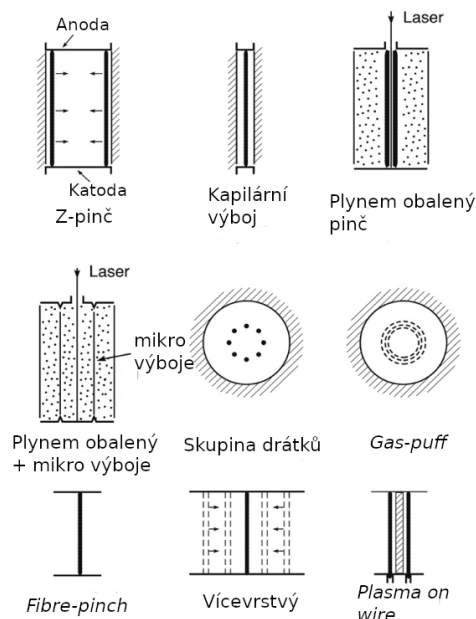
Často se využívá laserové plazma vytvářené interakcí fokusovaného výkonového laserového svazku s vhodným materiálem. Záření absorbované v pevné látce z ní vytváří plazma, s nímž (jeho korunou) laserový svazek dále interaguje procesem nazývaným *inverse bremsstrahlung*. V naší literatuře je výstižně pojmenován kolizní absorpcí. Jeho efektivita závisí především na intenzitě záření a kolizní frekvenci elektronů a iontů v plazmatu, která je dána jak elektronovou teplotou, tak hustotou [26]. Záření o dané vlnové délce odpovídá určitá (kritická) elektronová hustota. Je-li plazma hustší, nemůže se v něm elektromagnetická vlna volně šířit. Laserové záření se tedy v expandujícím plazmatu absorbuje pouze tam, kde je elektronová hustota nižší než kritická. Absorbuje se tedy v koruně a do hustších částí plazmového výtrysku se šíří vedením tepla od kritické plochy. Tak vzniká husté (typicky  $\sim 10^{23}$  elektronů/cm<sup>2</sup>) a horké (typicky několik keV) plazma, silně emitující nekoherentní elektromagnetické záření v rentgenovém oboru spektra [27].

Husté horké plazma může vznikat nejenom v důsledku interakce svazků výkonových laserových systémů, ale také působením silnoproudých výbojů v různých prostředích. Nejznámějšími takovými zdroji jsou tzv. Z-pinče [28]. Průchodem proudu vzniká pinčující efekt stlačující Lorentzovou silou nabitě částice k ose, podél níž prochází proud. Tím dochází k nárůstu hustoty a teploty plazmového sloupce a tedy vytvoření podmínek pro generování silné rentgenové emise [26]. Na Obr. 1.26 jsou pak různé druhy pinčů a na Obr. 1.27 je schéma plazmového fokusu. Více o pinčích a zejména plazmovém fokusu je možno najít v bakalářské práci [28].

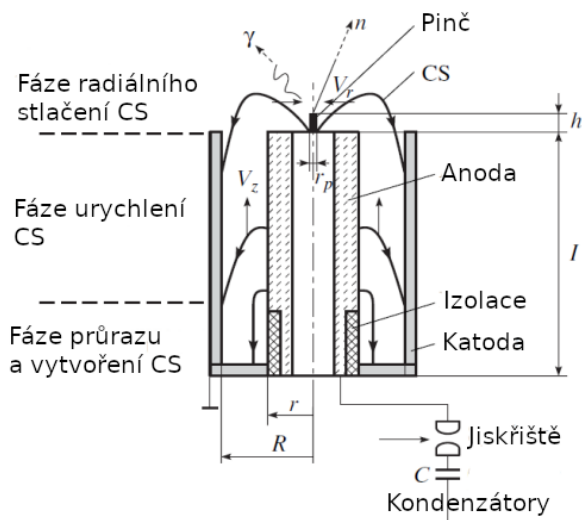
Mezi oběma výše popsanými způsoby generace plazmatu se nachází využití svazků nabitých částic. Užívají se jak ionty (včetně protonů a deuteronů), tak elektrony. Omezujícím faktorem je však limitní hustota náboje v takových svazcích. Schémata hlavních způsobů realizace plazmových zdrojů XUV/rtg. záření jsou vyobrazena na Obr. 1.25.



Obrázek 1.25: Schémata experimentálních sestav plazmových zdrojů XUV/rtg. záření. Laserové plazma s (a) vodní tryskou, (b) plynovou tryskou, (c) masivním pevným terčem, (d) páskovým terčem, (e) pinčující plazma a elektronovými svazky buzená (f) vodní tryska a (g) pevný terč [26].



Obrázek 1.26: Různé druhy pinčů. [28].



Obrázek 1.27: Schéma konstrukce a principu fungování plazmového fokusu (CS - klouzavý výboj) [28].

Je třeba vzít v úvahu i nekoherentní dlouhovlnnou viditelnou emisi. Většinou je pokládána za nežádoucí průvodní jev. V experimentech zaměřených na studium současného účinku ionizujícího a neionizujícího záření by však mohla představovat komparativní výhodu plazmových zdrojů. Právě tím, že poskytují oba druhy emise svázané v prostoru a čase. Tak je tomu např. u kapilárního výbojového XUV laseru popsaném v části 1.3.3 této práce a dále námi charakterizovaný. Tam v plazmovém pinči vzniká procesem ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) koherentní krátkovlnné záření, výbojové plazma ovšem emituje nekoherentní dlouhovlnnou složku. Ty zamýšlíme využít ke studiu synergického efektu při jejich současném působení na materiály.

### 1.3.3 Plazmové zdroje koherentního záření

Jako příklad plazmového zdroje koherentního záření zde představíme kompaktní kapilární výbojový XUV laser (CDL) s laserovou akcí v neonu-podobných iontech argonu ( $\text{Ar}^{8+}$ ). Toto zařízení emituje koherentní extrémní ultrafialové záření s vlnovou délkou  $\lambda = 46,9 \text{ nm}$ . K zesílení spontánní emise (*Amplified Spontaneous Emission*, ASE) zde dochází v pinčujícím plazmatu kapilárního výboje v argonu. Takový zdroj záření byl využit ke studiu poškození povrchu a-C působením mnoha akumulovaných pulzů na fluencích pod prahem ablace a-C jedním XUV laserovým impulzem [11]. Dále například, spolu s jinými zdroji XUV/rtg. záření, ke zkoumání vlivu doby trvání laserového impulzu na ablační procesy [8].

Dříve se v CDL zařízení využívaly velké vodní kondenzátory a Marxovy generátory pro vysoká napětí, typicky 200 – 700 kV [20]. Novější modely CDL [19–22] pracují s výrazně nižším napětím. To jim umožňuje dosáhnout vyšší opakovací frekvence a menších (stolních) rozměrů. Pomocí konfigurace s nízkou indukčností je v nich redukováno napětí potřebné ke generování špičkového proudu nutného pro vytvoření a čerpání aktivního prostředí. Vodní kondenzátory byly nahrazeny keramickými nabíjenými na značně nižší napětí ( $< 90 \text{ kV}$ ) [20]. Dané schéma také podstatně snižuje rušení při provozu CDL, což má značný význam pro řadu interakčních experimentů, především těch s pokročilou citlivou diagnostikou. Parametry kompaktního repetičního CDL [20] jsou shrnuty v Tab. 1.6.

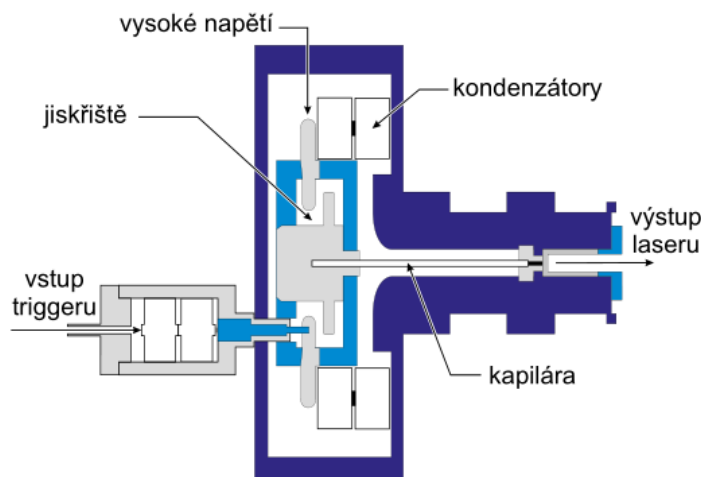
Rozměry	$0,4 \times 0,4 \text{ m}^2$ ( $0,4 \times 0,8 \text{ m}^2$ včetně TM)
Hmotnost	400 kg
Vlnová délka	46,9 nm
Délka pulzu	1,5 ns (FWHM)
Energie pulzu	$> 10 \mu\text{J}$
Opakovací frekvence	5 Hz (běžně); 12 Hz (max)
Životnost kapiláry	$(2 - 3) \cdot 10^4$ pulzů
Proud	$\sim 21 \text{ kA}$
Kapilára	$\text{Al}_2\text{O}_3$ ( $d = 3,2 \text{ mm}$ , $l = 210 \text{ mm}$ ), plněná Ar (50 Pa)

Tabulka 1.6: Parametry CDL používaného v pracích [20–22]. TM - turbomolekulární (vývěva), FWHM - (délka pulzu) v polovině maximální intenzity,  $d$  - vnitřní průměr (kapiláry),  $l$  - délka (kapiláry) [22].

Schéma konstrukce laserové hlavy CDL je na Obr. 1.28. Zde lze vidět nejpodstatnější části CDL, jde zejména o:

- **Hlavní jiskřiště (*spark gap*):** je sériově spojeno s katodu kapiláry a slouží ke spínání proudu při dosažení dostatečného napětí mezi elektrodami (tlak syntetického vzduchu mezi elektrodami je  $\sim 500 \text{ kPa}$ ) [21].
- **Keramické kondenzátory (*capacitors*):** o celkové kapacitě 27 nF jsou v prstencové konfiguraci rozmístěny kolem hlavního jiskřiště. Jsou koaxiálním kabelem spojeny s pulzním zdrojem v ovládací skříni a nabíjeny na 80 – 90 kV [20].
- **Korundová kapilára (*capillary*):** s vnitřním průměrem 3,2 mm, dlouhá 21 cm je naplněna předionizovaným argonem ( $p \sim 50 \text{ Pa}$ ) [20].
- **Výstup laseru (*laser output*):** apertura CDL (anoda kapiláry) je pak dále napojena na vakuovou interakční komoru (krátkovlnné záření je ve vzduchu silně pohlcováno) [21].
- **Ostatní:** Rogowského cívka k měření proudu kapilárou, olejové chlazení celé laserové hlavy a další podpůrné systémy, včetně stínění elektromagnetického šumu hliníkovým krytem [20].

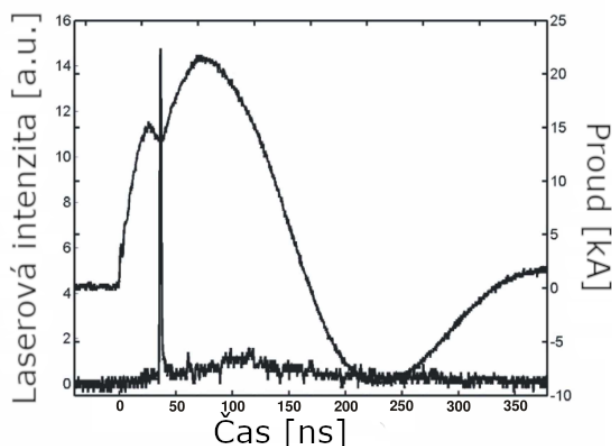
K zamezení zeslabení laserového svazku fotoionizací atomů argonu je na konec kapiláry turbomolekulární a spirálovou (*scroll*) vývěvou čerpán argon [20]. Tlak na výstupu kapiláry je  $\sim 1$  mPa [22]. Mezi koncem laserové hlavy CDL a interakční komorou mohou být umístěny další diagnostické systémy sloužící např. k měření výstupní energie laserového pulzu vakuovou fotodiodou. Důležitou součástí CDL jsou další jiskřiště a vysokonapěťové pulzní zdroje umístěné mimo laserovou hlavu v ovládací skříni zajišťující správný tvar a sčasování předpulzu s hlavním pulzem [21].



