# ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ KATEDRA FYZIKY



# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE Srovnání jednorázové a opakované radiační zátěže materiálů budoucích reaktorů pro inerciální fúzi

Autor: Zuzana Kuglerová Vedoucí práce: Ing. Libor Juha, CSc. Praha, 2019

### Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd...) uvedené v přiloženém 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 .....

.....

podpis

# Poděkování

Mé poděkování patří vedoucímu práce Ing. Liboru Juhovi, CSc. za veškeré poskytnuté materiály, cenné připomínky a za čas, který mi při vedení práce věnoval. Děkuji Mgr. Jaromíru Chalupskému, Ph.D. za to, že mě uvedl do metod analýz vzorků a dat, které mi podrobně vysvětlil. Děkuji také Mgr. Věře Hájkové za pomoc, kterou mi poskytla při měření vzorků v laboratoři. Poslední díky patří mé rodině za všestrannou podporu poskytnutou mi v průběhu mého studia.

#### Název práce:

### Srovnání jednorázové a opakované radiační zátěže materiálů budoucích reaktorů pro inerciální fúzi

*Autor:* Zuzana Kuglerová *Obor:* Fyzika a technika termojaderné fúze *Druh práce:* bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Libor Juha, CSc., Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.

*Abstrakt:* Tato bakalářská práce se věnuje radiační zátěži materiálů uvažovaných pro konstrukci reaktorů pro inerciální fúzi. V obecné části popisuje očekávané radiační zatížení vnitřní stěny, uvádí přehled vlastností uvažovaných materiálů a publikovaných výsledků experimentů, v nichž se zkoumala jejich odolnost vůči extrémnímu ultrafialovému a rentgenovému záření. Ve speciální části jsou popsány a použity vybrané metody sloužící zde k analýze nevratných změn v ozářených vzorcích. Byla provedena analýza účinků mnoha impulzů vysokých harmonických na polymethylmethakrylát (PMMA) a amorfní uhlík.

*Klíčová slova:* inerciální fúze, vnitřní stěna fúzního reaktoru, radiační poškození, ablace, desorpce

#### Title:

# Comparing the radiation damage induced by a single pulse and multiple pulses in materials relevant to prospective ICF reactors

Author: Zuzana Kuglerová

*Abstract:* The bachelor thesis is dealing with the radiation damage to materials considered for first walls of prospective ICF reactors. The general part of the thesis estimates both radiation and thermal loads on the first wall, provides an overview of relevant materials and their properties and summarizes published results of experiments testing selected materials by their well-controlled exposure to intense extreme ultraviolet and x-ray radiation delivered in a single pulse and multiple pulses. Methods used for analysis of irreversible changes in irradiated materials are described and utilized in the special part of the thesis. Detailed analysis of an action of many pulses of high-order harmonics in poly(methyl methacrylate) (PMMA) and amorphous carbon (a-C) is performed and reported here.

Key words: inertial fusion, first wall materials, radiation damage, ablation, desorption

# Obsah

Úvod	
1 Obecná č	éást 15
1.1 Vnitřní	stěna ICF reaktorů 17
1.1.1	Předpokládané zatěžování vnitřní stěny 17
1.1.1.1	Vyzařování ICF plazmatu 17
1.1.1.2	Interakce různých druhů záření s hmotou 18
1.1.2	Materiály navrhované pro vnitřní stěnu
1.1.2.1	Wolfram
1.1.2.2	Uhlík
1.1.2.3	Křemík
1.1.2.4	Bor
1.2 Testová	ání radiační odolnosti uvažovaných materiálů
1.2.1 ' uvažovaných pro	Testování radiační odolnosti různých vzorků wolframu o ICF reaktory
1.2.1.1	Odezva wolframových vzorků na jednotlivé rentgenové impulzy 26
1.2.1.2	Modelování
1.2.2	Vystavení wolframu působení více pulzů XUV záření
1.2.2.1	Expozice mnoha pulzy rtg. záření
1.2.3 krátkých impulz	Rozdílné chování alotropů uhlíku vystavených působení velmi ů extrémního ultrafialového a měkkého rentgenového záření 30
1.2.3.1	Poškození uhlíkových materiálů jedním impulzem
1.2.3.2	Modelování
1.2.4	Poškození amorfního uhlíku více pulzy pod prahem poškození
jedním impulzen	n
1.2.4.1	Ozařování jedním XUV laserovým impulzem
1.2.4.2	Ozařování více XUV laserovými pulzy
1.2.5 prahem poškoze	Role tepelné akumulace při ozařování křemíku více pulzy pod ní jedním impulzem
1.2.5.1 – experiment	Ozáření křemíku více pulzy při různých opakovacích frekvencích
1.2.5.2 – počítačové s	Ozáření křemíku více pulzy při různých opakovacích frekvencích imulace
2 Speciální	í část 41

4 Literatura				
3 Závěr		63		
2.5.3.2	a-C	62		
2.5.3.1	PMMA	62		
2.5.3	Závislost profilu materiálu na lokální dávce	62		
2.5.2.2	a-C	61		
2.5.2.1	PMMA	61		
2.5.2	Iterativní analýza tvaru vzniklých struktur	61		
2.5.1.2	a-C	61		
2.5.1.1	PMMA	60		
2.5.1	Profily materiálů			
2.5 Disku	Ze			
2.4.4	Závislost výšky povrchu na lokální dávce			
2.4.3	Iterativní analýza tvaru expandovaných struktur v a-C			
2.4.2	Výškový profil povrchu a-C			
2.+ a-C 2 <u>4</u> 1	AFM			
2.3.3				
2.3.4 2.3.5	Ζανιδιοδι ΠΙΟUUKY ΚΙάτεια πα ΙΟΚάΠΠ θάντε			
2.3.3	Terativní analyza tvaru desorpenien krateru v PMMA			
2.3.2	HIOUDKOVY PROTILE PINIMA			
2.3.1				
2.3 PMM	A			
2.2.2	Analýza vzorků			
2.2.1	Vysoké harmonické			
2.2 Exper	iment v LOA	45		
2.1.4	Zesítění	44		
2.1.3	Desorpčně – ablační model			
2.1.2.1	Iterativní analýza tvaru ablačních/desorpčních kráterů			
2.1.2	f-sken			
2.1.1	Popis laserového svazku	41		
2.1 Analý	za dat – teoretická část	41		

# Úvod

Již v základním kurzu jaderné fyziky jsme byli seznámeni se závislostí vazebné energie jádra na protonovém čísle. Z ní plyne, že značné množství energie se uvolňuje nejen při štěpení těžkých jader, ale i při slučování (fúzi) lehkých jader. Fúzní jaderné reakce tedy představují potenciálně velmi vydatný zdroj energie. Již v počátcích jaderné fyziky byly takové reakce prozkoumány pomocí urychlovačů částic, hlavně urychlováním protonů a deuteronů. Pro praktické využití je však třeba, aby reakce probíhala v plazmatu takové teploty, při níž vykazují částice kinetické energie, jež jim při srážkách dovolují překonat coulombovskou bariéru mezi kladně nabitými jádry, čímž dojde k jejich sloučení – fúzi. Mluvíme tedy o termojaderné reakci. Přesto, že intenzivní výzkum různých způsobů, jak dosahovat podmínek umožňujících termojaderné sloučení lehkých prvků, probíhá již více než půl století, stále nebylo sestaveno a odzkoušeno zařízení, v němž by se slučováním lehkých jader uvolnilo takové množství jaderné energie, jež by jednak zajišťovalo dlouhodobou udržitelnost reakčních podmínek a zároveň dovolovalo odvádět takovou část energie, která by výrazně převyšovala energetický vstup do zařízení.

John D. Lawson v roce 1957 formuloval tzv. Lawsonovo kritérium [1,2] popisující podmínky, které je nutné splnit, aby byl vyrovnán energetický výtěžek fúzní reakce a množství energie potřebné na provoz fúzního zařízení včetně energetických ztrát. Lawsonovo kritérium má tvar  $n\tau_E \ge f(T)$ , určuje tedy minimální hodnoty hustoty plazmatu n a doby udržení plazmatu  $\tau_E$  nutné pro zapálení fúzní reakce v závislosti na teplotě plazmatu T.

Energetický zisk fúzní reakce je popsán faktorem zesílení Q označující poměr výkonu fúzní reakce a výkonu nutnému k ohřevu plazmatu. Stav Q = 1 označený jako vyrovnání (*breakeven*) popisuje situaci, kdy je dodaný výkon potřebný pro ohřev roven fúznímu výkonu. Pro  $Q \rightarrow \infty$  dochází k zapálení (*ignition*), tedy stavu, kdy fúzní reakce probíhají natolik rychle a uvolňují dostatek energie pro zahřívání částic plazmatu, proto není třeba plazma dodatečně zahřívat. Tento stav odpovídá splnění Lawsonova kritéria.

Pro prakticky využitelné slučování jader se uvažuje hlavně o reakci D + T. Ta se je z uvažovaných reakcí energeticky nejvýhodnější, vykazuje ale též určité nevýhody. Tritium je radioaktivní, na zemi se běžně nevyskytuje a značná část fúzní energie je odváděna rychlými neutrony, což sebou nese řadu fyzikálně-technických problémů při konstrukci fúzních reaktorů. Jak již bylo naznačeno výše, musí být vytvořeno dostatečně husté a teplé plazma, které bude udržováno po dostatečně dlouhou dobu, aby mohlo dojít k fúzní reakci. Fúzní plazma se tradičně vytváří různými druhy elektrických výbojů, pomocí soustředěných laserových svazků nebo využitím svazků nabitých částic. Přístupy k udržení plazmatu jsou v zásadě dva - magnetický a inerciální.

Magnetické udržení (*magnetic confinement fusion* - MCF) využívá elektrický náboj částic plazmatu a pomocí silného vnějšího magnetického pole usměrňuje proudění plazmatu tak, aby nedošlo k interakci plazmatu se stěnou nádoby reaktoru. Inerciální udržení (*inercial confinement fusion* - ICF) pak při udržení fúzního plazmatu

spoléhá na setrvačnost. Existují i hybridní přístupy, při nichž se kombinují určité způsoby a rysy magnetického a inerciálního udržení.

Kromě celé řady fyzikálních problémů vztahujících se k dosažení a udržení podmínek nutných pro realizaci energeticky výnosné termojaderné syntézy (Q > 1), je ovšem s konstrukcí reálného fúzního reaktoru spojeno mnoho dílčích úloh a úkolů, jejichž řešení leží na pomezí technických, přírodních a exaktních věd. V této práci se věnuji otázkám odolnosti materiálů vnitřních stěn (*first wall materials* – FWM) při zátěži různými emisemi fúzního plazmatu. Budeme se tedy pohybovat především na rozhraní radiačních věd, fyziky pevných látek a materiálového výzkumu.

# 1 Obecná čásť

Hlavní myšlenkou inerciální fúze je stlačení paliva a jeho zažehnutí, čímž se spustí proces slučování jader. Palivo se stlačuje rovnoměrným ozářením terčíku (*pellet*) – záření ohřívá povrch terčíku s palivem a generuje na něm plazma. To proudí směrem od středu terčíku a vytváří ablační tlak, který stlačuje zbylé palivo. V okamžiku maximálního stlačení se vytvoří dostatečné podmínky pro jeho zažehnutí.

Terčík s palivem má obvykle tvar kuličky, na jejíž vnitřní stěně je vrstva zmrzlého paliva a zbytek kuličky vyplňuje palivo v plynném skupenství. Komprese kuličky může být dosaženo dvěma způsoby – přímým ohřevem (*direct drive*) a nepřímým ohřevem (*indirect drive*). Na Obr. 1 je zobrazeno schéma terčíku a jeho komprese.



Obr. 1: Terčík s palivem ve formě D-T plynu a vrstvičky vymrzlého paliva. Zvlněné šipky znázorňují energii svazků laserů (přímý ohřev) nebo rentgenové záření (nepřímý ohřev). Převzato z [3].

Při přímém ohřevu jsou laserové svazky generující záření fokusovány na povrch kuličky s palivem. Záření musí být rozprostřeno rovnoměrně, aby nevznikala nestabilita působící proti kompresi paliva. Také je třeba potlačit přirozenou koherenci laserového záření – vzniklé interferenční vzory vytváří nestability. Nerovný vnitřní či vnější povrch také nepříznivě ovlivňuje vedení tepla a přispívá ke vzniku nestabilit.