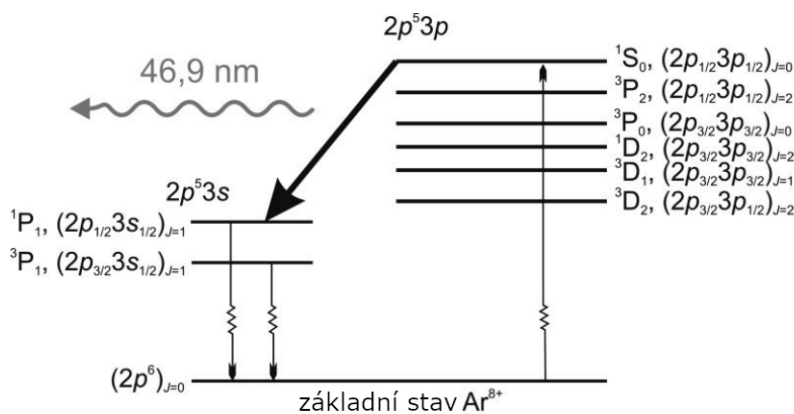
Obrázek 1.28: Schéma kompaktního repetičního kapilárního výbojového XUV laseru [20].

Tento CDL je založen na zesílení spontánní emise (ASE) jedním průchodem pinčujícím plazmatem stlačeného Lorentzovou silou kolem osy kapiláry. Katoda kapiláry je sériově spojena s hlavním jiskřištěm, anoda je spojena se zemí. Na elektrody jiskřiště je nejdříve přiveden krátký napěťový předpulz sloužící k předionizaci argonu v kapiláře. Vybitím keramických kondenzátorů je pak přes hlavní jiskřiště přiveden na kapiláru hlavní pulz ( $\tau = 33$  ms,  $U_{\max} = 80$  kV). Hlavní pulz je na jiskřišti spínán  $\sim 50$  kV pulzem opačné polaroty oproti napětí na kondenzátorech, což umožňuje případnou synchronizaci s dalšími procesy a zařízeními [20]. Hlavní proudový pulz vybudí povrchový bariérový výboj v kapiláře. Osou kapiláry teče špičkový proud  $I \sim 22$  kA [20]. Průchodem proudu vzniká kolem osy kapiláry magnetické pole působící Lorentzovou silou na argonové plazma - vzniká pinč. Nabité částice jsou urychlovány k ose kapiláry, čímž zde roste hustota plazmatu a jeho teplota a postupně klesá průměr plazmového sloupce. Průběh proudu spolu s intenzitou XUV laseru je vyneseno jako funkce času na Obr. 1.29. Dobře patrný je nárůst proudu kapilárou po jeho sepnutí v čase  $t = 0$  ns, v čase  $t = 40$  ns došlo k maximálnímu stlačení plazmového sloupce, které vede ke snížení indukčnosti plazmatu (viditelný pokles proudu v této oblasti). Poměr délky ku průměru plazmového sloupce je při maximálním stlačení  $\sim 1000$  [22].

Krátce před dosažením maxima hustoty, tedy v čase  $t \sim 35$  ns se vytváří laserový impulz ( $\tau = 1,5$  ns FWHM). Ten opouští kapiláru aperturou v anodě [20]. Laserové záření vzniká rychlou zářivou relaxací excitovaných iontů argonu. V hustém plazmatu dochází k inverzi populace způsobené kolizní excitací iontů (8+) argonu na hladinu  $^1S_0(2p_{1/2}3p_{1/2})_{J=0}$ , z které deexcitují na hladinu  $^1P_1(2p_{1/2}3s_{1/2})_{J=1}$  [21]. Takto dochází k zesílené spontánní emisi (ASE). Grotrianův diagram s vyznačeným laserovým přechodem je na Obr. 1.30. Spodní hladina ( $^1P_1(2p_{1/2}3s_{1/2})_{J=1}$ ) má krátkou dobu života a nezářivými přechody z ní rychle dochází ke zpětnému obsazování základní hladiny [22].

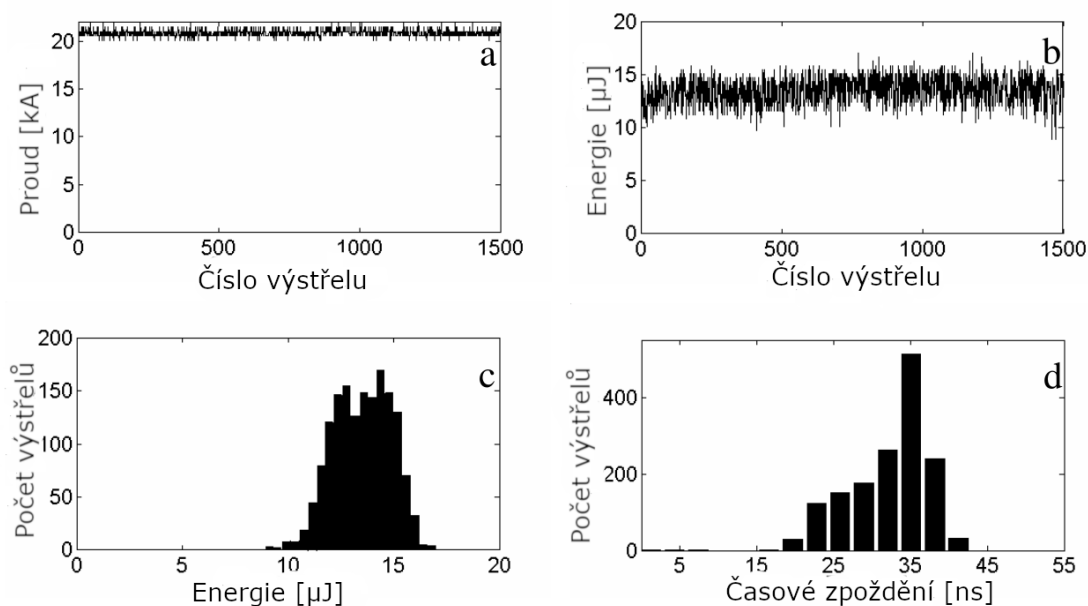


Obrázek 1.29: Průběh proudu při výboji (horní křivka) a intenzita laserového pulzu na výstupu (spodní křivka) z kapiláry plněné argonem. Lokální minimum proudu v  $\sim 40$  ns bylo způsobeno náhlým nárůstem indukčnosti plazmového sloupce v okamžiku vzniku pinče [20].



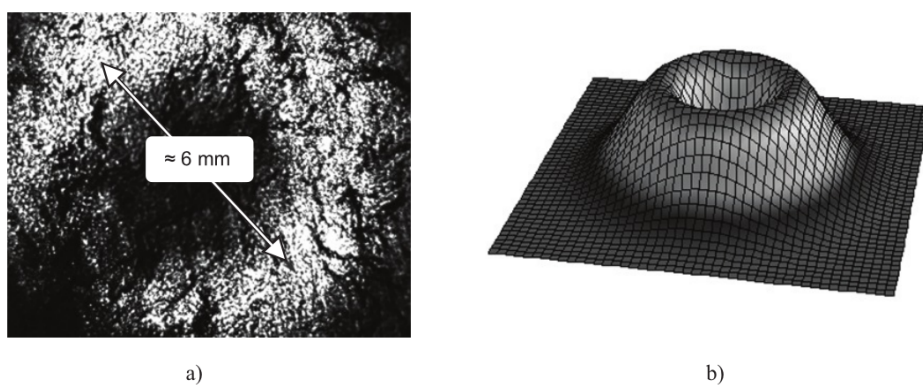
Obrázek 1.30: Grotrianův diagram iontů  $\text{Ar}^{8+}$  s vyznačeným laserovým přechodem [22].

Svazek kompaktního CDL byl následně charakterizován a fokusován [20–22]. Vakuovou fotodiódou byly v práci [20] proměřeny energetické parametry svazku na výstupu z kapiláry. Fotodióda byla umístěna 80 cm od výstupu z CDL zařízení. Svazek CDL byl atenuován k zamezení saturace použité fotodiody [20]. Byly změřeny variace špičkového proudu kapilárou a energie XUV pulzu na výstupu z CDL pro 1500 pulzů při opakovací frekvenci  $f = 12$  Hz (Obr. 1.31a, resp. Obr. 1.31b). Histogram rozdělení výstupních energií je na Obr. 1.31c. Z naměřených hodnot byla stanovena průměrná energie pulzu  $E = (13 \pm 1, 3) \mu\text{J}$  a průměrný výkon  $P = 0, 15$  mW [20]. Na Obr. 1.31d je vyneseno histogram rozložení časového zpoždění mezi spouštěním a detekcí laserového pulzu na výstupu.



Obrázek 1.31: Grafy odpovídající měření 1500 laserových pulzů s opakovací frekvencí  $f = 12$  Hz. (a) Špičkový proud; (b) energie pulzu na výstupu laseru,  $E = (13 \pm 1, 3) \mu\text{J}$ ; (c) rozložení energie pulzu na počtu pulzů; (d) rozložení zpoždění mezi spouštěním a detekcí laserového pulzu na výstupu [20].

Prostorové rozložení intenzity laserového svazku bylo v článkách [21, 22] měřeno hybridní CCD kamerou. Ta dopadající XUV záření pomocí vhodného fosforu konvertuje na Vis-UV záření. To je pak možno registrovat standardním nábojově vázaným prvkem [21]. CCD kamera byla umístěna 134 cm od apertury a do cesty svazku byla umístěna hliníková fólie tloušťky 400 nm k odstínění nekoherentního dlouhovlnného záření generovaného argonovým plazmatem. Na Obr. 1.32a vidíme rozložení intenzity jednoho pulzu z CDL a 3D simulace jeho tvaru (Obr. 1.32b). Byl pozorován anulární tvar svazku (tzv. *donut shape*) s průměrem  $\sim 6$  mm a divergencí svazku 4,5 mrad.



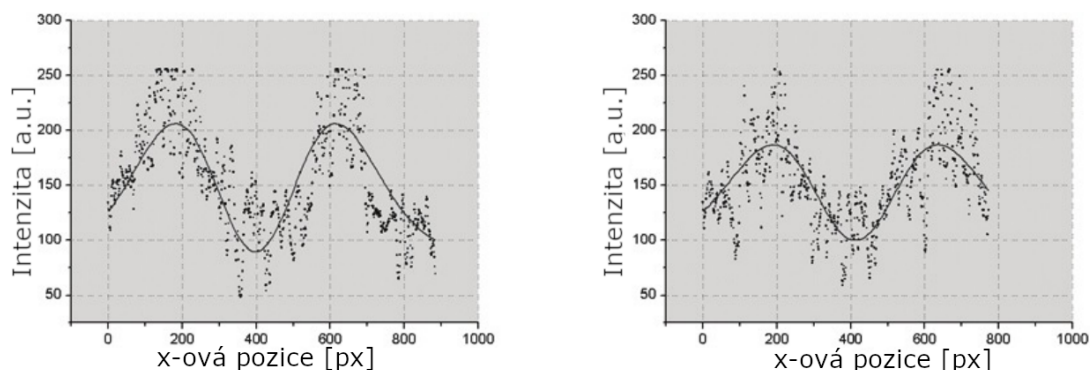
Obrázek 1.32: (a) Prostorové rozložení intenzity filtrovaného svazku CDL zviditelněné CCD kamerou umístěnou 134 cm od výstupu kapiláry. (b) Model rozložení intenzity tohoto svazku [22].



Data naměřená CCD kamerou byla v článku [22] proložena křivkou:

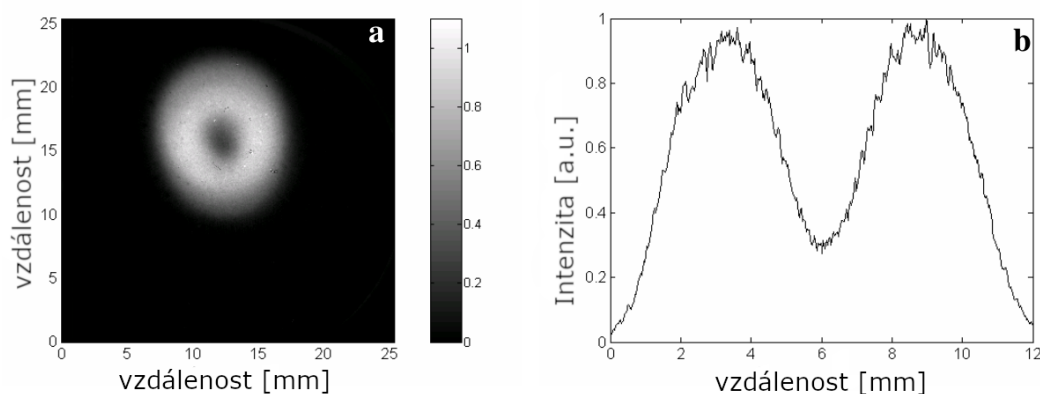
$$I(r) = I_0 \left( \frac{r}{r_{foc}} \right)^2 \exp \left( -\frac{2r^2}{r_{foc}^2} \right), \quad (1.1)$$

kde  $I(r)$  je intenzita ve vzdálenosti  $r$ ,  $I_0$  špičková intenzita a  $r_{foc}$  poloviční šířka fokusovaného svazku [22]. Model svazku je na Obr. 1.32b, příslušné řezy fitů a dat na Obr. 1.33.



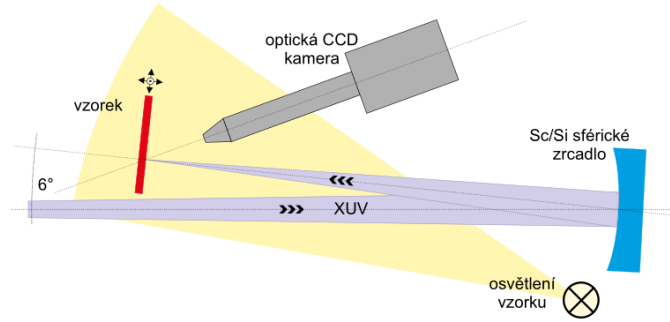
Obrázek 1.33: Data z CCD kamery proložena předpisem pro anulární kráter [22].

V článku [20] byla CCD kamera umístěna 157,5 cm od apertury. Zde bylo navíc napětí pulzy stíněno krátkovlnné záření. Pro jeden impuls byl opět pozorován anulární tvar svazku (Obr. 1.34) se vzdáleností maxim  $\sim 6$  mm a divergencí svazku 5,2 mrad [20].

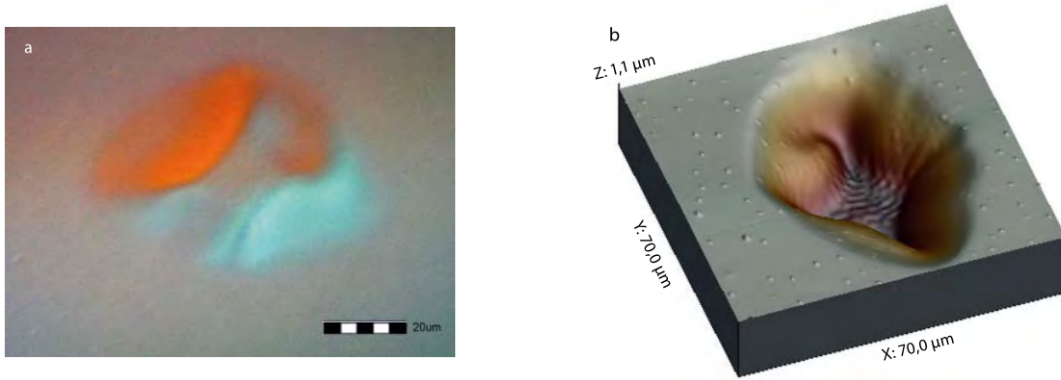


Obrázek 1.34: (a) Příčné rozložení intenzity XUV laserového svazku CDL zviditelněné CCD kamerou umístěnou 157,5 cm od výstupu kapiláry. (b) Intenzitní profil svazku [20].

Po stanovení tvaru svazku byla v pracích [21, 22] provedena jeho fokusace pomocí sférického zrcadla a využita metoda ablačních imprintů. Schéma uspořádání aparatury pro fokusaci je na Obr. 1.35. K fokusaci bylo použito Sc/Si sférické zrcadlo s ohniskovou vzdáleností  $f = 25$  cm, na které dopadal svazek pod úhlem  $6^\circ$  od normály, což odpovídá maximu reflektivity multivrstvy pro vlnovou délku  $\lambda = 46,9$  nm [21]. Na vzorek (500 nm silná vrstva PMMA nanosená na křemíkovou destičku metodou odstředivého lití - *spin coating*) umístěný nejdříve do ohniska (*tight focus*) sférického zrcadla bylo akumulováno 15 pulzů. Poškození jeho povrchu bylo následně zkoumáno Nomarského mikroskopem a AFM. Snímky z těchto mikroskopů jsou na Obr. 1.36.



Obrázek 1.35: Schéma uspořádání aparatury k fokusaci svazku XUV laseru Sc/Si sférickým zrcadlem na ozařovaný vzorek [21].



Obrázek 1.36: Snímky ozářených oblastí vzorku PMMA fokusovaným svazkem XUV záření z (a) Normarského mikroskopu a (b) AFM [21].

Posunem vzorku v ose svazku ( $z$ -scan) byla určena poloha ohniska fokusovaného svazku. Plochy povrchu vzorku erodované 15 pulzy v závislosti na poloze vzorku vzhledem k fokusačnímu prvku ( $z$ ) jsou vyneseny na Obr. 1.37. Naměřená data byla v [22] proložena Gaussovou křivkou.

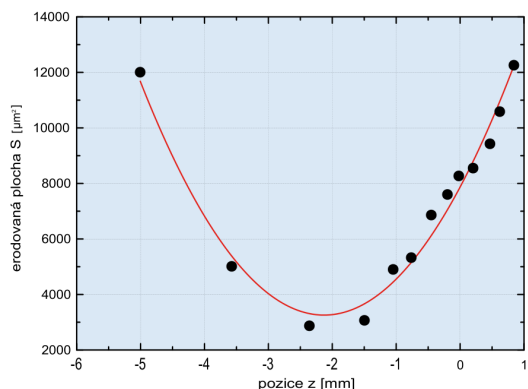
$$S_1(z) = S_1(0) \left( 1 + \frac{(z - z_c)^2}{z_0^2} \right), \quad (1.2)$$

kde  $S_1(z)$  je erodovaná plocha v bodě  $z$ ,  $S_1(0) = (3300 \pm 300) \mu\text{m}^2$  minimální erodovaná plocha v ohnisku  $z_c$  a  $z_0$  je Rayleighův parametr. Takto byla stanovena poloha ohniska  $z_c = (-2, 12 \pm 0, 03) \text{ mm}$  a Rayleighův parametr  $z_0 = 1, 8 \text{ mm}$  [22].

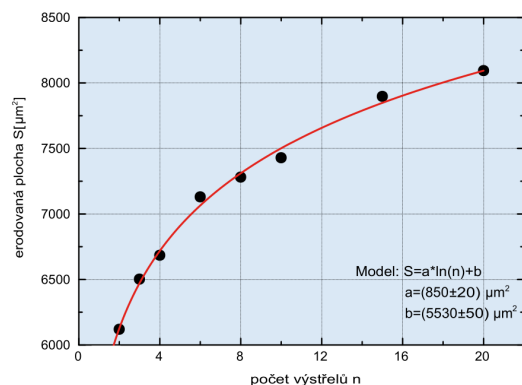
V člancích [21, 22] byl dále zkoumán vliv počtu akumulovaných pulzů na poškození povrchu vzorku PMMA. Tato data (Obr. 1.38) byla proložena logaritmickou křivkou:

$$S_I(N) = \frac{S_0}{2} \ln(N) + S_1, \quad (1.3)$$

kde  $S_I(N)$  je plocha vzorku erodovaná  $N$  pulzy,  $S_0 = \pi r_0^2$  plocha svazku v rovině vzorku a  $S_1$  vyjadřuje schopnost mikroskopu detekovat radiční poškození povrchu [22]. Erodovaná plocha tedy roste logaritmicky s počtem pulzů. V článku [22] byly stanoveny parametry fitu:  $S_0 = (1700 \pm 40) \mu\text{m}^2$ ,  $S_1 = (5530 \pm 50) \mu\text{m}^2$ . Z dat na Obr. 1.37 a Obr. 1.38 byla následně vypočtena plocha  $S_{foc} = (710 \pm 60) \mu\text{m}^2$  a poloměr  $r_{foc} = (15, 0 \pm 0, 6) \mu\text{m}$  fokusovaného svazku [22].

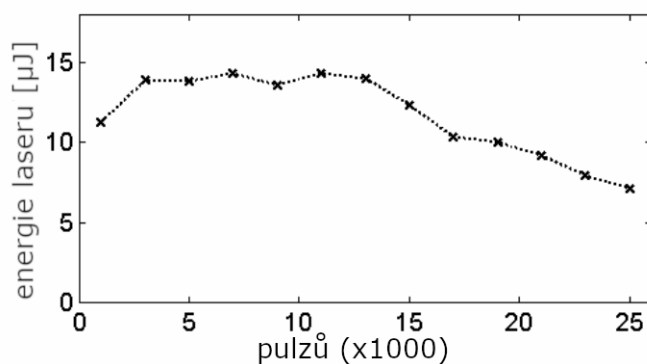


Obrázek 1.37: Erodované plochy povrchu vzorku PMMA v závislosti na jeho vzdálenosti od fokusačního Sc/Si zrcadla [21].



Obrázek 1.38: Erodované plochy povrchu vzorku PMMA v závislosti na počtu pulzů, za předpokladu, že svazek má gaussovský profil [21].

Provozem CDL dochází také k opotřebování stěn kapiláry vlivem ablace, což ve výsledku snižuje energii pulzů na výstupu ze zařízení. Při opakovací frekvenci  $f = 12$  Hz byly v práci [20] měřeny energie pulzů v závislosti na počtu výstřelů s jednou kapilárou. Získaná data jsou na Obr. 1.39. Vidíme, že energie pulzu na výstupu z laseru poklesne na polovinu za 20 000 - 30 000 pulzů. Výměnou kapiláry se opět dostaneme k původním hodnotám výstupní energie.



Obrázek 1.39: Energie laserového pulzu v závislosti na počtu výstřelů pro opakovací frekvenci  $f = 12$  Hz. Pokles na poloviční intenzitu byl pozorován po 20 000 - 30 000 výstřelech [20].

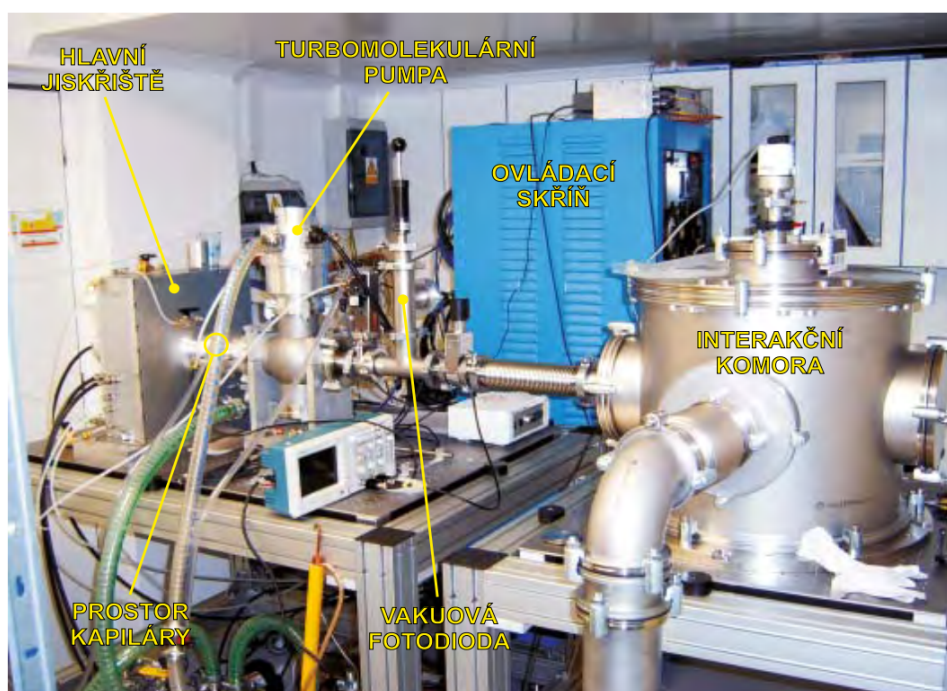
### 1.3.4 Kombinace různých zdrojů, především laserů na volných elektronech a konvenčních dlouhovlnných laserů

V části 1.1.3 jsme ukázali, že sčasovaných impulzů dlouhovlnného záření z konvenčního pevnolátkového laseru a krátkovlnného záření z laseru na volných elektronech (FEL) může být využito ke studiu fotofragmentace molekulárního jodu [14]. Konkrétně šlo o FLASH (*Free Electron LASer in Hamburg*) naladěný na  $\lambda = 13,4$  nm synchronizovaný s Titan-Safírovým laserem ( $\lambda = 800$  nm). Svazky byly nastaveny tak, aby v nich byly srovnatelné hustoty výkonu. Obvykle se takové kombinace velmi krátkých (femtosekundových) intenzivních pulzů využívají ke zkoumání velmi rychlých procesů v molekulách, atomech nebo pevných látkách tzv. metodami iniciujícího a sondujícího impulzu (tedy *visible-pump/XUV probe*, *XUV-pump/NIR-probe* metodami). Práce [14] ovšem dokládá, že tato schémata mohou být využita i ke studiu současného působení (*dual action*) ionizujícího a neionizujícího záření. V obvyklých *pump-and-probe* schématech však *probe beam* bývá většinou výrazně méně intenzivní než *pump pulse*. Pro schéma *pump-and-pump* by musely být intenzity srovnatelné.