U nepřímého ohřevu je kulička s palivem umístěna do dutinky (*hohlraum*) vytvořené z látky s vysokým protonovým číslem Z. Laserové svazky se přivádí do dutinky pod takovým úhlem, aby záření efektivně dopadalo na její stěnu. Schéma dutinky a laserových svazků vedených do dutinky je zobrazeno na Obr. 2. Při interakci záření s vnitřní stěnou dutinky vzniká plazma, které vyzařuje měkké rentgenové záření. Při správném přivedení svazků dochází k rovnoměrnému ozáření kuličky. Povrch, stejně jako u přímého ohřevu, musí být hladký. Tento způsob vyžaduje velký výkon laserů, jelikož podstatná část záření uniká vstupními otvory nebo radiační difuzí (té se zabraňuje vhodným zvolením lehkého podkladového materiálu pod vnitřní stěnu dutinky).

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Úvod kapitoly čerpá z [3].



Obr. 2: Dutinka pro nepřímý ohřev lasery. Kulička uprostřed představuje terčík s palivem. Převzato z [1].

Zážeh paliva musí nastat až v okamžiku, kdy bude palivo stlačené na dostatečně velkou hustotu, jinak výtěžek energie nebude dostatečně velký. Existují čtyři způsoby, jak ve stlačeném palivu docílit zážehu – objemový zážeh, zážeh z horké tečky (*hot spot*), rychlý zážeh (*fast ignition*) a zážeh pomocnou rázovou vlnou (*shock ignition*).

Princip objemového zážehu spočívá ve stlačení paliva a zahřátí celého objemu na minimálně 10 keV, ideálně na 30 keV. Tento druh zážehu je energeticky náročný. Část energie laserového impulzu se ztrácí při odrazu laserového záření od povrchu terčíku (přímý zážeh) nebo se spotřebuje na ohřev dutinkového terče (nepřímý zážeh). Další energetické ztráty způsobuje neužitečná emise záření a částic z plazmatu. Zážeh z horké tečky nevyžaduje rovnoměrné ohřátí celého paliva. Při jeho kompresi v centru stlačené hmoty vzniká horká tečka o teplotě 10 keV. Pojem horká tečka označuje velmi zahřáté malé množství hmoty uvnitř terčíku. Vzniká při stlačení materiálu – proces se v maximálním možném stlačení zastaví, vzniká rázová vlna, která prostupuje do nestlačeného prostředí ve středu terčíku. Ve středu se vlna odrazí a vrací se, zatím co ohřívá nestlačený materiál na vysokou teplotu. V horké tečce začne probíhat termojaderná reakce, která vyprodukuje  $\alpha$ -částice s dostatečnou kinetickou energií pro ohřátí a zažehnutí okolního paliva.

Zážeh z horké tečky vyžaduje rovnoměrné ozáření terčíku, aby při implozi nevznikaly nehomogenity a komprese paliva zůstávala pokud možno sférická. Výhodou přímého ohřevu je lepší využití energie laserů, na druhou stranu rovnoměrného ohřevu se dosahuje obtížně. Při nepřímém ohřevu se velké množství energie záření spotřebuje na vytvoření plazmatu z vnitřní stěny dutinky. Plazma však vyzařuje měkké rentgenové záření, které je dobře absorbováno povrchem terčíku.

Rychlý zážeh spočívá v umělém vytvoření horké tečky na povrchu stlačeného paliva. Horká tečka je vytvořena pomocí laserového impulzu, který vytváří urychlený elektronový svazek mířící do zkomprimovaného paliva. Ten palivo ohřeje a vytvoří dostatečné podmínky pro termojadernou reakci. Výhodou rychlého zážehu jsou menší nároky na hustotu stlačeného materiálu. Technické provedení však působí problémy. Stlačení materiálu probíhá v řádu nanosekund, dodání energie pro vytvoření horké tečky musí být v řádu pikosekund. Kromě synchronizace takovýchto laserových impulzů problém představuje i popis procesu interakce pikosekundového impulzu se stlačovaným materiálem. Na jeho okraji navíc vzniká plazmatická korona, od které se laserové záření může odrážet. Tento problém je možné odstranit pomocí zlatého kužele, který se přikládá k okraji terčíku. Zážehový impulz prochází kuželem, což eliminuje problém s odrazem záření od korony. Energii laserového impulzu je také potřeba

přeměnit na energii rychlých elektronů či iontů, které mohou do stlačeného materiálu pronikat.

Zážeh pomocnou rázovou vlnou počítá s dvěma impulzy. První nanosekundový impulz slouží ke kompresi paliva. Před dosažením maximálního stlačení je generován impulz s jednotkami až desítkami pikosekund a vysokou energií, který vyvolá druhou rázovou vlnu šířící se stlačeným prostředím. Uprostřed terčíku obě rázové vlny interagují, ohřívají materiál a vytváří horkou tečku. Hlavní problémem tohoto zážehu spočívá ve vygenerování druhého impulzu s intenzitou dovolující její proniknutí skrz plazmovou koronu.

# 1.1 Vnitřní stěna ICF reaktorů

Hlavní součást reaktoru pracujícího na principu inerciální fúze je komora, ve které probíhá slučování jader. Komora se skládá z vnitřní stěny, která je vystavena záření z plazmatu, substrátu (nosné konstrukce), která zajišťuje mechanickou podporu vnitřní stěny, chladicí kapaliny, která odvádí teplo vzniklé při reakci, a stěnou, která odstiňuje neutrony z jaderné reakce.

Fúzní reakce trvají po dobu okolo 10 ns, při které dochází k uvolnění energie až stovek MJ. Materiál vnitřní stěny bude vystaven extrémním tepelným i radiačním podmínkám. Struktura materiálu musí vykazovat dostatečnou stabilitu vůči trhlinám, aby nedocházelo k velkému úbytku látky. Dále požadujeme odolnost vůči náhlým velkým teplotním změnám, vysokou tepelnou vodivost a vysoký bod tání. Materiál navíc musí být jen málo chemicky reaktivní ke všem species vyskytujícím se v komoře reaktoru. Jednotlivé atomy musí být vzájemně dostatečně pevně vázány (materiál musí mít vysokou kohezivní energii), aby nedocházelo k jeho rozkladu účinkem dopadajícího záření a ohřevem termalizovanou částí deponované energie. Poslední, ale velmi důležitý požadavek je na dobrou přilnavost k další vrstvě komory reaktoru a minimalizace možnosti ovlivnění fázového rozhraní procesy probíhajícími na povrchu vnitřní stěny a v podpovrchové vrstvě.

#### 1.1.1 Předpokládané zatěžování vnitřní stěny

#### 1.1.1.1 Vyzařování ICF plazmatu

Projekt HiPER (*high-power laser energy research*) se zabývá inerciální fúzí s přímým ohřevem a zážehem pomocnou rázovou vlnou. V první fázi bude testována komora s poloměrem 5 m a zážehovou energií 20 MJ, v dalších fázích se poloměr zvětší na 6,5 m a zážehová energie narůstá až k 154 MJ s opakovací frekvencí 10 Hz. Pro tyto podmínky vznikly modely předpovídající radiační a termální zátěž vnitřní stěny reaktoru vyrobené z wolframu [5].

Při fúzní reakci vznikají neutrony, ionty,  $\gamma$  záření a rtg. záření, které uvolněnou energii transportují do vnitřní stěny reaktoru. Nejvíce zastoupeným produktem reakce D-T jsou neutrony. Ty s sebou odnáší 70 – 75% veškeré energie. Neutrony s vnitřní

stěnou interagují jen málo, proto nepřispívají k jejímu poškození. Interagují především s jádry atomů lehčích prvků. Energii navíc ztrácí postupně při velkém počtu interakcí, proto pronikají hluboko do materiálu. K jejich odstínění dochází ve vnější betonové stěně.

Další podstatnou část tvoří ionty a částice: deuterium, tritium, vodík a helium transportují 21 - 27% energie, úlomky jsou pak pevné částice vzniklé rozpadem terče. K vnitřní stěně se se dostávají v různých časech – ionty jako rychlé produkty fúzních procesů a pak pomalé hmotné úlomky (*debris*). Energie je mezi tyto formy rozdělena rovnoměrně, hlavní rozdíl je v jejich rychlosti. Rychlé částice dopadají na vnitřní stěnu zhruba 150 – 650 ns po zážehu. Zbytek energie nesené úlomky dopadá na stěnu až po 1,1 – 1,5 µs od zážehu paliva [4,5].

Rtg. záření odnáší z ICF plazmatu 1 - 2% uvolněné energie. Ačkoli jde o poměrně malé množství, způsobuje v materiálu podstatné změny, jelikož jsou v materiálu absorbovány na povrchu a v podpovrchové vrstvě, přicházejí v poměrně úzkém pulzu a velmi rychle (obojí v porovnání s ionty a úlomky). Záření na stěnu dopadá 17 – 22 ns po zážehu [4,5], jde tedy o velmi rychlou a prvotní zátěž.

Energie se do vnitřní stěny nedistribuuje rovnoměrně. Modely zohlednily absorpci rtg. záření ve wolframu a s využitím simulace SRIM (*stopping and range of ions in matter*) určily hloubku pronikání iontů do wolframu. Až 50% energie, kterou nese rtg. záření a ionty, je deponováno v prvním mikrometru materiálu, 66% energie do hloubky dvou mikrometrů a 90% energie je pohlceno v prvních 5 mikrometrech materiálu. Zbytek energie uvolněné ve větší hloubce wolfram téměř nemění. Vrstva wolframu o tloušť ce 200 µm by měla být dostatečná pro odstínění veškerých produktů plazmatu [4,5].

Tepelná zátěž vnitřní stěny závisí na čase, kdy částice dopadnou na povrch, a na hloubce, do které proniknou. K největšímu ohřevu dochází přímo na povrchu. Teplotní profil v závislosti na čase má tři významné píky dané dopadem rentgenového záření, ionty, které jsou produkty fúzní reakce, a hmotnými úlomky. Model počítající s komorou o průměru 5 m a energií 48 MJ předpověděl maximální teplotu na povrchu 1800 K [4]. Druhý model počítá s komorou o průměru 6,5 m, energií výstřelu 154 MJ a opakovací frekvencí 10 Hz. Maximální teplota dosažená na povrchu stěny vyšla 3400 K [5]. Obě určené teploty jsou pod teplotou tání wolframu, avšak nad prahem, kdy je nutno počítat s rekrystalizací materiálu.

#### 1.1.1.2 Interakce různých druhů záření s hmotou<sup>2</sup>

Elektromagnetické záření dělíme podle energií fotonů (vlnové délky) na infračervené, viditelné, ultrafialové, rentgenové, gama záření a další. Z hlediska interakce záření s hmotou je důležité především krátkovlnné záření, tj. extrémní ultrafialové (EUV: 10 nm  $< \lambda < 121$  nm resp. XUV:  $\lambda = 30 - 100$  nm), rentgenové (rtg.: 0,001 nm  $< \lambda < 10$  nm) a  $\gamma$  ( $\lambda < 0,001$  nm) záření. V literatuře se rentgenové a  $\gamma$  záření rozlišuje také podle původu, prvně jmenované vzniká v elektronovém obalu nebo

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Podkapitola čerpá z [6, 7].

pochází z volných elektronů a druhé má původ v jádře atomu. Energie fotonů odpovídající těmto zářením je natolik velká, že mohou interagovat s atomy fotoefektem, Comptonovým rozpylem nebo dokonce za tvorby elektron-pozitronových párů.

Interakci fotonového záření s látkou zprostředkovává elektromagnetická síla a charakter interakce závisí na energii záření. Absorpce fotonů probíhá převážně třemi procesy: fotoefekt, Comptonův jev a tvorba párů elektron-pozitron. Pro energie záření > 8 MeV [7] může být znatelná část energie předána fotojadernou reakcí (absorpce fotonu atomovým jádrem ústící v emisi částic z jádra, případně v jeho štěpení).