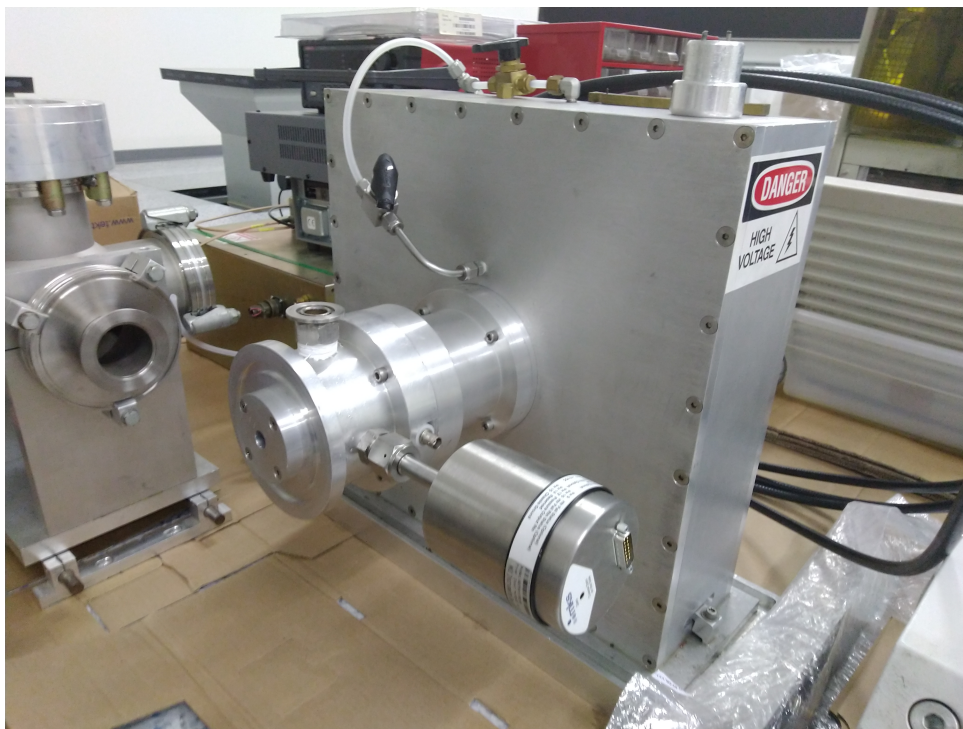
## 2 Experimentální část

### 2.1 Kompaktní repetiční CDL

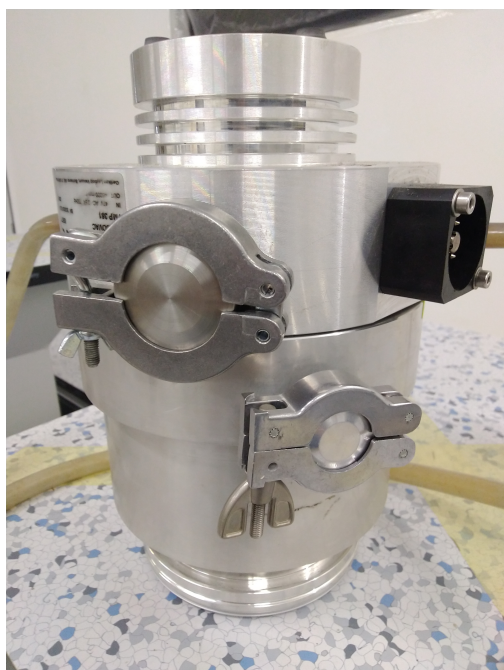
Argonový kapilární výbojový XUV laser byl již popsán v části 1.3.3 této práce věnované plazmovým zdrojům koherentního záření. V experimentální části popíšeme konkrétní typ laseru, který jsme využili v našich experimentech. Celý kompaktní repetiční kapilární výbojový laser vidíme na Obr. 2.1. Laserovou hlavu obsahující hlavní jiskřiště, keramické kondenzátory a kapiláru ukazuje Obr. 2.2. Dále zde vidíme turbomolekulární vývěvy pro čerpání argonu (Obr. 2.3) a čerpání vzduchu z interakční komory (Obr. 2.4), válcovou vakuovou interakční komoru (Obr. 2.5) umožňující provádět konkrétní měření (Obr. 2.6) s XUV zářením ve vzduchu jinak velmi silně pohlcovaném, ovládací skříň (Obr. 2.7) a její jednotlivé panely (Obr. 2.8).



Obrázek 2.1: Kompletní sestava kapilárního výbojového laseru s interakční komorou a ovládací skříní. (parametry tohoto CDL jsou shrnuty v Tab. 1.6) [21].



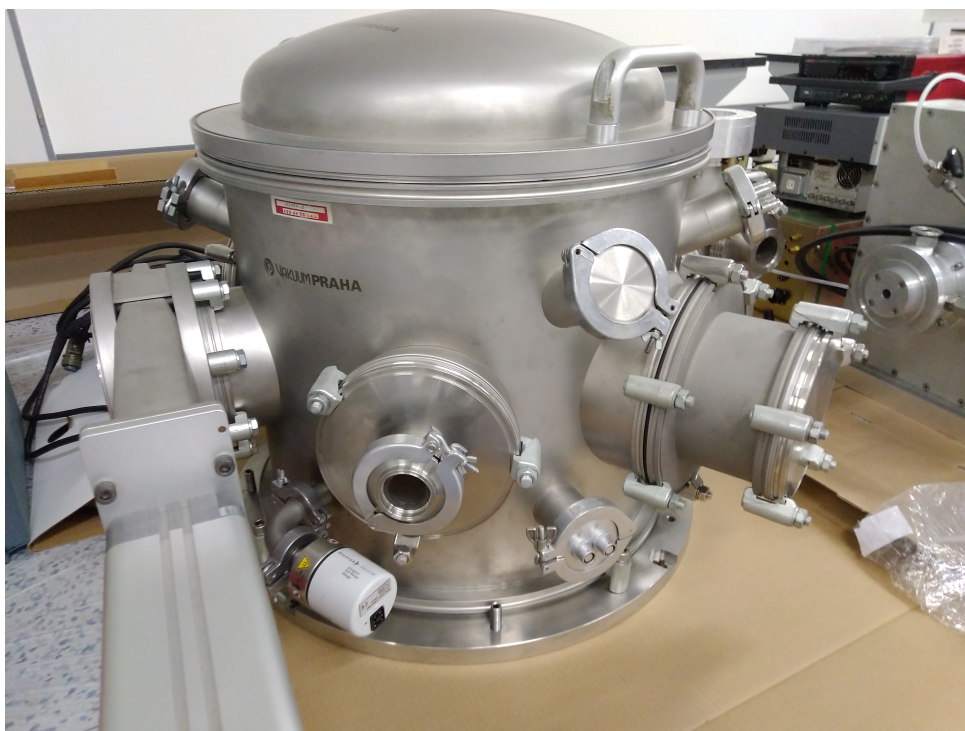
Obrázek 2.2: Laserová hlava CDL s hlavním jiskříštěm, keramickými kondenzátory a prostorem pro kapiláru (schéma této části kapilárního výbojového laseru je na Obr. 1.28).



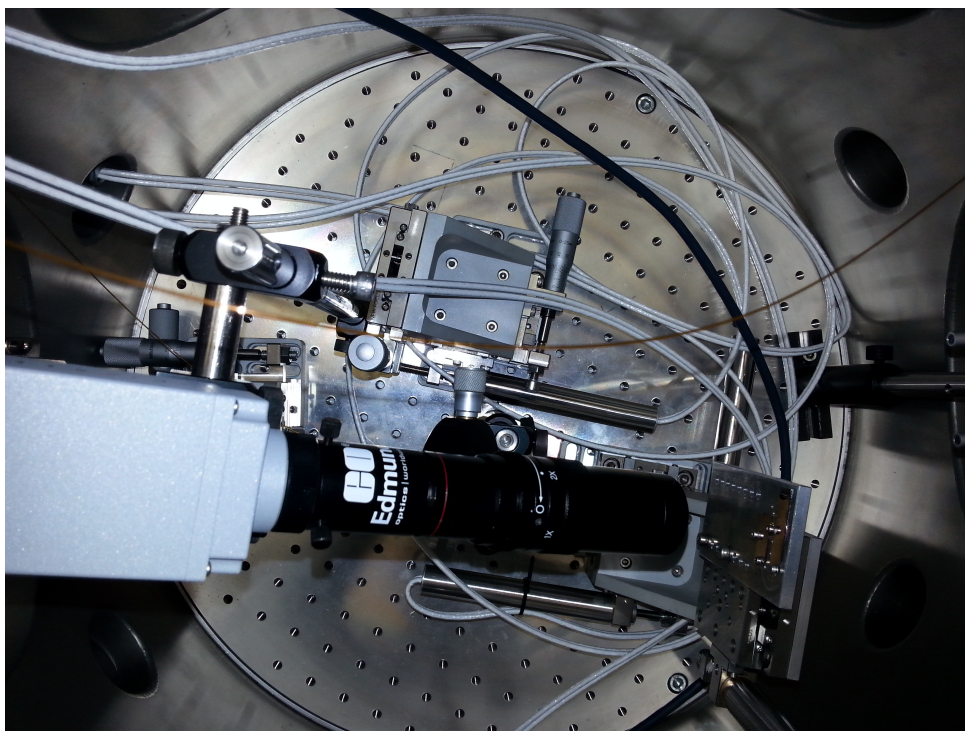
Obrázek 2.3: Turbomolekulární vývěva pro čerpání prostoru za kapilárou.



Obrázek 2.4: Turbomolekulární vývěva pro čerpání interakční komory.



Obrázek 2.5: Válcová interakční komora z nerezové oceli standardu ISO-K vnitřního průměru 500 mm (DN500) vybavená optickou lavicí a čtyřmi přírubami (DN200).



Obrázek 2.6: Vnitřek interakční komory s experimentální sestavou pro charakterizaci svazku CDL.



Obrázek 2.7: Ovládací skříň kompaktního XUV CDL.



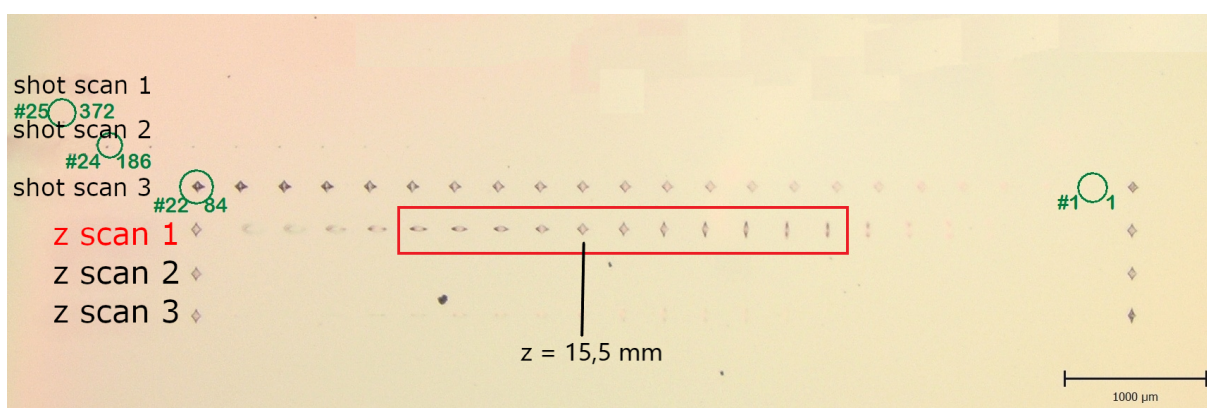
Obrázek 2.8: Jednotlivé panely ovládací skříň kompaktního XUV CDL.