Při fotoefektu je foton absorbován v elektronovém obalu, veškerá energie fotonu je předána jednomu elektronu z obalu. Část energie je využita na překonání vazebné síly, která váže elektron v obalu, zbylá energie se projeví v pohybu uvolněného elektronu. K fotoefektu dochází pouze na vázaných elektronech, kdy odražený atom přebírá část hybnosti fotonu. Velikost předané hybnosti závisí na poměru vazebné energie elektronu a energii fotonu. Účinný průřez fotoefektu je ovlivněn následujícími faktory: energií fotonu, hlavním kvantovým číslem slupky, na které k fotoefektu dochází, a protonovým číslem Z prvku. S klesající energií fotonu, klesajícím číslem hlavní kvantové slupky a rostoucím protonovým číslem Z pravděpodobnost fotoefektu stoupá.

Comptonův jev označuje proces rozptylu fotonu na volném nebo slabě vázaném elektronu (vazebná energie elektronu v atomovém obalu je podstatně menší, než energie fotonu). Foton při interakci s elektronem nezaniká, pouze mu předává část své energie a pokračuje v pohybu v novém směru. Trajektorie elektronu je také pozměněna.

Páry elektron - pozitron vznikají absorpcí fotonu v coulombovském poli jádra nebo elektronu atomového obalu. Pár vzniká, pokud je energie fotonu vyšší, než dvojnásobek (v poli jádra) nebo čtyřnásobek (v poli elektronu) klidové hmotnosti elektronu. Rozdíl energií se projeví ve formě kinetické energie elektronu a pozitronu. Část hybnosti je absorbována elektronem či jádrem, proto je jejich přítomnost při tvorbě páru nutná. S rostoucím protonovým číslem Z pravděpodobnost tvorby párů klesá.

Všechny výše popsané procesy vedou k ionizaci prostředí. V oboru energií fotonů uvažovaných v této práci probíhá téměř veškerá absorpce fotoefektem. Jelikož je veškerá energie fotonu předána najednou, záření se velmi dobře absorbuje a látka je v rozmezí desítek až stovek nanometrů vystavena velkým hustotám energie. Energie fotonů přesahují energie chemických vazeb a mřížkových energií, proto mají destruktivní procesy v ozářené látce charakter ablace, eroze či praskání a tepelné změny (tání a následné tuhnutí, vypařování) nemusí mít významnou roli.

Mezi nabité částice řadíme elektrony, pozitrony, protony a ionty. Při reakci nabitých částic se uplatňuje silná, slabá jaderná i elektromagnetická síla. Vzhledem k jejich dosahu se v procesech uplatňuje převážně síla elektromagnetická, u protonů a těžších iontů pak při dostatečném přiblížení silná jaderná síla.

Těžké nabité částice interagují s látkou nepružným rozptylem. Část kinetické energie iontu je předána elektronu z elektronového obalu prostředí a dochází k jeho excitaci, či pokud je předaná energie větší, než ionizační práce, k ionizaci molekuly prostředí a vzniku iontového páru. Nabitá částice takto předává svou energii tak dlouho,

dokud její kinetická energie neklesne pod hodnotu energie potřebné na excitaci elektronu prostředí. Ztráty energie nalétávající nabité částice v důsledku srážek s částicemi prostředí závisí na jejím náboji, rychlosti a koncentraci elektronů v prostředí, nezávisí však na její hmotnosti. Ta ovlivňuje dráhu nabité částice, díky velké hmotnosti nabité částice v porovnání s elektronem se při srážkách jen málo odchýlí z původního směru, dráha těžké nabité částice v látce je tedy přímočará.

Těžké nabité částice při průchodu látkou zpomalují a zachytávají elektrony, čímž se z nich stávají neutrální částice. Charakter jejich interakcí s látkou se poté mění a převládají interakce s atomy a molekulami prostředí. Díky podobné hmotnosti reagujících částic také dochází k zakřivení a změnám směru dráhy částice.

Při reakcích těžké nabité částice s jádrem látky prostředí dochází k pružnému rozptylu. K interakci dochází prostřednictvím coulombovského pole jádra látky. Energie částic se zachovávají, dochází ke změně jejich dráhy. Mechanismus této reakce popisuje Rutherfordův rozptyl. Dominují výchylky o malé úhly, výsledná změna dráhy nabité částice je dána součtem všech výchylek.

Pro vysoké energie nalétávající částice na jádro dochází k jaderným reakcím.

Elektrony svou energii při průchodu prostředím ztrácí excitací a ionizací částic prostředí. Pro nízkoenergetické elektrony a prostředí s vyšším atomovým číslem pak převládá pružný rozptyl. Zde se projeví malá hmotnost elektronu v porovnání s atomem, především jeho jádrem, elektron při průchodu látkou ztrácí energii pomaleji, zároveň je jeho dráha zakřivována.

S pohybem nabité částice v látce je spojeno brzdné a synchrotronové záření. Pokud se částice pohybuje tak že zpomaluje, nebo se pohybuje po zakřivené dráze, vyzařuje elektromagnetické záření. Radiační ztráty dominují pro lehké nabité částice, tedy elektron a pozitron, také stoupají s protonovým číslem Z prostředí.

Pokud nabitá částice prochází prostředím, ve kterém je její rychlost vyšší, než rychlost světla v dané látce, vzniká Čerenkovovo záření. Vysoká rychlost prolétávající nabité částice způsobí nerovnoměrné natočení dipólů prostředí. Při jejich návratu do původní polohy emitují elektromagnetické záření. Nerovnoměrně vysílané vlny dohromady tvoří Čerenkovovo záření. Jejich vlnová délka obvykle odpovídá modré barvě viditelného světla až ultrafialové oblasti.

Neutrony s látkou prostředí interagují pouze prostřednictvím silné jaderné síly. Vzhledem k jejich neutrálnímu náboji se střetávají s atomovým jádrem a nezpůsobují přímou ionizaci látky. Srážka neutronu a jádra může mít průběh pružného rozptylu, nepružného rozptylu či jaderné reakce.

Při pružném rozptylu dochází k předání kinetické energie jádru atomu prostředí. Velikost předané energie závisí na nukleonovém čísle jádra, pro lehká jádra (malé nukleonové číslo A) dochází k velkému předání energie. Při srážce se také změní trajektorie částic.

Nepružný rozptyl označuje proces, kdy nalétávající neutron proniká do jádra prostředí, vytváří složené jádro, které emituje neutron o menší energii, než původní nalétávající, a kvantum energie. Pro nepružný rozptyl existuje prahová energie, kterou musí nést nalétávající neutron, aby byl schopen excitovat atomové jádro. Pro těžká jádra

se tato energie pohybuje okolo stovek keV, pro lehká jádra nad 1 MeV. Pravděpodobnost nepružného rozptylu také stoupá s rostoucí energií dopadajícího neutronu.

Záchyt neutronu se uplatňuje pro tepelné neutrony. Z jádra vzniká nový excitovaný nuklid, který emituje  $\gamma$  kvantum. Jde o reakci (n,  $\gamma$ ), která se využívá při výrobě radionuklidů, hraje podstatnou úlohu v chemii horkých atomů a značný praktický význam má také v tzv. aktivační analýze.

Trajektorie neutronu v látce je dána velkým počtem srážek. Obvykle na začátku dominuje nepružný rozptyl, jímž se sníží energie neutronu. Poté následuje sekvence pružných srážek, které mění dráhu neutronu a zpomalují neutron až na energii srovnatelnou s tepelnou energií prostředí. Tento proces nazýváme moderováním neutronů. Nakonec je neutron zachycen atomovým jádrem – viz výše zmíněné reakce (n,  $\gamma$ ) nebo (n, ff), pokud prostředí obsahuje jádra prvků štěpitelných tepelnými neutrony.

#### 1.1.2 Materiály navrhované pro vnitřní stěnu

Materiály uvažované pro vnitřní stěnu ICF reaktoru musí být schopné vydržet uvolnění energie dopadajícího záření ve formě tepla. Také musí být pevné a odolné vůči destruktivním procesům samotného záření, aby nedocházelo ke ztrátě materiálu v důsledku netepelných procesů. Z toho plynou dva přístupy, jak volit materiál vnitřní stěny. Pod první spadají látky, které mají vysoký bod tání a velmi dobrou tepelnou vodivost. Tyto vlastnosti zaručí, že se materiál nebude tavit a odpařovat tepelně. Dále je dobré volit materiály, které mají nízkou hustotu a střední atomovou hmotnost, ionizující záření se v nich tedy absorbuje slaběji (výjimku tvoří neutrony). Delší atenuační délka tak ústí v nižší objemové hustoty energie a tedy slabší zátěž materiálu – jak tepelnou, tak netepelnou. Kromě tepelné odolnosti však musíme vždy zvažovat ještě odolnost vůči ionizujícímu záření. I když je poměrně časté, že tepelně odolné materiály mají i vysokou radiační odolnost, neplatí to vždy. Z organických polymerů je tepelně velmi odolný polytetrafluorethylen (teflon), jehož radiační stabilita je naopak nízká [11]. U zvolených materiálů a struktur je tedy třeba vždy testovat jak tepelnou, tak radiační odolnost.

#### 1.1.2.1 Wolfram

Hlavním kandidátem pro materiál vnitřní stěny je tradičně wolfram (W) a jeho slitiny. Teplota tání čistého krystalického wolframu se udává kolem 3700 K, což z něj činí jeden z nejvíce tepelně odolných materiálů. Velmi dobrá tepelná vodivost 179 Wm<sup>-</sup>  ${}^{1}K^{-1}$ mu umožňuje v poměrně krátkém čase odvést teplo z nejvíce exponovaného povrchu, čímž se snižuje podíl destruktivních procesů [8]. Wolfram má prostorově centrovanou krystalickou mřížku (fcc), která je velmi pevně vázaná – vazby v na rozhraní krystalů jsou pevnější, než vazby mezi krystalovými zrny (grain boundaries). Při teplotách nižších než 1300 K si wolfram obvykle zachovává svou

krystalickou strukturu. Při vyšších teplotách může docházet k rekrystalizaci wolframu – vzniká polykrystalická struktura bez pravidelné orientace krystalitů a jednotlivá zrna působením tepla zvětšují svůj objem. Tyto jevy vedou ke změně mechanických vlastností, snižují tvrdost a odolnost wolframu, dochází k odlamování jednotlivých zrn, zvyšuje se drsnost [8].

To by mohlo vést k závěru, že pro pokrytí vnitřní stěny by bylo vhodné využít monokrystalické vrstvy. Ty ovšem není tak snadné vytvořit. Dále by se dalo předpokládat, že dojde-li k jejich narušení, bude se realizovat masivními změnami struktury, např. delaminací rozsáhlých částí vrstvy.

Protonové číslo Z wolframu je 74, řadí se mezi těžší prvky. Má také velkou hustotu, proto dobře absorbuje energetické fotony a nabité částice už na povrchu a v podpovrchové vrstvě (*near-surface layer*) materiálu, což způsobuje velké namáhání povrchu ozářené látky.

#### 1.1.2.2 Uhlík

Další z uvažovaných materiálů je uhlík (C) ve vhodné krystalové modifikaci. Stejně jako wolfram má dostatečnou tepelnou odolnost, především ve formě grafitu. Jeho hlavní výhodou je nízké protonové číslo 6 a nízká hustota vedoucí v jen slabou absorpci ionizujícího záření. Na druhou stranu pro některé uhlíkové struktury, v závislosti na povaze vazby mezi uhlíkovými atomy a jejich uspořádání, může docházet k výrazným změnám materiálu netepelným působením záření. Existuje několik alotropních forem uhlíku, které se odlišují strukturou a vlastnostmi [9].

Diamant je uhlík uspořádaný v krychlové krystalické soustavě. Na každý atom uhlíku jsou jednoduchou kovalentní vazbou vázané další čtyři uhlíky (hybridizace sp<sup>3</sup>).

Grafit se skládá s vrstev složených z atomů uhlíku, které jsou dvěma jednoduchými a jednou dvojnou kovalentní vazbou vázány ke třem dalším (hybridizace sp<sup>2</sup>). Jednotlivé vrstvy jsou k sobě poutány slabou van der Waalsovou vazbou. Z těchto důvodů jsou vlastnosti grafitu silně anizotropní. Je relativně obtížné poškodit grafitovou vrstvu (*graphitic sheet*), ale poměrně snadno lze oddělit jednotlivé vrstvy (např. štípání grafitových destiček nebo příprava grafénu).