## 2.2 Charakterizace profilu svazku CDL

Následující text shrnuje proces zpracování dat z AFM snímků povrchů PMMA vystavených laserovému záření z CDL. Hlavním cílem byla charakterizace podélného profilu laserového svazku s využitím WSxM softwaru [29] a NoReFry (*Nonlinear response function recovery*) algoritmu [31].

Výchozí data pocházela ze série experimentů s cílem charakterizovat svazek CDL (Obr. 2.9). Přičemž v *shot-scan 3* měření byl vzorek PMMA umístěn v symetrické pozici mezi sagitálním a tangenciálním ohniskem ( $z = 15,5$  mm) a počet výstřelů se pohyboval v rozmezí  $n \in \langle 1; 84 \rangle$ . *Z-scan 1* naopak pracoval s konstantní hodnotou výstřelů ( $n = 5$ ) a proměnnou vzdáleností od symetrické pozice mezi ohnisky  $z \in \langle 9,5; 19,5 \rangle$ . V z-skenu byl svazek fokusován sférickým multivrstevným Sc/Si zrcadlem s fokální vzdáleností  $f = 25$  cm. Další měření na Obr. 2.9 nejsou pro tuto práci relevantní.



Obrázek 2.9: Imprinty na PMMA z CDL pro *shot-scan* ( $z = 15,5$  mm,  $n \in \langle 1; 84 \rangle$ ) a *z-scan* ( $z \in \langle 9,5; 19,5 \rangle$ ,  $n = 5$ ). Červeně je zvýrazněna oblast imprintů zobrazených níže (Obr. 3.3) detailněji.

Výstup z AFM pro *shot-scan 3* a *z-scan 1* byl zpracován pomocí WSxM softwaru [29]. Ten umožnil vyrovnat tyto snímky a částečně odstranit šum a další artefakty měření. Výstupem poté byl diskretizovaný hloubkový profil pro jednotlivé imprinty (viz Dodatek - WSxM). Dalším krokem na cestě k charakterizaci podélného profilu laserového svazku bylo stanovení tzv. efektivní plochy ( $A_{\text{eff}}$ ), resp. efektivní kaustické křivky. Efektivní plocha je plocha stopy svazku. Efektivní plochu lze přímo měřit s použitím metody ablačních (nad prahových) nebo desorpčních (pod prahových) imprintů [30], zde byla avšak použita mnohem přesnější alternativa využívající NoReFry algoritmus [31].

### 2.2.1 Efektivní plocha svazku

Efektivní plocha ( $A_{\text{eff}}$ ) svazku šířícího se ve směru osy  $z$  s příčným profilem v rovině  $(x, y)$  je definována pomocí energie na impuls ( $E_{\text{impuls}}$ ) vztahem [30]:

$$E_{\text{impuls}} = F_0(z) \iint_{\mathbb{R}^2} f(x, y, z) dx dy = F_0(z) A_{\text{eff}}(z), \quad (2.1)$$

kde  $F_0(z)$  je maximální fluence a  $f(x, y, z)$  profil svazku s maximem normovaným na jedna (tj.  $0 \leq f(x, y, z) \leq 1$ ).

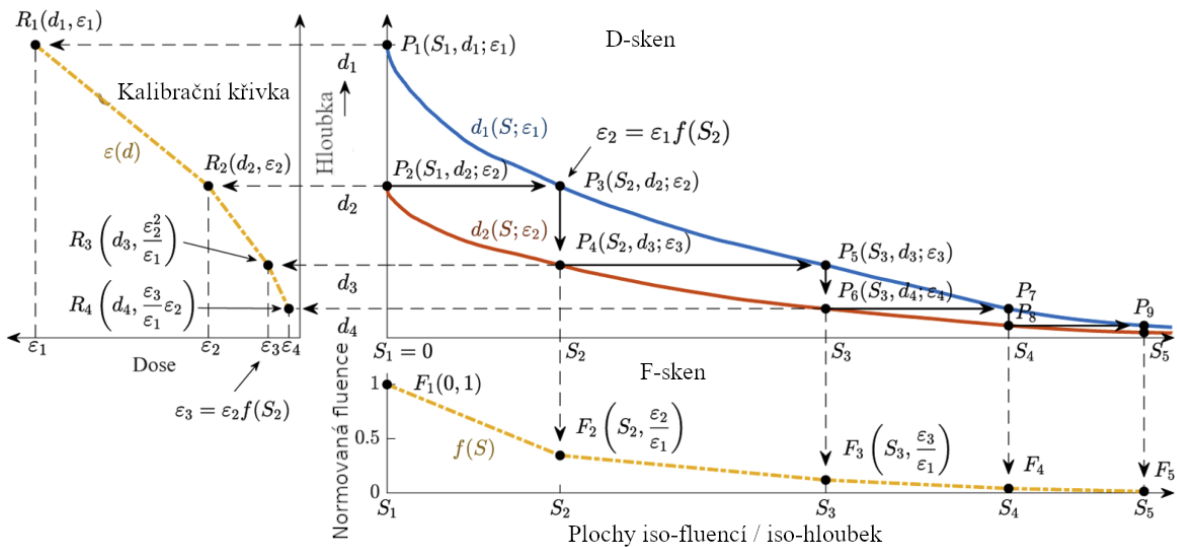
Pak efektivní plocha svazku v závislosti na pozici  $z$  (efektivní kaustická křivka) je [30]:

$$A_{\text{eff}}(z) = \frac{E_{\text{impuls}}}{F_0(z)} = \iint_{\mathbb{R}^2} f(x, y, z) dx dy. \quad (2.2)$$

Plocha  $A_{\text{eff}}$  tedy odpovídá ploše pod křivkou normovaného f-skenu, kde f-sken (fluenční sken) je křivka definována jako závislost normované fluence  $f$  na ploše odpovídající iso-fluenční kontury (tj. ploše kontury stejných fluencí) pro daný profil svazku. Z rovnice (2.2) plyne, že efektivní plocha je definována jako objem pod normovaným profilem fluence. Zároveň však můžeme efektivní plochu vyjádřit jako plochu pod křivkou normovaného fluenčního skenu [30].

### 2.2.2 NoReFry algoritmus

Další pojem, se kterým budeme pracovat je kalibrační křivka, tedy graf závislosti deponované dávky na jí odpovídající hloubce vzniklého kráteru. Tato jednoznačně přiřazuje ke každé hloubce odpovídající dávku, čehož využijeme níže. K určení f-skenu a kalibrační křivky byl použit NoReFry algoritmus [31] vycházející z tzv. d-skenu (*depth scan*) a dvou předpokladů. První stanovuje, že ke každé hodnotě hloubky imprintu existuje právě jedna odpovídající nenormovaná fluence (dávka). Druhý svazuje iso-fluenční konturu svazku s iso-hloubkovou konturou imprintů, tj. každé ploše kontury ( $S$ ) lze přiřadit normovanou fluenci  $f(S)$ . D-sken zobrazuje závislost hloubky kráteru ( $d$ ) na ploše odpovídající iso-hloubkové kontury ( $S$ ), přičemž  $d = 0$  odpovídá povrchu vzorku. Na Obr. 2.10 je model d-skenu pro dvě hladiny naakumulované dávky  $\varepsilon$ . Za pomoci diskretních bodů na těchto křivkách v d-skenu je možno, pomocí následujícího postupu, odvodit f-sken a kalibrační křivku. Výchozími body zde jsou  $P_1(S_1; d_1; \varepsilon_1)$  a  $P_2(S_1; d_2; \varepsilon_2)$  odpovídající maximální hloubce imprintů  $d_1^{\text{max}} = d_1$  a  $d_2^{\text{max}} = d_2$ , tyto totiž přímo odpovídají bodům  $R_1(d_1; \varepsilon_1)$  a  $R_2(d_2; \varepsilon_2)$  v kalibrační křivce a bodu  $F_1(0, 1)$  v f-skenu (protože zde můžeme položit  $S = 0$  a  $f(S) = 1$ ). Další body v kalibrační křivce a f-skenu dostaneme s využitím dvou zmíněných předpokladů. První umožní najít nový bod (o stejných hodnotách  $d, \varepsilon$  a rozdílné hodnotě  $S$ ) přechodem z  $P_2(S_1; d_2; \varepsilon_2)$  do  $P_3(S_2; d_2; \varepsilon_2)$ . Druhý poté udává vztah mezi akumulovanými dávkami ( $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 f(S_2)$ , čímž dostaneme bod  $F_2(S_2, \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1})$  v f-skenu. Použijeme-li druhý předpoklad znovu ( $\varepsilon_3 = \varepsilon_2 f(S_2) = \varepsilon_1^2 / \varepsilon_1$ ), dostaneme se do bodu  $P_4(S_2; d_3; \varepsilon_3)$ . Tento opět odpovídá bodu  $R_3(d_3; \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1})$  v kalibrační křivce. Následující body lze získat opakováním tohoto algoritmu. Detailnější popis NoReFry algoritmu viz appendix B v článku [31].



Obrázek 2.10: Model NoReFry algoritmu pro dva imprinty o různých naakumulovaných dávkách. Plochy iso-fluencí / iso-hloubek vyjadřují plochy kontur stejné fluence / stejné hloubky. [31]

### 2.3 Měření emise CDL v různých spektrálních oborech

Emisní spektra krátkovlnného záření z argonového CDL byla měřena XUV mřížkovým (1200 vrypů na mm) *flat-field* spektrometrem popsáným v práci [32]. UV-Vis-IR záření plazmatu bylo zachyceno hliníkovými filtry tloušťky 400 nm (Goodfellow, UK). Do *flat-field* spektrometru se tedy dostalo jen XUV záření.

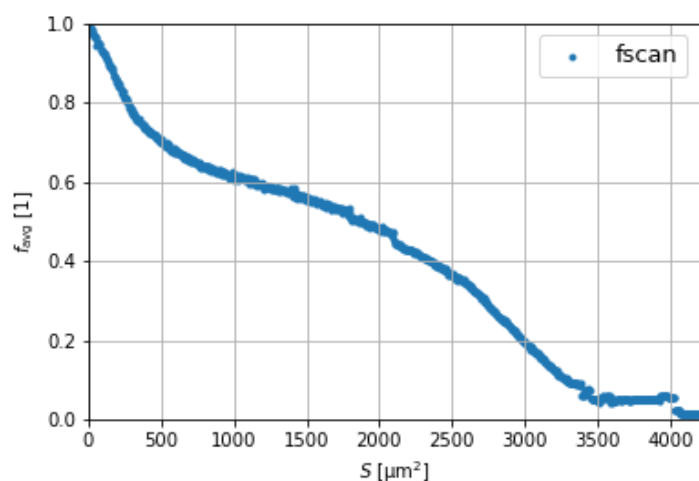
Spektrum dlouhovlnné (UV-Vis) nekoherentní (širokopásmové) emise argonového kapilárního výboje byla registrována pro různé tlaky argonu v kapiláře. Aby byla odblokována XUV emise (případně nabitě částice a *debris* kapiláry) plazmatu, byla před vstupní štěrbinu mřížkového UV-Vis iCCD spektrometru (ME257 Oriel + iStar 720 iCCD Andor; spektrometrická sestava je podrobně popsána v práci [33]) umístěna leštěná destička LiF optické kvality tloušťky 1 mm.



## 3 Výsledky a diskuze

### 3.1 Podélný profil svazku CDL

Výstupem zpracování dat z AFM ve WSxM (Dodatek - WSxM) je diskretizovaný hloubkový profil pro jednotlivé imprinty ze shot-skenu a z-skenu. Použitím NoReFry algoritmu na zpracovaná data ze shot-skenu podle sekce 2.2.2 dostaneme normovaný f-sken (Obr. 3.1) a kalibrační křivku (Obr. 3.2).