Fullereny jsou kovalentní klastry uhlíkových atomů (nejběžnější tvoří 60 a 70 atomů) sférického nebo téměř sférického tvaru. Jednotlivé atomy uhlíku jsou ve fullerenové struktuře (*fullerene cage*) uspořádány v šesti- a pěti-členných cyklech. Zlomková hybridizace a pěti-členné cykly způsobují zakřivení struktury v prostoru a vytvoření sférického celouhlíkového objektu. V pevné látce se jednotlivé fullerenové struktury k sobě vážou van der Waalsovými silami.

Amorfní uhlík postrádá pravidelnou strukturu, tvoří ho atomy s hybridizací sp<sup>2</sup> i sp<sup>3</sup>. Uspořádání atomů je z velké části nepravidelné, menší část však vytváří různé strukturní motivy (nebo strukturní jednotky; *structural moieties*). Amorfních uhlíků rozeznáváme mnoho různých typů daných především způsobem přípravy a výchozí látkou nebo látkami, z nichž je vzorek připraven. Provázanost amorfního uhlíku jednoduchými a dvojnými kovalentními vazbami zaručuje jeho většinou velmi dobré mechanické vlastnosti. Z hlediska ozařování amorfního uhlíku je zajímavá hlavně jeho

grafitizace, kdy pulzní záření rychle dodá dostatečnou energii ke štěpení kovalentních vazeb, jež vede k rozvolnění kompaktní struktury a-C a přeskupení do vzájemně neuspořádaných malých grafitických strukturních jednotek (DNCG – *disordered nano-crystalline graphite*).

#### 1.1.2.3 Křemík

Křemík Si je poměrně lehce dostupný a relativně levný materiál. Jde o polovodivý materiál hojně využívaný v elektronice a fotonice. Jeho teplota tání se nachází kolem 1700 K, je tedy výrazně nižší než u wolframu, ale jeho tepelná vodivost se pohybuje okolo 149 Wm<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>. Protonové číslo křemíku je 14. Monokrystalický křemík tvoří krystalickou strukturu podobnou diamantu [10].

Odolnost materiálů navrhovaných na vnitřní stěnu vůči rtg. záření byla testována v Livermore na zařízení, jež bylo předchůdcem National Ignition Facility (NIF). Vzorky byly vystaveny 1 - 2 ns rtg. pulzům o různých fluencích emitovaným z dutinového terče ozářeného laserovým systémem Nova [11].

Karbid křemičitý SiC je polymorfní materiál. Jeho krystalická struktura může být kubická, šesterečná nebo klencová (rhomboendrická). Jde však o tvrdý materiál. Při testování odstraňování materiálu se prokázalo, že jde o poměrně odolný materiál. Mechanismus jeho odstraňování byl určen jako rozpraskávání v důsledku tepelného namáhání.

#### 1.1.2.4 Bor

Bor B je prvek s protonovým číslem 5. Jeho malá hustota a atomová hmotnost zaručují odolnost vůči ionizujícímu záření, jak prokázal experiment provádění na laserovém systému Nova pro potřeby zařízení NIF. K odstranění materiálu došlo kvůli rozpraskávání.

Dalším testovaným bórovým materiálem byl karbid boru B<sub>4</sub>C. Atomy v této pevné látce jsou vázány kovalentními vazbami, jedná se tedy o kovalentní krystaly. Má nízkou hustotu - je tvořen lehkými prvky. To zajišťuje slabou absorpci XUV/rtg, záření. Je to tedy první důvod experimentálně potvrzené odolnosti tohoto materiálu vůči ionizujícímu záření. K té přispívá také poměrně vysoká kohezivní energie krystalu a jeho schopnost vyskytovat se ve více krystalových modifikacích. V práci [12] se potvrdila výrazná odolnost vůči pulznímu rentgenovému záření emitovanému z dutinkového terče. Ze všech materiálů testovaných pro zařízení NIF byl karbid boru nejméně poškozen (tavením, ablací, rozpraskáním) i na velmi vysokých fluencích. Na Obr. 3 je závislost tloušťky vrstvy materiálu odstraněného jedním impulzem na fluenci rentgenového záření.



Obr. 3: Závislost mocností vrstev odstraněných ablací z různých materiálů na fluenci ablaujícího pulzního (1-2 ns) rentgenového záření emitovaného z dutinového terče (*hohlraumu*) ozářeného laserovým systémem Nova. Převzato z [11,12].

## 1.2 Testování radiační odolnosti uvažovaných materiálů

# 1.2.1 Testování radiační odolnosti různých vzorků wolframu uvažovaných pro ICF reaktory

Očekává se, že vnitřní stěna (*first wall*) reaktoru pro inerciální fúzi musí být schopná vydržet opakované ozáření na plošných hustotách energie (fluenci)  $\sim 1,2 \text{ J/cm}^2$  impulzem trvajícím přibližně 10 ns bez ztráty či narušení materiálu. Při ozařování wolframu se hledal práh, pro který nedocházelo k úbytku materiálu a zkoumalo se, od jaké hodnoty fluence dochází k jeho narušení [13].

Pro experiment byly vybrány tři různé vzorky wolframu - monokrystal, válcovaný prášek (*rolled powdered metal* - PWM) a vrstva chemicky deponovaná z plynné fáze (*chemical vapour deposition* - CVD). Všechny vzorky byly předehřáty na teplotu 600 °C, aby podmínky ozařování odpovídaly očekávanému stavu vnitřní stěny komory ICF reaktoru zahřátého opakovanými fúzními cykly na vysokou teplotu. Pro materiály jako je wolfram se zvýšení teploty jeví jako výhodné. Kolem 400 °C se totiž mění jeho termomechanické vlastnosti tak, že oproti pokojové teplotě, kdy je wolfram poměrně křehký, výrazně narůstá jeho kujnost (tvárnost). To by mělo být výhodné z hlediska zamezení rozpraskávání radiačně a tepelně namáhané vnitřní stěny.

K testování odolnosti wolframových vzorků byl použit pulzní plazmový zdroj rtg. záření typu Z-pinče (Sandia National Laboratories). Zařízení je tvořeno uspořádanou soustavou napnutých wolframových drátků (*wire array*), kterými protéká proud se špičkovou hodnotou dosahující 20 MA. Tento proud ionizuje drátky a vytváří

magnetické pole, jehož magnetické síly stlačují wolfram a vytváří husté plazma. Plazma vyzařuje rtg. záření. Doba trvání jednoho impulzu je zhruba 5 ns. Jednotlivé vzorky byly umístěné přibližně 70 cm od tohoto bodového zdroje. Nízkoenergetické složky záření byly odstíněny pomocí následujících filtrů (tloušťka a materiál): 2 µm kimfoil (polykarbonát) + 0,1 µm hliník, 2 µm kimfoil + 0,1 µm hliník + 2,5 µm berylium, 8 µm berylium. Různými filtry se měnila hodnota fluence na porchu vzorků, které byly umístěny vždy ve stejné vzdálenosti od zdroje (asi 70 cm, ve středové sekci Z pinče). Vzorky byly umístěny ve schránce z nerezové oceli zabraňující přímé expozici plazmatem Z-pinčového výboje [13]. Na Obr. 4 je znázorněno spektrum záření v závislosti na použitém filtru.



Obr. 4: Spektrum rentgenového záření ze Z-pinče modifikované filtry. Převzato z [13].

Povrch a podpovrchové vrstvy ozářeného materiálu byly zkoumány pomocí fokusovaného iontového paprsku (FIB), jímž byl příčně (kolmo k povrchu) vyříznut segment ozářeného vzorku, který pak byl sledován řádkovacím elektronovým mikroskopem (SEM). Dále byl ke zkoumání změn povrchu využíván optický profiloměr.

#### 1.2.1.1 Odezva wolframových vzorků na jednotlivé rentgenové impulzy

Při ozáření docházelo k zachycování úlomků generovaných zdrojem záření na materiál. Tyto úlomky mohly zvětšit výšku vzorku. Při vystavení jednomu impulzu jsou hmotnosti úlomků srovnatelné s hmotností vypařeného materiálu, proto není možné materiál před a po ozáření analyzovat pomocí vážení. Záření také při dostatečné intenzitě narušuje materiál, což vylučuje měření mikrotvrdosti. Pro zkoumání změn byla zvolena FIB analýza, která zobrazuje změny zrn wolframu. S pomocí zařízení SEM je možné určit výskyt a přesné složení úlomků.

Ozáření jedním impulzem nevedlo při fluencích od 0,27 do 0,9 J/cm<sup>2</sup> k žádným pozorovaným nevratným změnám drsnosti povrchu monokrystalického wolframu.

Při fluenci 0,9 J/cm<sup>2</sup> způsobilo ozáření polykrystalických vzorků W (PWM) a W (CVD) zdrsnění jejich povrchu. Analýza SEM ukázala, že na vzorku byly zachyceny částečky železa, mědi a niklu. Detektor zpětně odražených elektronů určil, že při ozáření došlo k zanesení vzorků beryliem vypařeným z filtru.

Působení filtrovaného záření o fluenci  $1,3 \text{ J/cm}^2$  nebylo pozorování tavení materiálu W (PWM), při 2,9 J/cm<sup>2</sup> se materiál tavil až do hloubky 0,5 µm. Odstraněním filtrů došlo ke zvýšení fluence na 19 J/cm<sup>2</sup> a hloubka protavení dosáhla 1,3 µm [13].

Obr. 5 zobrazuje zdrsnění povrchů použitých vzorků v závislosti na fluenci záření. Z něj je patrné, že monokrystal vůči záření vykazuje větší odolnost, než polykrystalické vzorky.



Obr. 5: Závislost zdrsnění materiálu na fluenci pro monokrystal, válcovaný prášek PWM a vrstvu wolframu chemicky deponované z plynné fáze CVD. Převzato z [13].

#### 1.2.1.2 Modelování

Model BUCKY počítal s rentgenovým zářením ze Z pinče procházejícím 8 µm tlustou beryliovou fólií. Model také zahrnuje proces vypařování materiálu, který zabraňuje předávání energie záření a tepla do materiálu, čímž snižuje účinnost poškození. Vychází z 1-D termální a radiační difuze a predikuje teplotní profil v ozářeném materiálu, jak se vyvíjí v čase. S jeho pomocí je možné určit práh tavení materiálu, avšak povrchové efekty a změny drsnosti nelze predikovat, jelikož tyto jevy jsou vícedimenzionální. Doba trvání impulzu byla zvolena tak, aby odpovídala hodnotě pro daný experiment.

Model předpokládá, že prahová hodnota fluence filtrovaného záření je pro tavení wolframu 0,5 J/cm<sup>2</sup>, pro vypařování pak 2,4 J/cm<sup>2</sup>. Prahová hodnota pro tavení je nižší, než experimentálně určená hodnota. Podle modelu by pro fluenci 0,9 J/cm<sup>2</sup> mělo docházet k tavení materiálu do hloubky 2  $\mu$ m, ale při experimentu nebylo pro danou fluenci pozorované žádné tavení. Nepřesnost modelu vznikla pravděpodobně nezohledněním vzájemné orientace a kontaktů zrn v materiálu, možné povrchové jevy a další vlastnosti materiálu [13].

Obr. 6 srovnává experimentálně získané hloubky v materiálu a výsledky určené modelem Bucky.



Obr. 6: Závislost hloubky odstraněného materiálu na fluenci záření. Hodnoty s chybovými značkami odpovídají výsledkům experimentu, čtvercové značky odpovídají hodnotám vypočtšným pomocí modelu Bucky. Přerušovaná čára označuje hloubku <  $0,2 \mu m$ , pro kterou je hloubka odstraněného materiálu menší než velikost zrn. Změny způsobené zářením v materiálu pod touto hranicí nemusí být pozorovatelné. Převzato z [13].