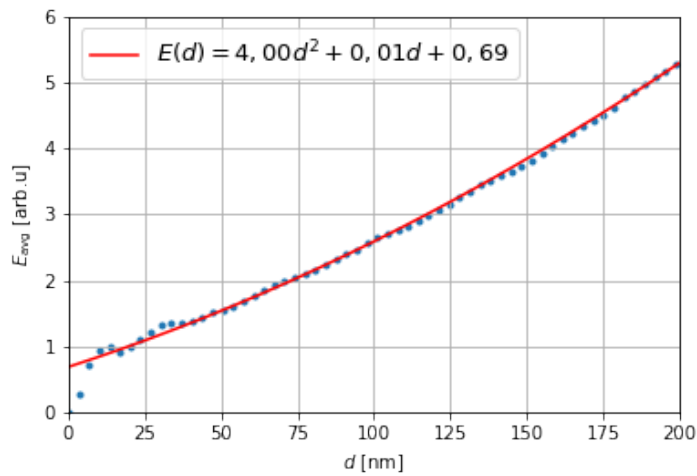
Obrázek 3.1: F-sken z NoReFry algoritmu.

Efektivní plocha pro *shot-scan* (Obr. 3.4) je pak plocha pod křivkou normovaného f-skenu (Obr. 3.1). Ta vychází  $A_{\text{eff}}(z = 15,5 \text{ mm}) = 1983 \mu\text{m}^2$ . Efektivní plochu  $A_{\text{eff}}(z)$  pro *z-scan* dostaneme pomocí následujícího postupu z kalibrační křivky. Kalibrační křivka (Obr. 3.2) byla proložena polynomem 2. řádu pomocí funkce fit v gnuplotu využívající nelineární Marquardtův-Levenbergův algoritmus a metodu nejmenších čtverců. Takto byly stanoveny parametry fitu polynomu 2. řádu tvaru  $E(d) = ad^2 + bd + c$ , s příslušnými chybami:

$$a = 0,000040 \pm 0.000003,$$

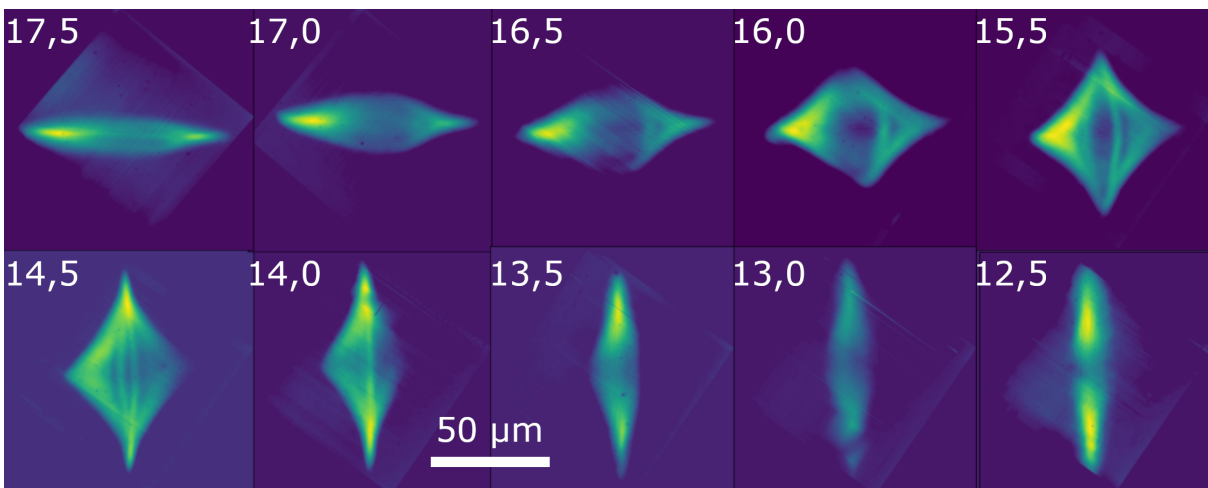
$$b = 0.0150 \pm 0.0006,$$

$$c = 0.69 \pm 0.03.$$

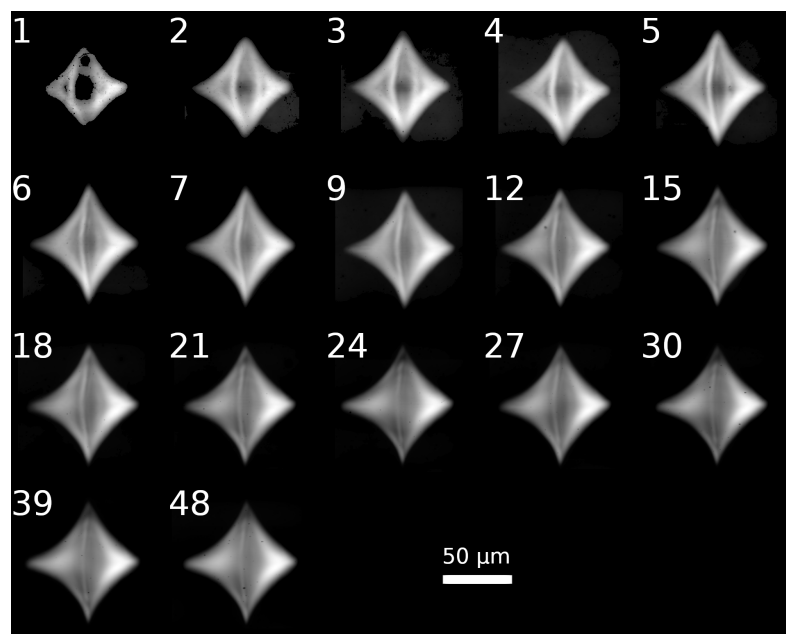


Obrázek 3.2: Kalibrační křivka z NoReFry algoritmu fitovaná polynomem druhého řádu.

Pomocí fitu kalibrační křivky bylo možno transformovat hloubkové profily kráterů na dávkové (flu-  
enční) profily svazku, a to pro všechny měřené pozice  $z$ . Takto přepočítané snímky deseti imprintů z-  
skenu jsou na Obr. 3.3. Z profilů svazku lze vidět, že fokusace vykazovala známky astigmatismu způ-  
sobeného natočením zrcadla vůči svazku o  $\sim 10^\circ$ . Symetrický bod mezi sagitálním a tangenciálním  
ohniskem se nachází na pozici  $z \sim 15,5$  mm.

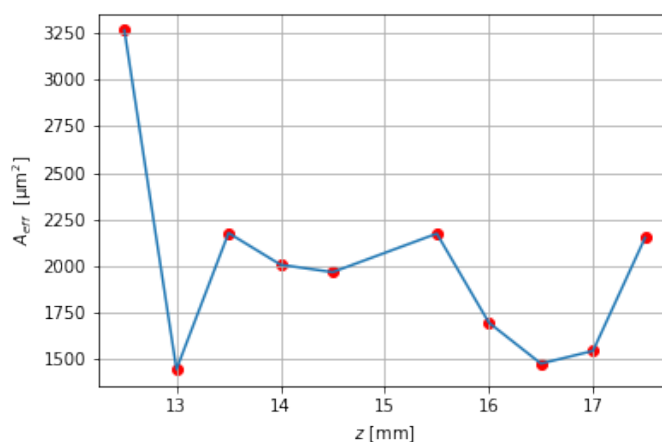


Obrázek 3.3: Imprinty v PMMA ze z-skenu přepočítané na dávky pomocí fitu kalibrační křivky. Čísla u  
příslušných snímků odpovídají posunu v ose  $z$  (v mm). Symetrická pozice mezi sagitálním a tangenciál-  
ním ohniskem se nachází v  $z \sim 15,5$  mm.



Obrázek 3.4: Imprinty v PMMA z shot-skenu. Čísla u příslušných snímků odpovídají počtu deponovaných impulzů.

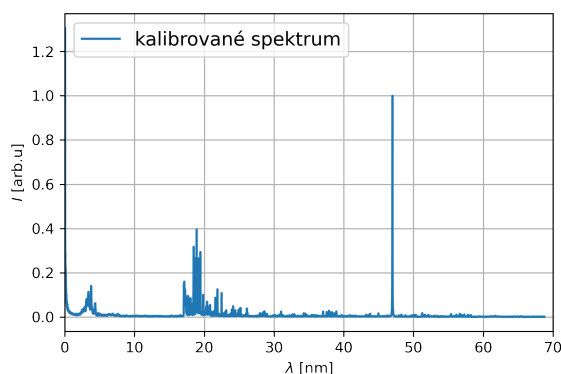
Posledním krokem ke stanovení efektivní plochy pro jednotlivé imprinty byl výpočet integrálu přes normovaný fluenční profil dle rovnice (2.2). Maximum fluenčního profilu se nejdříve normoval na jedna, suma všech těchto normovaných hodnot vynásobená plochou jednoho pixelu [(šířka  $\times$  výška) snímku / rozměry snímku] poté odpovídá integrálu přes celý snímek a tedy efektivní ploše  $A_{\text{eff}}$ . Efektivní plochy pro jednotlivé krátery z-skenu, tedy kaustická křivka, je na Obr. 3.5. Na Kaustické křivce je možno vidět dvě významná lokální minima ( $z = 13$  mm,  $z = 16,5$  mm) vyjadřující astigmatismus fokusujícího prvku (viditelný na Obr. 3.3). Lokální maximum v  $z = 15,5$  mm se nachází v blízkosti symetrické pozice mezi ohnisky, kdy jsou poloměry svazku v horizontálním a vertikálním směru stejné.



Obrázek 3.5: Kaustická křivka - závislost efektivní plochy  $A_{\text{eff}}$  na posunu po ose  $z$  v z-skenu.

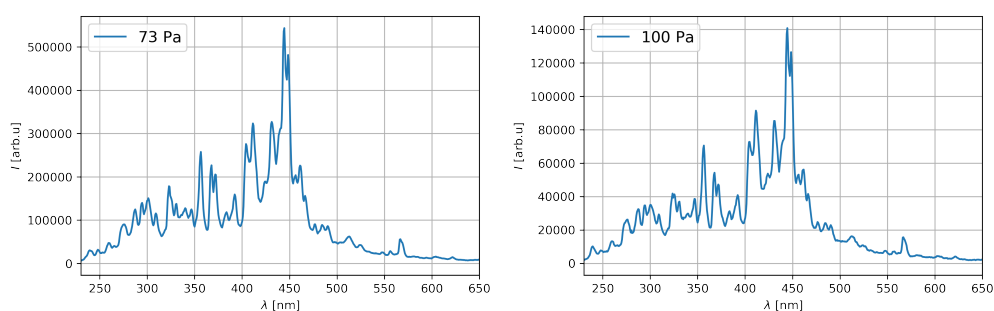
### 3.2 Spektra krátkovlnného a dlouhovlnného záření z CDL

Spektrum záření z argonového CDL bylo proměřeno XUV spektrometrem (použitý *flat-field* spektrometr je popsán v článku [32]). Na Obr. 3.6 vidíme spektrum krátkovlnného záření emitovaného CDL. Čára na vlnové délce  $\lambda = 46,9$  nm odpovídá XUV laserové akci. V okolí  $\lambda = 20$  nm pak vidíme shluk čar a pásů spontánní emise horkého argonového plazmatu pinčujícího kapilárního výboje. Ten je při  $\lambda = 17$  nm a kratších vlnových délkách utlumen v důsledku absorpce na L hraně hliníkového filtru. Na něm se zachytí také UV-Vis záření plazmatu. Do *flat-field* spektrometru tedy vstupuje pouze XUV záření.



Obrázek 3.6: Spektrum krátkovlnného záření XUV CDL, jemuž dominuje čára s  $\lambda = 46,9$  nm odpovídající zesílené spontánní emisi (ASE) kolizně čerpaných iontů  $\text{Ar}^{8+}$ .

Spektrum dlouhovlnné (UV-Vis) nekoherentní (širokopásmové) emise argonového kapilárního výboje byla proměřena při různých tlacích argonu v kapiláře. Na Obr. 3.7 jsou spektra pro dvě hodnoty tlaků argonu. Argonový XUV CDL většinou pracuje s tlakem  $\text{Ar}$  93 Pa. Aby byla blokována tentokrát XUV emise, byla před vstupní štěrbinou mřížkového UV-Vis iCCD spektrometru, umístěna destička  $\text{LiF}$  optické kvality.