#### 1.2.2 Vystavení wolframu působení více pulzů XUV záření

Dva vzorky (monokrystal a polykrystalický vzorek (PWM)) byly ozářeny jak jedním impulzem, tak i mnoha akumulovanými pulzy. Pozorována byla odolnost jednotlivých modifikací wolframu stejně jako vliv více výstřelů.

K ozáření byl použit zdroj extrémního ultrafialového záření XAPPER. Je to plazmový zdroj typu z-pinč, který pracuje na principu gas-puff, tedy vstřikuje plyn do komory, kde se spouští silnoproudý výboj generující pinčující plazma. K experimentu byl využit xenon, se kterým je možné dosáhnout vyšší intenzity záření než s např. argonem či dusíkem. Doba trvání jednoho impulzu byla ~ 40 ns. Zdroj může pracovat s opakovací frekvencí až 10 Hz. Zařízení se skládá z fokusujícího zrcadla, které dovoluje dosáhnout vyšší fluence záření a zároveň zabraňuje dopadu úlomků (*debris*) a nabitých částic na zkoumaný materiál. Optický prvek je chráněn fólií bránící jeho poškození nefotonovou emisí laserem vytvářeného plazmatu [14]. Schéma zařízení XAPPER je zobrazeno na Obr. 7.



Obr. 7: Schéma experimentu využívající zdroj XAPPER. Záření je generované pomocí z-pinče a následně fokusované epitickým kondenzorem. Díky fokusování dosahuje rtg. záření vyšších fluencí. Převzato z [15].

V experimentu byl využit vakuový kalorimetr pro měření energie záření v pulzu, kamera s nábojově vázanými prvky (CCD) zviditelňující prostorové rozložení záření a určující průměrnou fluenci záření na povrchu vzorku. Pomocí interferometru s bílým světlem (WLI) Veeco byla stanovena drsnost povrchu před ozářením a po ozáření [15].

Odhad reálné expozice fúzním plazmatem musí počítat s více druhy částic interagující se vzorkem - rentgenové záření, vysokorychlostní neutrony, které materiál nezahřívají, a nabité částice, které materiál zahřívají. Při experimentu na zařízení XAPPER byl pozorován nárůst teploty materiálu z pokojové teploty na 200 – 300 °C.

Teplota materiálu byla určena pomocí modelu RadHeat z naměřených energií záření. Model popisuje vývoj teploty vzorku, který je vystaven fotonovému a ionizujícímu záření. Předpokládá, že doba trvání impulzu rtg. záření je 1 ns, doba trvání impulzu ionizujícího záření 0,1 ns. První částečné zvýšení teploty nastává po dopadu rtg. záření na materiálu, další zvýšení teploty nastává při dopadu iontů.

#### 1.2.2.1 Expozice mnoha pulzy rtg. záření

Před začátkem experimentu byla určena hodnota zdrsnění povrchu monokrystalu  $\sim (7,7\pm1,7)$  nm, pro polykrystalický krystal  $\sim (16,0\pm1,8)$  nm [15].

Pro fluenci 0,5 a 0,7 J/cm<sup>2</sup> <sup>a</sup> počet akumulovaných pulzů 10<sup>5</sup> byla pozorována změna zabarvení povrchu u obou materiálů, avšak téměř žádná změna drsnosti povrchu. Pro nižší počty akumulovaných pulzů nebyly pozorovány žádné viditelné změny. Pro fluenci 0,7 J/cm<sup>2</sup> krystal dokonce vykazoval známky vyhlazení povrchu, hodnoty se však pohybují na hraně statistické odchylky.

Zvýšení fluence na ~  $1 \text{ J/cm}^2$  vedlo ke zdrsnění povrchu obou modifikací wolframu. Pro PWM se drsnost povrchu působením  $10^4$  pulzů zvýšila na efektivní hodnotu 72 nm. (r.m.s.) Takové hodnoty drsnosti bylo pro monokrystalický materiál dosaženo až expozicí  $3 \times 10^4$  pulzy.

Pro fluenci zvýšenou na 1,2 J/cm<sup>2</sup> se potvrdilo očekávané poškození materiálu už jedním impulzem rtg. záření [14]. Na Obr. 8 je povrch polykrystalického vzorku wolframu poškozený rtg. zářením o fluenci ~1,2 J/cm<sup>2</sup> různým počtem pulzů.

Obr. 9 ukazuje, jak se mění závislost zdrsnění povrchu na počtu impulzů pro monokrystal a polykrystalický vzorek při vystavení záření o flucenci ~1,0 J/cm<sup>2</sup>.



Obr. 8: Polykrystalický vzorek wolframu poškozený rtg. zářením o fluenci  $\sim$ 1,2 J/cm<sup>2</sup> různým počtem pulzů. Převzato z [15].



Obr. 9: Závislost zdrsnění povrchu na počtu pulzů pro monokrystal a polykrystalický vzorek wolframu při fluenci záření ~1,0 J/cm<sup>2</sup>. Převzato z [15].

# 1.2.3 Rozdílné chování alotropů uhlíku vystavených působení velmi krátkých impulzů extrémního ultrafialového a měkkého rentgenového záření

Ve výkonové XUV/rtg. optice jsou uhlíkové povlaky hojně používány ke tvorbě povrchové vrstvy, která chrání optické součástky před zářením. Tento materiál musí vydržet termální a radiační dávky.

K experimentu byly použity dva druhy uhlíku - amorfní uhlík (a-C) a uhlík  $C_{60}$ . U materiálů byla po ozáření sledována jeho struktura. Při působení teploty či tlaku se uhlíkové struktury mohou měnit, takový jev však při experimentu nebyl pozorován. Změny v materiálu se projevovaly jeho erozí nebo expanzí.

Daný materiál byl vystaven ultrakrátkým pulzům extrémního ultrafialového záření (XUV,  $\lambda = 30 - 100$  nm) a měkkého rentgenového záření (SXR,  $\lambda = 0,3 - 30$  nm). Zdrojem XUV záření ( $\lambda = 60$  nm) byl SPring-8 Compact SASE Source (SCSS), schéma experimentu je zobrazeno na Obr. 10, zdrojem SXR záření ( $\lambda = 13,5$  nm) byl laser na volných elektronech v Hamburku (FLASH). Doba trvání impulzu byla na SCSS byla 100 fs, u FLASH pak o něco kratší: 30 fs [16].



Obr. 10: Schéma experimentu pro ozařování pevných vzorků fokusovaným SCSS laserovým paprskem. Převzato z [16].

Ozářený materiál bych zkoumán mikroskopem s diferenciálním interferenčním kontrastem (DIC *microscope*; Nomarského mikroskop) a mikroskopem atomárních sil (AFM). Chemická změna byla ověřována pomocí Ramanova spektra. Fotoionizační plynový detektor (GMD – *Gas Monitor Detector*) byl využit pro měření množství zářivé energie v určitém impulzu.

#### 1.2.3.1 Poškození uhlíkových materiálů jedním impulzem

K experimentu byla použitá 890 nm tlustá vrstva a-C nanesená na monokrystalický křemíkový substrát magnetronovým naprašováním. Počáteční hodnota drsnosti povrchu byla stanovena na (1,02±0,07) nm. Termálním napařováním byla na monokrystalický křemíkový substrát nanesena 200 nm tenká vrstva  $C_{60}$  s drsností povrchu (6,8±0,6) nm [16].

Pro a-C byl určen práh pro ablaci materiálu působením jednoho výstřelu 0,082 J/cm<sup>2</sup> při působení záření z SCSS, 0,384 J/cm<sup>2</sup> pro záření na zařízení FLASH.

Působením jedno výstřelu byl určen práh ablace materiálu C<sub>60</sub> 0,023 J/cm<sup>2</sup> pro záření z SCSS, 0,041 J/cm<sup>2</sup> pro záření z FLASH. Po ozáření na SCSS byla naměřena zvýšená hodnota drsnosti (9,2±0,8) nm [16].

Práh ablace byl určen metodou f-skenu. Její detailnější popis poskytuje podkapitola 2.1.2. Na Obr. 11 je zobrazen f-sken pro poškození a-C a  $C_{60}$ jedním impulzem ze zdroje záření SCSS. Naměřené hodnoty jsou proloženy exponenciální funkcí, fitovací parametry jsou uvedené v tabulce.



Obr. 11: Srovnání f-skenů a-C (červené čtverce) a  $C_{60}$  (černá kolečka) ozářených jedním impulzem z SCSS. Data jsou proložená exponenciálními funkcemi (parametry funkcí jsou uvedené v tabulce). Převzato z [16].

Amorfní uhlík je tvořen molekulami uhlíku, které jsou provázány jednoduchými a dvojnými kovalentními vazbami do neuspořádané trojrozměrné struktury. Díky těmto vazbám je a-C vůči ozáření odolnější než  $C_{60}$ , jehož jednotlivé fullerenové struktury (*fullerene cages*) k sobě váží jen výrazně slabší mezimolekulové, van der Waalsovy síly (*vdW interactions*).

U obou modifikací uhlíku byly pozorovány povrchové změny vzniklé kvůli odstraňování materiálu, erozi, desorpci, ablaci a expanzi. Povrchové změny byly pozorovány pomocí AFM. Materiály byly analyzovány také pomocí Ramanovy mikrosondy. Ramanovo spektrum fullerenu C<sub>60</sub> se po ozáření nezměnilo, nedocházelo tedy ke grafitizaci materiálu. Byla pozorována hlavně desorpce materiálu, kterou lze vysvětlit odstraňováním ionizovaných molekul (produkty rozkladu fullerenových klastrů (*fullerene cages*)). U uhlíku a-C byla pozorována změna v Ramanovu spektru. Po ozáření docházelo ke grafitizaci, která způsobila expanzi materiálu

Pro a-C byl experimentálně s použitím zařízení FLASH nalezen práh poškození 0,17 J/cm<sup>2</sup>. Tomu odpovídá hodnota absorbované dávky 0,88 eV/atom [16].

#### 1.2.3.2 Modelování

Kód XTANT byl využit pro modelování expozice materiálu XUV/rtg. záření. Předpokládá se, že změny materiálu jsou spojeny s fotoionizací, elektronickými excitacemi, a řadou sekundárních procesů. Model také zohledňuje emisi elektronů z povrchu materiálu.

Práh rozkladu materiálu je dosažen, pokud je hustota kladného náboje fullerenových klastrů taková, že odpudivé coulombovské síly působící mezi klastry převáží nad van der Waalsovými. K vytvoření náboje klastrů dochází vlivem fotoionizace XUV/SXR zářením nebo ionizace sekundárními elektrony. Model vysvětluje erozi  $C_{60}$ . K té dochází v důsledku coulombické repulze mezi sousedními fotoionizací (a ionizací srážkami s elektrony) vytvořenými kationradikály  $C_{60}$ , která způsobuje prodlužování van der Waalsových vazek až k jejich disociaci. Při dosažení prahové fluence záření jsou ionizované fullerenové uhlíkové klastry uvolňovány do okolného prostředí, aniž by se rozkládaly (Ramanovou spektroskopií se na ozářených površích nepodařilo prokázat jinou formu uhlíku než zase jen fullerenovou). Na Obr. 12 je zaznamenán vývoj dvojice fullerenových klastrů v čase po simulaci ozáření materiálů svazkem FLASH. Případ a modeluje situaci při ozáření pod prahem poškození, případ B pak nad prahem. Případ C zakazuje elektronovou emisi. V tomto případě i na fluencích bezpečně nad experimentálně stanoveným prahem nedochází k ablaci. Z toho lze usoudit, že právě coulombovské odpudivé síly jsou příčinou odstranění  $C_{60}$  z materiálu.



Obr. 12: Vývoj pozic fullerenů v scc krystalu  $C_{60}$  v čase po ozáření materiálu ze zařízení FLASH. Pozice jsou určené z modelu XTANT a odpovídají situacím: (A) dovolená emise elektronu při ozáření podkritickou dávkou; (B) dovolená emise elektronu při ozáření nadkritickou dávkou; (C) uměle zakázaní emise elektronu, tedy zakázání efektu Coulombovského odpuzování. Převzato z [16].

Obr. 13 ukazuje model změn v a-C při ozáření svazkem FLASH. Pro a-C byla určena prahová absorbovaná dávka potřebná pro poškození ~ 0,85 - 0,90 eV/atom při výpočtu s parametry ozáření dosaženými na zařízení FLASH. Při ozáření pod prahovou dávkou, tedy 0,8 eV/atom, se materiál rozpíná, dochází ke grafitizaci amorfního uhlíku. Pro ozáření nad prahovou absorbovanou dávkou potřebnou pro poškození, tedy 1 eV/atom, se však struktura rozpadá na fragmenty, které mohou unikat do vakua. Na povrchu ozářeného vzorku tak dochází jak k expanzi materiálu, tak k jeho erozi [16].



Obr. 13: Model vývoje pozic atomů a-C ozářeného ze zařízení FLASH pod prahovou dávkou ablace (0,8 ev/atom) a nad ní (1 eV/atom) v čase. Převzato z [16].

# 1.2.4 Poškození amorfního uhlíku více pulzy pod prahem poškození jedním impulzem

U zařízení, která pracují s krátkovlnnými lasery s volnými elektrony, dochází k poškozování fokusujících zrcadel vlivem jejich ozáření. Ke zvýšení reflektivity zrcadel se na křemíkový substrát nanáší tenké vrstvy vhodných prvků a sloučenin. Jedním z široce používaných materiálů je amorfní uhlík. Cílem experimentu bylo zkoumat změny v a-C vyvolané krátkovlnným zářením s fluencí ~ 10 µJ/cm<sup>2</sup> po delší časy, což simuluje podmínky očekávané v zařízení FLASH (Hamburk).

Testované vzorky byly složeny ze 40 - 45 nm tlusté vrstvy a-C nanesené naprašováním na monokrystalický křemíkový substrát [17].

Jako zdroj záření byl použit XUV laser (Univerzity of L'Aquila) s kapilárním výbojem v argonu, kde je ASE dosaženo v neonu podobných iontech argonu. Vlnová délka laseru je  $\lambda = 46,9$  nm, délka trvání pulzu 1,7 ns. Laser pracoval s opakovací frekvencí 0,2 Hz. Část svazku byla odkloněna Lloydovým zrcadlem a nasměrována na fotodiodu sloužící jako monitor energie pulzu. Fokusující sférické zrcadlo mělo odrazivost ~ 30% a bylo natočeno tak, aby na něj paprsek nedopadal kolmo. S ohledem na parametry zrcadla, jeho vzdálenost od laseru a další možné ztráty intenzity bylo určeno, že na vzorek dopadá 20% původní intenzity záření generované laserem. Energie pulzů byla volena tak, aby nikdy nepřesáhla prahovou energii nutnou k poškození materiálu jedním impulzem. Schéma uspořádání experimentu je zobrazeno na Obr. 14. [17].



Obr. 14: Schéma uspořádání experimentu pro ozařování a-C pomocí fokusovaného paprsku z kapilárního výboje dosaženém v neonu podobném argonu. Převzato z [17].

Při experimentu byl materiál vystaven pulzům o energii 0,4; 2,0; 8,0; 20,0; a 40,0 μJ. Pro každou hodnotu energie pak bylo akumulováno 1, 5, 10, 20 a 40 výstřelů.

Materiál byl zkoumán Nomarského mikroskopem (DIC) a mikroskopem atomárních sil (AFM). Chemická resp. strukturní p byla ověřována pomocí Ramanovy spektroskopie s prostorovým rozlišením.

#### 1.2.4.1 Ozařování jedním XUV laserovým impulzem

Materiál byl nejprve vystaven jednotlivým impulzům, jejichž energie byla postupně zeslabována. Analýzou závislosti poškození materiálu na energii impulzu (resp. lnE) byla určena prahová hodnota plošné hustoty energie (fluence) 1,1 J/cm<sup>2</sup> a průměr svazku v ohnisku  $2r = (23,3\pm3,0) \mu m$ . Pro energie impulzu 0,4 a 2,0  $\mu$ J nebylo pozorované poškození materiálu. Pro energie 8,0, 20,0 a 40  $\mu$ J, které odpovídají fluencím 1,9, 4,7 a 9,4 J/cm<sup>2</sup> byla na okrajích ozářené plochy pozorována expance materiálu a v jejím středu pak došlo k odstranění materiálu uhlíkového pokrytí, až k delaminaci vrstvy. Při nejvyšší fluenci pak pozorujeme i narušení křemíkového substrátu [17]. Závislost poškozené plochy na energii impulzu je zobrazena na Obr. 15. Prahová hodnota poškození materiálu je určena pomocí Liuovy metody [18] interpolací energie do 0, čemuž odpovídá nepoškozený povrch materiálu.



Obr. 15: Závislost poškozené plochy a-C na energii jednoho laserového impulzu. Převzato z [17].

Materiál vystavený záření na fluenci 1,9 J/cm<sup>2</sup> byl analyzován pomocí Ramanovy spektroskopie. Ta prokázala, že působením XUV laserového záření se zvyšuje poměr uhlíku v hybridizaci sp<sup>2</sup> vůči tomu v hybridizaci sp<sup>3</sup>, dochází tedy ke grafitizaci a-C. Tím je vysvětlena i expanze ozářeného materiálů. Grafit má nižší hustotu než diamant, grafitizovaný materiál tedy zaujímá větší objem, než stejné množství materiálu s vyšším obsahem diamantového uhlíku [17].

#### 1.2.4.2 Ozařování více XUV laserovými pulzy

Expozice pěti pulzy při fluenci 0,5 J/cm<sup>2</sup> nevedla k žádným pozorovatelným změnám. 10, 20 a 40 výstřelů způsobilo odstranění (erozi) materiálu do hloubky 0,3, 1,2 a 1,5 nm. Na Obr. 16 je pomocí AFM zobrazena oblast radiačního poškození materiálu a hloubkový profil v místě maximální hloubky. Analýza materiálu Ramanovou spektroskopií určila, že při takovémto ozáření nedošlo ke strukturální změně zbytkového materiálu na dně takto vytvořeného kráteru. Opakované ozařování s největší pravděpodobností přímo štěpí kovalentní vazby mezi uhlíky. Tak vznikají malé, ve vakuu těkavé fragmenty uhlíkové struktury, které opouštějí povrch ozařovaného vzorku do vakua, čímž dochází ke zmenšení jeho objemu a vytváří se pozorovaný erozní kráter. Tento jev je možné vysvětlit pomocí emitovaného záření. Laser kromě koherentního XUV záření vyzařuje i nekoherentní dlouhovlnné záření. Krátkovlnné koherentní záření štěpí kovalentní vazby a na povrchu vznikají materiálové fragmenty. Nekoherentní dlouhovlnné (UV-Vis-NIR) záření způsobuje ohřívání materiálu, což vede k uvolnění fragmentů do vakua.



Obr. 16: Topografické záznamy z AFM povrchu a-C vystavenému (a) 10, (b) 20 a (c) 40 laserovým pulzům o fluenci 0,5 J/cm<sup>2</sup>; (d) zobrazuje maximální hloubku kráteru. Převzato z [17].

# **1.2.5** Role tepelné akumulace při ozařování křemíku více pulzy pod prahem poškození jedním impulzem

Lasery na volných elektronech představují zdroj XUV/rtg. záření o extrémně vysokém špičkovém jasu, jež zářivou energii produkuje ve velmi krátkých impulzech typicky doby trvání desítek až stovek femtosekund. To umožňuje velmi efektivně zkoumat změny vyvolané v různých materiálech vysokými toky energetických fotonů.

Monokrystalický křemík byl pro tato zkoumání zvolen, jelikož je snadno dostupný (představuje typický kovalentní polovodivý materiál diamantového strukturního typu, strukturně nejsou rozdíly vůči diamantu výrazné, cenové pak zvláště u velkých monokrystalů značné), využívá se ve výkonové krátkovlnné optice a fotonice a již také byl mnohokrát vystaven působení jednotlivých laserových impulzů v různých spektrálních oborech, rozdílné doby trvání, atp. Popsaný experiment sledoval následky expozice křemíku mnoha ultrakrátkými pulzy laseru pracujícího v měkké rentgenové oblasti. Byl v něm zkoumán hlavně vliv opakovací frekvence pulzů.

Ozařována byla destička seříznutá z monokrystalu křemíku. Její rozměry byla 10×40 mm<sup>2</sup> a tloušťka 0,9 mm. Povrchová drsnost byla před ozářením jen 0,2 nm.

Jako zdroj záření byl použit laser s volnými elektrony FLASH (Free Electron Laser in Hamburg v DESY, Hamburk, SRN) nastavený na vlnovou délku  $\lambda = 13,5$  nm. Doba trvání pulzu fluktuovala kolem 100 fs. Na BL2 beamline byl svazek fokusován na křemíkový vzorek ve vakuové interakční komoře. Povrch vzorku byl vystaven působení 400 pulzů při opakovací frekvencí 1 MHz nebo 10 Hz. Maximální fluence byla 64 mJ/cm<sup>2</sup>, tedy téměř o řád pod prahovou fluencí poškození křemíkového povrchu jedním impulzem, jež činí 410 mJ/cm<sup>2</sup> [10].

Po ozáření byl vzorek vyjmut z vakuové komory a jeho povrch byl prozkoumán Normanského mikroskopem (DIC), řádkovacím elektronovým mikroskopem (SEM) a transmisním elektronovým mikroskopem (TEM).

# 1.2.5.1 Ozáření křemíku více pulzy při různých opakovacích frekvencích – experiment

Analýza ozářeného povrchu nám umožňuje rozlišit tři různé oblasti poškozeného materiálu vykazující specifické poškozovací procesy.

Ve vnějších oblastech poškozeného povrchu byly nalezeny kapičky velikosti 30 – 50 nm vzdálené od sebe 100 – 150 nm. Tyto útvary mohly vzniknout lokálním roztavením křemíku, rozkolísáním nebo přímo rozstřikem taveniny a její následnou resolidifikací.

Prostřední část poškozené oblasti (*damage pattern*) je velmi zdrsněná, tvořená podobnými útvary, jaké byly výše pozorovány ve vnějším sektoru, jen s mnohem vyšší hustotou. Zasahují do hloubky vzorku, až k 0,5 µm [10]. Vnitřní (centrální) část má hladký povrch vytvořený pravděpodobně hydrodynamickými procesy (expanze a pohyb roztaveného materiálu) typu pístového jevu (*piston effect*). Čas potřebný na zpětnou přeměnu taveniny v pevnou látku (resolidifikace) je dostatečně dlouhý na to, aby materiál stihl vytvořit krystalickou strukturu a eliminovat většinu dislokací.

K popsaným specifickým povrchovým změnám je možno přiřadit určitou prahovou hodnotu fluence. Pro vnější, prostřední a vnitřní část poškozené oblasti byly stanoveny hodnoty 38, 40 a 42 mJ/cm<sup>2</sup> s chybou  $\pm 20\%$  [10].

Pro porovnání byl stejný materiál ozářen 400 a 4000 pulzy s opakovací frekvencí 10 Hz. Střední fluence byla při tomto ozáření nastavena na 43 mJ/cm<sup>2</sup>. Přestože převyšuje každou ze tří prahových hodnot nalezených pro megahertzové poškození, nebylo pozorováno poškození žádného z popsaných typů. Povrch křemíku nedoznal po ozáření při 10 Hz žádné pozorovatelné nevratné změny.

# **1.2.5.2** Ozáření křemíku více pulzy při různých opakovacích frekvencích – počítačové simulace

K simulaci vedení tepla v materiálu byla použita difusní rovnice s předpokladem, že se teplo šíří jedním směrem – do hloubky vzorku kolmo k jeho povrchu. Pro simulace jsou důležité hodnoty entalpie h = 3 GJ/m<sup>3</sup>, kdy je dosaženo teploty tavení  $T_{melt}$ . Se zvyšující se hodnotou entalpie zůstává teplota T=T<sub>melt</sub>, tedy konstantní. Změna nastane po zkapalnění křemíku, kdy entalpie poskočí na h = 7,17 GJ/m<sup>3</sup>. Model počítal s depozicí teplené energie trvající 2 ps a dobou mezi jednotlivými pulzy 1 µs, což odpovídá časovému intervalu mezi jednotlivými pulzy v megahertzové sekvenci (*train*) pulzů. Výpočet provedený pro jednotlivý impulz ukázal, že jednu mikrosekundu po dopadu impulzu se v povrchové vrstvě materiálu stále nachází zbytkové teplo, které ovlivní procesy indukované následujícím pulzem megahertzové sekvence [10].