Obrázek 3.7: UV-Vis spektra argonového CDL měřená pro dva různé tlaky  $\text{Ar}$  (vlevo: 73 Pa a vpravo: 93 Pa) v  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kapiláře.

Pinčující argonové plazma kapilárního výbojového laseru se tedy ve všech zde sledovaných spektrálních oborech (XUV, UV a Vis) jeví jako dostatečně husté a horké, aby silně emitovalo jak čárová spektra iontů argonu s různými náboji, tak široké pásové struktury příslušející brzdnému resp. tepelnému záření. Není to překvapivé, když uvážíme, že v tomto plazmatu probíhá laserová akce v osmkrát ionizovaném argonu excitovaném srážkami s elektrony přítomnými v plazmatu (jde o kolizně čerpaný XUV laser s ustáleným ziskem – viz část 1.3.3 této práce).



### 3.3 Diskuze

Podélný profil svazku byl charakterizován pomocí kaustické křivky, tedy grafu závislosti efektivní plochy na posunu po ose  $z$ . Analýza dat vycházela z imprintů vytvořených v PMMA ozařováním jeho povrchu svazkem kapilárního výbojového XUV laseru ve dvou režimech (*shot-scan*, *z-scan*). Pro každý bylo vytvořeno 21 imprintů, přičemž pro shot-sken jich bylo použitelných 17 a pro z-sken pouze 10. Data ze shot-skenu byla použita ke stanovení f-skenu a kalibrační křivky NoReFry algoritmem, pomocí kterých byly určeny fluenční profily a efektivní plochy svazku ze z-skenu.

Shot-sken se prováděl pro proměnný počet pulzů a pevně zvolenou vzdálenost, jež byla  $z = 15,5$  mm, tedy přibližně v symetrickém bodě mezi sagitálním a tangenciálním ohniskem, příslušející lokálně největší hodnotě efektivní plochy. Odpovídající f-sken je na Obr. 3.1. Plocha pod touto křivkou odpovídá efektivní ploše shot-skenu a zároveň efektivní ploše z-skenu v bodě  $z = 15,5$  mm. Pro z-sken byla  $A_{\text{eff}}$  určena NoReFry algoritmem z dat ze z-skenu. Takto byly získány dvě hodnoty  $A_{\text{eff}}$  v bodě  $z = 15,5$  mm:

$$\begin{aligned} A_{\text{eff}}^s &= 1983,15 \mu\text{m}^2, \\ A_{\text{eff}}^z &= 2172,03 \mu\text{m}^2. \end{aligned}$$

Jejich rozdíl pravděpodobně plyne ze zakončení f-skenu (Obr. 3.1) v  $S = 4300 \mu\text{m}^2$  z důvodu veliké nepřesnosti dat a vysokého šumu v oblasti vyšších  $S$ . Hodnota efektivní plochy v bodě  $z = 15,5$  mm z kaustické křivky (Obr. 3.5) je tedy přesnější reprezentací  $A_{\text{eff}}$  v této pozici.

Nesymetrický tvar efektivní kaustické křivky a její celkový tvar lze přisuzovat tomu, že se pracovalo s negaussovským laserovým svazkem. Lépe by se chovala parabolická kaustika rozptylu vycházející ze středních hodnot a rozptylů ve směru  $x$  a  $y$ . U ní už je parabolický průběh zajištěn i pro negaussovské svazky a bylo by ji možné proložit s využitím tzv. faktoru šíření svazku ( $M$  - parametru). To je tedy možná součást budoucí práce, navazující na toto téma.

Kromě XUV laserového svazku ( $\lambda = 46,9$  nm) byla charakterizována také nekoherentní XUV emise a především UV-Vis dlouhovlnná nekoherentní z pinčujícího plazmatu. Nekoherentní krátkovlnná emise se nejeví pro experimenty zaměřené na studium současného účinku ionizujícího a neionizujícího záření jako významná, protože ji neodrazí multivrstvé (*multilayer*) pokrytí sférického zrcadla navržené pro maximální odraz záření o vlnové délce 46,9 nm. Při použití ML optiky konstruované na kolmý dopad/odraz (*normal incidence*) tedy na vzorek krátkovlnnější nekoherentní emise Ar plazmatu nepronikne. Jiná situace by mohla nastat při použití reflexní optiky s tečným dopadem (*grazing incidence*), kdy se povrch nepokrývá multivrstvou a krátkovlnné nekoherentní záření by se mohlo odrážet. To ovšem není případ našeho uspořádání.

UV-Vis emise silně závisí na parametrech výboje, především tlaku Ar v keramické kapiláře. Ověřili jsme, že ji bude možno změnou těchto parametrů regulovat. Aby bylo možno stanovit poměr energií ve složce ionizujícího a neionizujícího záření, bude třeba provést absolutní kalibrace detekčních prvků použitých spektrometrů, případně využít přímo absolutně kalibrované detektory/dozimetry. V navazující práci bude využita polovodičová fotodioda, kterou zamýšlíme kalibrovat monochromatizovaným synchrotronovým zářením v PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt* v Berlíně). Pro kalibraci UV-Vis spektrometru budou zapůjčeny kalibrační lampy s danými hustotami toku fotonů pro určité emisní spektrální čáry a pásy.



## Závěr

I přes nesporný význam současného působení neionizujícího a ionizujícího záření pro řešení různých vědeckých a technických problémů, jako je například laserové opracování materiálů a tvorba nanostruktur nebo zajištění odolnosti optických prvků výkonových systémů resp. vnitřních stěn reaktorů pro inerciální fúzi, stále neexistuje obecně platný a široce použitelný úplný a konzistentní popis všech zúčastněných procesů. Zatím tedy nejsou k dispozici ani nástroje počítačových simulací zachycující současné účinky v jejich složitosti a vzájemném působení (ovlivňování) dílčích účinků jednotlivých spektrálních složek pole záření. Mechanizmy nevratných změn významných pro opracování resp. poškození materiálů vystavených současnému působení ionizujícího a neionizujícího záření je tedy třeba systematicky studovat a získané poznatky zevšeobecňovat.

Teoretická část této práce shrnuje dosud publikované výsledky experimentů a počítačových simulací vyšetřujících chování různých materiálů současně exponovaných ionizujícím a neionizujícím zářením. Synergické účinky XUV a NIR záření prokázaly experimenty s pevnými látkami (PMMA, a-C) a izolovanými molekulami ( $I_2$ ). Složený svazek (s fluencemi jednotlivých složek hluboko pod prahem poškození jedním impulzem této složky) vedl k poškození povrchů vzorků, zatímco pro dílčí svazky nebyl pod mikroskopem pozorován žádný významný účinek. Interpretace výsledků s pevnými látkami je založena na předpokladu zvýšené absorpce dlouhovlnného záření spojené s generací volných nositelů náboje krátkovlnným, ionizujícím zářením. Byla popsána různá schémata experimentů umožňující porovnat působení svazku složeného z ionizujícího a neionizujícího záření s působením vždy jen jedné jeho složky.

Dále byly v teoretické části popsány přístupy k laboratorní simulaci odezvy různých materiálů uvažovaných pro vnitřní stěny (*first walls*) reaktorů pro inerciální fúzi (ICF). Dosud byly vyšetřovány téměř výhradně tepelné a termomechanické účinky rentgenového záření a iontových emisí předpokládaných u fúzního plazmatu na vybrané materiály. Studují se zejména vzorky wolframu a jeho slitin a různé uhlíkaté materiály. Přestože předpokládaná radiační zátěž stěn ICF je typickou úlohou pro studium a simulace současného účinku různých druhů záření, dosud publikované práce jsou zaměřeny na procesy indukované jednotlivými složkami předpokládané emise fúzního plazmatu. Na tomto poli výzkumu se tedy nachází řada témat a možností pro budoucí experimenty se zdroji a technikami, jež jsou předmětem této práce.

V teoretické části jsou také stručně představeny zdroje, které se pro experimentální vyšetřování současného účinku již využívaly a takové, které by v budoucnu mohly být pro tento směr výzkumu užitečné. Popsány jsou principy činnosti a charakteristiky vysokých harmonických, nekoherentních a koherentních plazmových zdrojů, lasery na volných elektronech a zdroje synchrotronového záření, jež mohou být sčasovány s dlouhovlnnými lasery, aj. Je dobře patrné, že plazmové zdroje XUV/rtg. záření jsou pro tyto účely velmi vhodné, protože poskytují současně dlouhovlnnou i krátkovlnnou emisi s poměrně vysokými výtěžky (účinnostmi). Zvláštní pozornost je věnována principu, konstrukci, provozním a výstupním parametrům a charakterizaci emise argonového kapilárního výbojového XUV laseru. Jde o kompaktní za-

řízení poskytující jak koherentní XUV záření o vlnové délce 46,9 nm, tak širokopásmovou UV-Vis-NIR emisi pinčujícího argonového plazmatu.

Experimentální část práce je věnována právě charakterizaci zmíněných emisí kompaktního kapilárního výbojového laseru. V rámci této práce jsem měl možnost rozebrat celé zařízení a tak se seznámit s jeho konstrukcí až do skrytých detailů. Dále jsem metodou ablačních imprintů v PMMA charakterizoval fokusovaný svazek CDL s využitím NoReFry algoritmu. Na příkladech jsou zavedeny pojmy jako efektivní plocha svazku, hloubkový sken (d-sken), fluenční sken (f-sken) a kalibrační křivka pro vztah mezi místní hloubkou kráteru (tj. tloušťkou ablaované vrstvy) a lokální dávkou XUV laserového záření. NoReFry algoritmus byl využit pro potřeby stanovení efektivní plochy svazku pomocí z-skenu, při němž se mění  $z$ , tj. vzdálenost povrchu vzorku od fokusujícího prvku. V části práce shrnující výsledky nalezneme hodnoty efektivních ploch pro různá  $z$  umožňující rekonstruovat kaustickou křivku, což je výsledek, jehož jsme chtěli dosáhnout. Kromě XUV laserového svazku byla charakterizována i UV-Vis širokopásmová emise kapilárního výboje v argonu, protože je významná pro budoucí studium současného účinku obou spektrálních složek.

Práci uzavírá diskuse získaných výsledků a formulace cílů navazujících experimentů. Ze získaných výsledků a jejich diskuze můžeme učinit závěr, že XUV CDL zařízení představuje nadějný a flexibilní nástroj pro zkoumání současného účinku ionizujícího a neionizujícího záření na materiály významné pro konstrukci vnitřních stěn ICF reaktorů, návrhy optických prvků vystavených smíšeným polím záření a efektivní nanostrukturování materiálů.

# Literatura

- [1] T. Mocek a kol.: *Surface modification of organic polymer by dual action of XUV/Vis-NIR ultrashort pulses*. J. Appl. Phys. 105, 026105, 2009.
- [2] A. J. Dekker: *Solid State Physics*. Red Globe Press London, 1981. DOI <https://doi.org/10.1007/978-1-349-00784-4>
- [3] D. Bäuerle: *Laser Processing and Chemistry*. Linz, Austria: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011. ISBN 978-3-662-03253-4.
- [4] T. Lippert, J. T. Dickinson: *Chemical and Spectroscopic Aspects of Polymer Ablation: Special Features and Novel Directions*. Chem. Rev. 2003, 103, 453-485.
- [5] K. Jakubczak a kol.: *Enhanced surface structuring by ultra-fast XUV/NIR dual action*. New J. Phys. 13, 053049, 2011.
- [6] J. Chalupský a kol.: *Characteristics of focused soft X-ray free-electron laser beam determined by ablation of organic molecular solids*, Opt. Express 15, 6036-6043, 2007.
- [7] F. Barkusky, Ch. Peth, A. Bayer, K. Mann: *Direct photo-etching of poly(methyl methacrylate) using focused extreme ultraviolet radiation from a table-top laser-induced plasma source*. J. Appl. Phys. 101, 124908, 2007.
- [8] L. Juha a kol.: *Short-wavelength ablation of molecular solids: pulse duration and wavelength effects*. Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS 4(3), 033007, 2005.
- [9] K. G. Libbrecht, K. Lui: *An investigation of laboratory-grown ice spikes*. Journal of Glaciology, Vol. 50, No. 170, 2004.
- [10] A. Bartnik, H. Fiedorowicz, R. Jarocki a kol.: *Strong temperature effect on X-ray photo-etching of polytetrafluoroethylene using a 10 Hz laser-plasma radiation source based on a gas puff target*. Appl. Phys. B 82, 529-532 (2006). <https://doi.org/10.1007/s00340-005-2126-5>
- [11] L. Juha, V. Hájková, J. Chalupský, V. Vorlíček, A. Ritucci, A. Reale, P. Zuppella, M. Störmer: *Radiation damage to amorphous carbon thin films irradiated by multiple 46.9 nm laser shots below the single-shot damage threshold*. J. Appl. Phys. 105, 093117, 2009.
- [12] J. Krüger, W. Kautek: *Ultrashort Pulse Laser Interaction with Dielectrics and Polymers*. In: Lippert, T. (eds) *Polymers and Light. Advances in Polymer Science*, vol 168. Springer, Berlin, Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/b12683>
- [13] J. Chalupský, L. Juha, V. Hájková a kol.: *Non-thermal desorption/ablation of molecular solids induced by ultra-short soft x-ray pulses*, Opt. Express 17, 208-217 (2009).