Další simulace tedy již zahrnovala všech 400 pulzů dopadající na křemíkový povrch s opakovací frekvencí 1 MHz. Hodnoty fluence byly nastavovány v rozsahu  $25 - 60 \text{ mJ/cm}^2$ . S rostoucím počtem pulzů a hodnotou fluence rostla hodnota entalpie. Hranice pro dosažení entalpie h = 3 GJ/m<sup>3</sup> se v průběhu pulzu a po něm měnila. Pro 400 pulzů postačí k tavení materiálu v průběhu impulzu dosáhnout fluence ~ 45 mJ/cm<sup>2</sup>. Zkapalnění je dosaženo při fluenci ~ 54 mJ/cm<sup>2</sup>. Tyto hodnoty se v rámci chyby shodují s hodnotami experimentálně získanými. Hranice entalpie pro zkapalnění materiálu se v průběhu impulzů a mezi nimi téměř nemění. Energie impulzů se akumuluje a přispívá k latentnímu teplu potřebnému pro realizaci fázové přeměny (zde roztavení materiálu) Při dosažení podmínek tavení je materiál přeměněn do hloubky až 0,6 µm, což také dobře odpovídá výše uvedené hodnotě [10].

# 2 Speciální část

Vnitřní stěna komory fúzního reaktoru musí vykazovat odolnost vůči několika druhům záření. Z toho důvodu jsou uvažované materiály vystavovány extrémním tokům neutronů, energetických iontů, dlouhovlnného UV-Vis-IR záření a krátkovlnnému XUV/rtg. záření. Odezva materiálu na tuto zátěž poté dovoluje zkoumat chování daného materiálu, ať po morfologické či materiálové stránce.

Jedním z hlavních problémů při analýze vzorků ozářených vysokoenergetickým laserovým zářením je tvar svazku - profily krátkovlnných svazků obvykle nejsou gaussovské. Interpretace experimentu s předpokladem gaussovského tvaru svazku by tedy vedla k mylným výsledkům. Z toho důvodu je třeba získat informace o svazku jiným způsobem – metodou ablačních otisků potažmo metodou fluenčního f-skenu [18].

# 2.1 Analýza dat – teoretická část

#### 2.1.1 Popis laserového svazku

Při dopadu elektromagnetického záření na materiál se jeho energie předává látce. Fluence *F*, nebo-li plošná hustota energie, vyjadřuje množství energie, které dopadne na jednotku plochy. Energie se v látce absorbuje, což lze popsat Lambert-Beerovým zákonem:

$$F(z) = F_0 e^{-\frac{z}{l_{at}}},\tag{1}$$

kde  $F_0$  je maximální hodnota fluence,  $l_{at}$  je atenuační (absorpční) délka záření a označuje místo, kde fluence poklesne na hodnotu 1/e z původní hodnoty. Derivací vztahu (1) podle hloubky z dostaneme dávku energie  $\varepsilon$  deponovanou v materiálu ve hloubce z:

$$\varepsilon(z) = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} = -\frac{F_0}{l_{at}}e^{-\frac{z}{l_{at}}} = \varepsilon_0 e^{-\frac{z}{l_{at}}}.$$
(2)

Energie laserového svazku je prostorově rozdělená. Označme rovinu xy jako rovinu kolmou na směr šíření svazku. Zavedením funkce f(x,y), jejíž maximum je normované na 1, můžeme popsat rozložení fluence v každém bodě příčné roviny jako:

$$F(x,y) = F_0 f(x,y).$$
 (3)

kde  $F_0$  je špičková hodnota fluence na povrchu materiálu. Za předpokladu, že Rayleighova vzdálenost svazku je mnohem větší než atenuační délka svazku můžeme prostorové rozdělení fluence v objemu vzorku popsat jako:

$$F(x, y, z) = F_0 f(x, y) e^{-\frac{z}{l_{at}}}.$$
(4)

Derivací podle proměnné z opět získáme vztah pro dávku energie  $\varepsilon$ , tentokrát již v závistlosti na prostorovém rozdělení:

$$\varepsilon(x,y,z) = \frac{F_0}{l_{at}} f(x,y) e^{-\frac{z}{l_{at}}} = \varepsilon_0 f(x,y) e^{-\frac{z}{l_{at}}}.$$
(5)

Integrací vztahu (4) přes rovinu *xy* dostáváme celkovou energii impulzu, která se při šíření volným prostorem nemění:

$$E = \iint_{R^2} F(x, y) \, dx \, dy = F_0 \iint_{R^2} f(x, y) \, dx \, dy = F_0 A_{eff}.$$
 (6)

Zde  $A_{eff}$  je tzv. efektivní plocha svazku. Efektivní plocha svazku v případě negaussovských svazků slouží k popisu jeho příčného rozměru podobně jako například hodnota FWHM pro svazky gaussovské.

S využitím vztahů (2) a (6) získáme vyjádření špičkové dávky deponované na povrchu materiálu jedním impulzem o energii *E*:

$$\varepsilon_0 = \frac{F_0}{l_{att}} = \frac{E}{A_{eff} l_{at}}.$$
(7)

#### 2.1.2 f-sken

Fluenční sken (*f-sken*) je metoda, která umožňuje popsat laserový svazek pomocí funkce *f*. Křivka fluenčního skenu f(S) přiřazuje každé ploše příčného řezu svazku *S* (tzv. isofluenční kontuře) určitou hodnotu z intervalu (0,1).

Ze vztahu (6) plyne, že integrací funkce f(x,y) popisující normovaný profil svazku přes rovinu xy získáme efektivní plochu svazku  $A_{eff}$ . Přechodem od souřadnic x, y k ploše S získáme spojitost mezi efektivní plochou svazku a funkcí f popisující svazek:

$$A_{eff} = \iint_{\mathbb{R}^2} f(x, y) \, dx \, dy = \int_0^{S_{MAX}} f(S) \, dS, \tag{8}$$

kde S<sub>MAX</sub> označuje maximální plochu ablaovaného kráteru [18].

#### 2.1.2.1 Iterativní analýza tvaru ablačních/desorpčních kráterů

Při analýze ablačního/desorpčního kráteru lze jednoduše určit jeho maximální hloubku  $d_{max}$  v závislosti na špičkové deponované dávce  $\varepsilon_0$ . Tato závislost udává odezvu materiálu na lokální deponovanou dávku, která je velmi často nelineární. Detailní analýza povrchu celého kráteru poskytne více informací o závislosti hloubky na deponované dávce, jelikož dávka je spojitě rozdělena dle funkce f(x,y). Tím získáme mnohem více bodů funkce odezvy materiálu  $d(\varepsilon)$ . Protože tvar svazku f(x,y) popř. křivku jeho fluenčního skenu f(S) neznáme, potřebujeme minimálně 2 krátery vytvořené na různých deponovaných dávkách energie, abychom mohli iterativně určit obě funkce  $d(\varepsilon)$  a f(S).

Z morfologie kráteru lze určit závislost hloubky *d* na ploše *S* kontury, kterou získáme řezem skrz kráter na dané hloubce *d*. Závislost d(S) je analogií křivky fluenčního skenu, se kterou je spojena funkcí odezvy  $d(\varepsilon)$ . Lze totiž tvrdit, že rozdělení deponované dávky  $\varepsilon(S) = \varepsilon_0 f(S)$  odpovídá tvar kráteru:

$$d(\varepsilon(S)) = d(\varepsilon_0 f(S)) = d(S), \tag{9}$$

kde hodnotě S = 0 odpovídá maximální hloubka kráteru  $d_{max}$ .

Sestavením křivek  $d^i(S)$  pro N různých ablačních kráterů do řídké matice získáme základ pro iterativní získání obou křivek  $d(\varepsilon)$  a f(S). Základním předpokladem celého algoritmu je, že profil svazku je pro všechny otisky stejný a že jedné hodnotě hloubky odpovídá právě jedna hodnota lokální deponované dávky  $\varepsilon$ , tedy že odezva materiálu závisí pouze na deponované dávce prostřednictvím funkce  $d(\varepsilon)$ . Víme, že maximální hloubce  $d^i_{max}$  odpovídá deponovaná dávka energie  $\varepsilon_0^i$ , nulová plocha kontury S = 0 a hodnota f = 1, což jsou jediné přiřazené hodnoty, které na počátku máme. Stejné hloubky je ovšem také dosaženo v jakémkoliv hlubším k-tém kráteru na nenulové ploše *S* vytvořené dávkou  $\varepsilon^k(S) = \varepsilon_0^k f(S) = \varepsilon_0^i$ . Z tohoto vztahu lze vypočítat hodnoty f-skenu f(S) na daných plochách *S*, které jsou řešením rovnice  $d^k(S) = d^i_{max}$ . Stejným způsobem dostaneme hodnoty f(S) pro ostatní maximální hloubky  $d_{max}$ , čímž získáme N(N-1)/2 nových bodů v f-skenu.

V okamžiku, kdy pro pevně danou plochu *S* známe hodnotu f(S), pak vynásobením dávkou  $\varepsilon_0^k$  získáme novou hodnotu dávky energie  $\varepsilon^k(S)$ , které z grafu  $d^k(S)$  přiřadíme hloubku *d*. Tím získáme další body funkce odezvy  $d(\varepsilon)$  a dostáváme se zpět na začátek iterační smyčky, kterou můžeme znovu zopakovat s mnohem větším počtem výchozích bodů.

Na Obr. 17 je grafické zobrazení celého procesu. Vpravo nahoře jsou křivky d(S) odpovídající době ozáření PMMA t = 5, 120 a 480 s vytvořené pro pozici vzorku z = 12,64 mm. Tyto křivky jsou získány analýzou kráteru. Výše popsaným způsobem se poté určí křivky f(S) a  $d(\varepsilon)$ .



Obr. 17: Křivky d(S) odpovídající době ozáření PMMA t = 5, 120 a 480 s vytvořené pro pozici vzorku z = 12,64 mm. Využívají se při iterativní analýze tvaru ablačních/desorpčních kráterů pro tvorbu závislosti f(S) (vpravo dole) a  $d(\varepsilon)$  (vlevo nahoře), detailněji popsáno v podkapitole 2.1.2.1.

#### 2.1.3 Desorpčně – ablační model

Interakce XUV záření s polymethylmethakrylátem (*PMMA*) je převážně netepelný proces, při kterém energetické fotony štěpí řetězce polymeru a uvolňují je z látky. Proces interakce jednoho impulzu XUV záření s PMMA je popsán desorpčně – ablačním modelem [19]. Model zavádí účinnost radiačního poškození  $\eta$ , která vyjadřuje

pravděpodobnost odstranění materiálu v závislosti na lokální deponované dávce energie  $\varepsilon$ . Je definovaná jako

$$\eta(\varepsilon) = \frac{n_R(\varepsilon)}{n},\tag{10}$$

kde  $n_R(\varepsilon)$  je počet odstraněných atomů zářením o energii  $\varepsilon$  v jednotce objemu, *n* je atomární hustota nepoškozeného materiálu.

Profil vzniklého kráteru získáme integrací účinnosti  $\eta$  pro interval  $z \in (0,\infty)$ , kde za dávku deponované energie  $\varepsilon$  dosazujeme vztah (5). Funkce popisující hloubku kráteru má předpis

$$d(x,y) = \begin{cases} l_{at} \eta_D \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{thr}}, \ \varepsilon_0 f(x,y) < \varepsilon_{thr} \\ l_{at} (\eta_D + \eta_A \ln \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{thr}} f(x,y) \right)), \ jinak, \end{cases}$$
(11)

kde,  $\varepsilon_{thr}$  je prahová hustota energie záření, nad kterou dochází k ablaci materiálu,  $\eta_D$  je maximální účinnost radiačního poškození v desorpčním režimu,  $\eta_A$  je účinnost radiačního poškození v ablačním režimu.