- [14] M. Krikunova, T. Maltezopoulos, P. Wessels, M. Schlie, A. Azima, M. Wieland, M. Drescher: *Ultrafast photofragmentation dynamics of molecular iodine driven with timed XUV and near-infrared light pulses*. J. Chem. Phys. 134, 024313, 2011.
- [15] J. F. Latkowski, R. P. Abbott, R. C. Schmitt, B. K. Bell: *Effect of Multi-Shot X-Ray Exposures in IFE Armor Materials*. Journal of Nuclear Materials 347, 255–265, 2005.
- [16] T. J. Tanaka, G. A. Rochau, R. R. Peterson, C. L. Olson: *Testing IFE materials on Z*. Journal of Nuclear Materials 347, 244–254, 2005.
- [17] T. J. Renk, P. P. Provencio, T. J. Tanaka, C. L. Olson, R. R. Peterson, J. E. Stolp, D. G. Schroen, T. R. Knowles: *Chamber wall materials response to pulsed ions at power-plant level fluences  $q, qq$* . Journal of Nuclear Materials 347, 266–288, 2005.
- [18] Z. Kuglerová: *Srovnání jednorázové a opakované radiační zátěže materiálů budoucích reaktorů pro inerciální fúzi*. Praha, 2019. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce: Ing. Libor Juha, CSc.
- [19] J. J. Rocca: *Table-top soft x-ray lasers*. Rev. Sci. Instrum. 70, 3799, 1999.
- [20] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz, J. J. Rocca: *Demonstration of a desk-top size high repetition rate soft x-ray laser*. Opt. Express 13, 4050, 2005
- [21] J. Chalupský, T. Burian, M. Grisham, V. Hájková, S. Heinbuch, K. Jakubczak, L. Juha, T. Mocek, P. Pira, J. Polan, J. J. Rocca, B. Rus, J. Sobota, L. Vyšín: *Fokusovaný svazek repetičního kapilárního laseru na 46,9 nm*. Čs. čas. fyz. 58, 234, 2008.
- [22] L. Vyšín, T. Burian, J. Chalupský, M. Grisham, V. Hájková, S. Heinbuch, K. Jakubczak, D. Martz, T. Mocek, P. Pira, J. Polan, J. J. Rocca, B. Rus, J. Sobota, L. Juha: *Characterization of focused beam of desktop 10Hz capillary-discharge 46.9-nm laser*. Proc. SPIE 7361, Damage to VUV, EUV, and X-Ray Optics II, 736100, 2009.
- [23] G. Zhang, G. Lefkidis, M. Murakami, W. Hubner, T. F. George: *Introduction to Ultrafast Phenomena: From Femtosecond Magnetism to High-Harmonic Generation*. CRC Press, 2020. ISBN 9781498764285.
- [24] S. Ghimire, D. A. Reis: *High-harmonic generation from solids*. Nature Phys 15, 10–16, 2019.
- [25] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn: *Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics*. Phys. Rev. Lett. 79, 2967, 1997.
- [26] M. Kördel, A. Dehlinger, Ch. Seim, U. Vogt, E. Fogelqvist, J. A. Sellberg, H. Stiel, H. M. Hertz: *Laboratory water-window x-ray microscopy*. Journal Optical Society of America, Vol. 7, No. 6, 2020.
- [27] D. Giulietti, L. A. Gizzi: *X-ray emission from laser-produced plasmas*. RIVISTA DEL NUOVO CIMENTO VOL. 21, N. 10, 1998.
- [28] V. Munzer: *Teorie a současné aplikace Z-pinče*. Praha, 2014. Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce: Doc. Ing. Daniel Klír Ph.D.
- [29] I. Horcas, R. Fernandez, J.M. Gomez-Rodriguez, J. Colchero, J. Gomez-Herrero and A. M. Baro: *WSXM: A software for scanning probe microscopy and a tool for nanotechnology*. Rev. Sci. Instrum. 78, 013705, 2007.

- [30] J. Chalupský: *Charakterizace svazků rentgenových laserů různých typů*. Praha, 2012. Disertační práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyzikální elektroniky, Školitel: Doc. Ing. Ladislav Píňa, DrSc., Školitel-specialista: Ing. Libor Juha, CSc.
- [31] V. Vozda a kol.: *Characterization of megahertz X-ray laser beams by multishot desorption imprints in PMMA*. Optics Express, 28(18), 25664. (2020). <https://doi.org/10.1364/oe.396755>
- [32] B. Rus J. Dunn, T. Mocek, A. J. Nelson, M. E. Foord, R. Shepherd, W. Rozmus, H. A. Baldis, M. Kozlová, J. Polan, P. Homer, M. Stupka: *X-Ray Laser Thomson Scattering at 21 nm of Laser-Heated High-Density Foil Plasmas v X-Ray Lasers 2006*. Springer, 2007.
- [33] U. Zastraub a kol.: *XUV spectroscopic characterization of warm dense aluminum plasmas generated by the free-electron-laser FLASH*, Laser Part. Beams 30, 45 (2012).

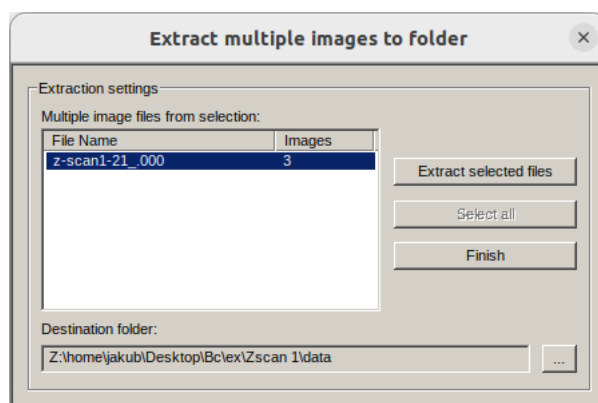




# Příloha I. - WSxM

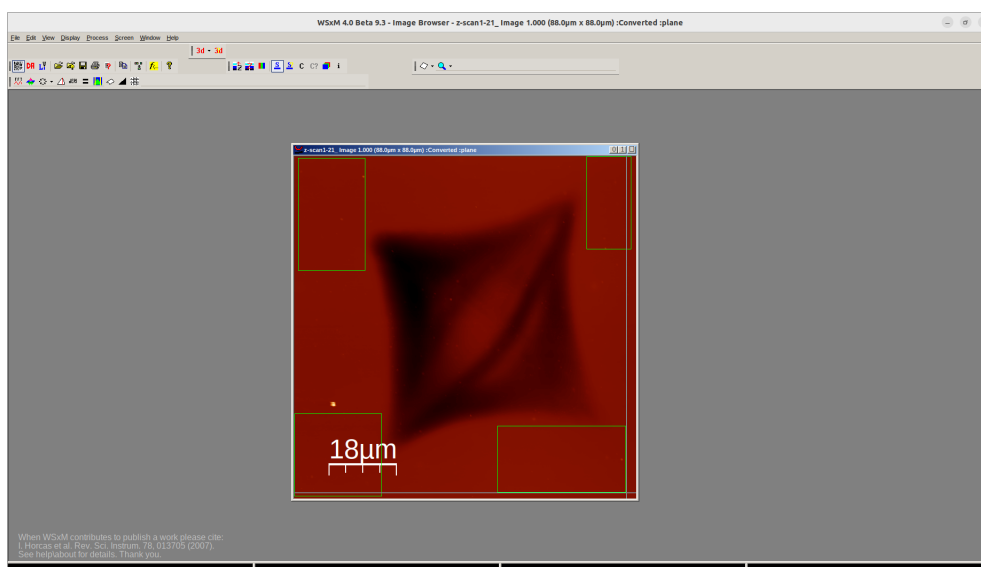
Zde je stručně v pěti krocích popsán postup použitý ke zpracování dat ze z-skenu a shot-skenu ve WSxM.

1. Extrahování *raw* dat (.000) z AFM ve WSxM.



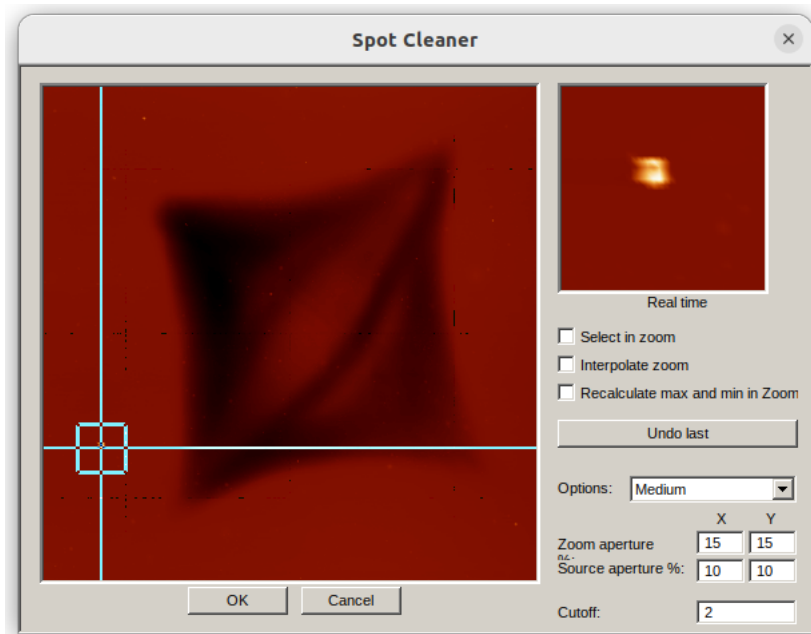
Obrázek 3.8: Extrahování dat (WSxM).

2. Vyrovnání snímků funkcí **Local Plane**: - Process - Plane - Local.



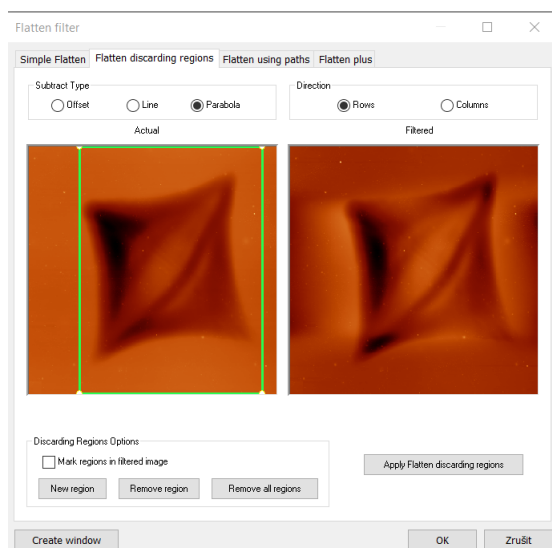
Obrázek 3.9: **Local Plane** funkce (WSxM).

3. Odstranění artefaktů měření funkcí **Spot cleaner**: - Process - Filter - Spot cleaner



Obrázek 3.10: **Spot Cleaner** funkce (WSxM).

4. Vyrovnání snímků funkcí **Flatten**: - Process - Filter - Flatten discarding regions - parabola - new region - Apply Flatten discarding regions



Obrázek 3.11: **Flatten** funkce (WSxM).

5. Export dat: - File - Save as - ASCII Matrix Files (.txt)