#### 2.1.4 Zesítění

Při ozáření látky jedním impulzem pod ablačním prahem dochází jen k malé změně profilu povrchu (~ 1 nm), kterou téměř nelze detekovat. Proto se materiál běžně ozařuje více impulzy s energií pod prahovou energií ablace, které se v látce akumulují a vytvářejí desorpční kráter. Tento proces není lineární, dosažená hloubka není úměrná počtu impulzů ani celkové akumulované. Tento jev lze vysvětlit pomocí zesítění (*cross-linking*), což je proces, při kterém mezi řetězci polymeru vznikají působením energie záření dvojné vazby C=C a zpevňují materiál propojením polymerních řetězců, čímž se zároveň zvyšuje jeho odolnost vůči záření. Model zesítění byl vytvořen J. Chalupským, T. Burianem et al. (bude publikováno).

Nechť  $N_S$  je hustota jednoduchých vazeb v PMMA,  $N_D$  je hustota dvojných vazeb v PMMA vytvořených zesítěním. Předpokládejme, že se jednoduché vazby účinkem záření přeměňují na dvojné. Pak rovnice:

$$dN_S = -\gamma N_S \, d\varepsilon \tag{12}$$

popisuje změnu hustoty jednoduchých vazeb v závislosti na dodané dávce d $\varepsilon$ ,  $\gamma$  je koeficient označující míru zesítění. Jejím vyřešením dostaneme funkci popisující změnu hustoty jednoduchých vazeb  $N_s$  v závislosti na akumulované energii  $\varepsilon$ 

$$N_s(\varepsilon) = N_s^0 e^{-\gamma \varepsilon} \,. \tag{13}$$

Hustota dvojných vazeb  $N_D$  je dána rozdílem původní hustoty počtu jednoduchých vazeb  $N_S^0$  a hustoty jednoduchých vazeb  $N_S(\varepsilon)$ , které v látce po dopadu impulzu zůstaly.

Účinnost desorpce  $\eta(\varepsilon)$  je v desorpčně-ablačním modelu definovaná jako

$$\eta(\varepsilon) = \eta_D^0 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{thr}} = \kappa_D^0 \varepsilon, \tag{14}$$

kde  $\kappa_D^0$  označuje míru, s jakou se desorpční účinnost mění. Tato míra je závislá na dopadající akumulované dávce energie  $\varepsilon$  v materiálu *a* s využitím vztahu (13) jí můžeme vyjádřit jako

$$\kappa_D(\varepsilon) = \kappa_D^0 \left( 1 - \Delta \frac{N_D}{N_S^0} \right) = \kappa_D^0 (1 - \Delta (1 - e^{-\gamma \varepsilon})), \tag{15}$$

kde ⊿ vyjadřuje maximální pokles desorpční účinnosti.

Při akumulaci impulzů s energií pod ablačním prahem budou v látce probíhat dva jevy – desorpce a zesítění. Při každém impulzu dojde k odstranění materiálu, což nepatrně posune nulovou polohu povrchu, od které se bude deponovat energie. Zároveň s rostoucím zesítěním PMMA klesá rychlost odstraňování materiálu z povrchu (*etch rate*). Přírůstek hloubky kráteru při impulzu i+1 získáme integrací účinnosti  $\eta$ . Hloubku kráteru při impulzu i+1 lze určit ze vzorce

$$d_{i+1} = d_i + l_{at} \kappa_0^D \varepsilon_{i+1,0} \left[ 1 - \Delta \left( 1 + \frac{exp\left(-\gamma \sum_{n=0}^{i} \varepsilon_{n,0} exp\left(-\frac{d_i - d_{n-1}}{l_{at}}\right)\right) - 1}{\gamma \sum_{n=0}^{i} \varepsilon_{n,0} exp\left(-\frac{d_i - d_{n-1}}{l_{at}}\right)} \right) \right].$$
(16)

## 2.2 Experiment v LOA

V červenci 2007 proběhl v Laboratoire d'Optique Appliqué (LOA, Palaiseau, Francie) experiment zkoumající vliv měkkého rentgenového záření na materiály s výrazně odlišnou radiační a tepelnou odolností. Jako zdroj záření byla použita 25. harmonická Ti:Safírového laseru o vlnové délce  $\lambda_{25} = 32$  nm. Průměrná energie jednoho impulzu byla stanovena jako E = 10 pJ. K fokusaci záření na vzorek bylo použito vrstevnaté zrcadlo Mo/Si s ohniskovou vzdálenosti 65 mm. Dlouhovlnné záření z čerpaného Ti:Safírového laseru ( $\lambda = 800$  nm) a z emise laserem-produkovaného plazmatu bylo odfiltrováno tenkou hliníkovou folií, jíž prošlo XUV záření vysokých harmonických, ale UV-Vis-NIR emise ne. Opakovací frekvence laseru byla f = 1 kHz [19].

#### 2.2.1 Vysoké harmonické

Vysoké harmonické (HOH - high-order harmonics) se využívají jako zdroj záření. K jejich generování se využívají optické lasery, které jsou detailně prostudovány a jejich svazky vykazují výhodné vlastnosti (např. lineární polarizace, prostorová a časová koherence, profil svazku, tvar impulzu..). Vysoké harmonické tyto vlastnosti částečně přebírají [18]. Jejich vlnová délka  $\lambda$  je celočíselným podílem původní vlnové délky laseru, energie impulzu vysoké harmonické je také mnohem menší, než u původního svazku.

Generaci vysokých harmonických popisuje tří-krokový model [18]. Při generaci vysoké harmonické je laserový svazek je fokusován do plynové cely naplněné vzácným plynem, kde dochází k ionizaci plynu a vzniku plazmatu. Uvolněný elektron je elektrickým polem laserového impulzu urychlován od kladného iontu. Při změně polarity pole se jeho dráha obrací zpět k "mateřskému" iontu a dochází k rekombinaci elektronu s iontem za vzniku fotonu, který nese zbytek kinetické energie elektronu a ionizačním potenciálem.

Vysoké harmonické představují zdroj extrémního ultrafialového záření, který pro námi uvažovaný typ experimentu vykazuje následující výhody:

- (a) Je velmi stabilní, fluktuace výstupního výkonu výstřel od výstřelu jsou ve srovnání s jinými zdroji (např. SASE FEL) nízké.
- (b) V jednom pulzu nesou poměrně nízkou energii, což ale při vyšetřování účinku mnoha pulsů pod prahem poškození jedním impulzem představuje spíše výhodu. Nehrozí poškození jedním pulzem, u něhož se v důsledku fluktuace výstupních parametrů náhodně zvýšila energie pulzu.
- (c) Jsou poměrně dobře dostupné, alespoň ve srovnání s velkými Z pinči nebo FEL.

#### 2.2.2 Analýza vzorků

K analýze povrchu vzorků byl využit mikroskop atomárních sil (*AFM*). AFM se skládá z tenkého hrotu připevněného na ohybném raménku (*cantelever*), které se pohybuje a kmitá nad povrchem vzorku. Pomocí optického laseru a kvadrantové fotodiody se snímá signál těchto oscilací [20]. Pokud se signál změní z počáteční nastavené hodnoty na jinou, přístroj změnu vyhodnotí a upraví vzdálenost hrotu od povrchu tak, aby změnu vykompenzoval. Změna kmitů raménka je daná podle toho, zda se hrot přiblížil k povrchu a působí mezi ním a vzorkem odpudivá síla nebo se hrot oddálil a síla se mění na přítažlivou.

K analýze naměřených hodnot jsem využila grafický program WSxM 4.0 Beta 9.1, který umožňuje zpracovávat naměřená data z AFM. Mezi základní úpravy patří vyrovnání povrchu a odstranění malých oblastí, které vybočují svou hodnotou ve výškovém profilu (např. pokud na povrchu ulpěla nečistota či při použití opotřebovaného hrotu). Tyto úpravy vůbec či minimálně zasahují do naměřených dat, ve kterých je vidět desorpční/ablační změna materiálu.

### **2.3 PMMA**

Polymethylmethakrylát (*PMMA*, *plexisklo*) je polymer se sumárním chemickým vzorcem ( $C_5O_2H_8$ )<sub>n</sub>. Látka je citlivá na teplo, při teplotě okolo 200°C se začíná efektivně rozpadat na jednotlivé monomery MMA. Běžně se používá jako náhrada skla, jelikož je průhledný, vykazuje dobrou odolnost vůči vlivu počasí a zároveň je lehčí, než sklo. Tyto vlastnosti PMMA určují jeho hojné využití v běžném použití.

Interakce PMMA se zářením o kratších vlnových délkách má však jiný průběh, vůči vysokoenergetickému záření vykazuje jen malou odolnost. Toho se využívá tak, že PMMA slouží již velmi dlouhou dobu jako resist v rentgenové a elektronové litografii.

V principu můžeme při erozi materiálu vyvolané energetickými svazky rozlišit dva krajní případy - desorpci a ablaci látky. Dělení těchto procesů navrhl R. F. Haglund, který zkoumal ablaci a desorpci indukovanou UV laserovým záření. K ablaci materiálu dochází, pokud lokální hustota energie přesáhne prahovou hodnotu  $\varepsilon_{thr}$  a z materiálu je jedním impulzem odstraněna více než jedna polovina monovrstvy. Jako desorpci označujeme proces, při kterém je materiálu odstraněno méně [11].

Vzorek PMMA byl ozářen po dobu t = 5, 60, 120, 240 a 480 s vysokými harmonickými generovanými s opakovací frekvencí 1 kHz. Pro každou dobu ozařování byl

vzorek umísťován do pozic z = 12,60, 12,64 a 12,68 mm. Intenzita laserového záření konvertovaného na vysoké harmonické byla po celou dobu stejná.

#### 2.3.1 AFM

Na Obr. 18 jsou zobrazeny ablační otisky v PMMA pro pozici 12,68. Zleva odpovídají času ozáření t = 5, 60, 120, 240 a 480 s. Obr. 19 ukazuje 3-D pohled na povrch materiálu pro pozici z = 12,68 mm pro čas t = 480 s. Z něj je vidět, že záření materiál odstraňuje. Na Obr. 18 je vidět, že laserový svazek není ideální Gaussovský – v kráteru jsou hlubší místa (zobrazená tmavou barvou) tvaru srpu, zbytek otisku tvoří tvar vějíře. S rostoucím časem ozáření docházelo ke změně tvaru kráteru, konkrétně k jeho zvětšování, hlavně proto, že dávka energie deponovaná v materiálu se zvětšuje, čímž dochází k většímu poškození. Také nejvíce poškozené části materiálu mění svůj tvar, ze znatelného srpovitého tvaru (t = 5 s, vlevo nahoře) se postupně stává pravidelný kráter.



Obr. 18: Vývoj kráteru PMMA na pozici z = 12,68 mm pro časy ozáření t = 5, 60, 120, 240 a 480 s.



Obr. 3: 3-D zobrazení profilu povrchu PMMA na pozici z = 12,68 ozářeném po dobu t = 480 s.

## 2.3.2 Hloubkový profil PMMA

V Tab. 1 jsou zaznamenány naměřené hodnoty maximálních hloubek *d* kráterů v PMMA pro jednotlivé pozice vzorku z = 12,60, 12,64 a 12,68 mma časy ozáření t = 5, 60, 120, 240 a 480 s. Na Obr. 20 je zobrazena závislost hloubky kráteru *d* na čase ozařování materiálu *t* pro vybrané pozice vzorku *z*.

<i>z</i> [mm]	12,60	12,64	12,68
<i>t</i> [s]	<i>d</i> [nm]	<i>d</i> [nm]	<i>d</i> [nm]
5	41,3	76,9	58,9
60	85,4	126,6	118,9
120	110,7	127,2	118,4
240	123,7	162,8	154,9
480	147,3	163,1	166,8

Tab. 1: Naměřené maximální hloubky kráteru d pro jednotlivé pozice vzorku PMMA z v závislosti na čase ozáření t.



Obr. 20: Závislost maximální hloubky d na čase expozice t v kráteru PMMA pro pozice vzorku z.

#### 2.3.3 Iterativní analýza tvaru desorpčních kráterů v PMMA

Na Obr. 21, Obr. 22, a Obr. 23 jsou zobrazeny f-skeny f(S) pro pozice z = 12,60, 12,68 a 12,68 mm. Efektivní plocha svazku se získá integrací pod danou křivkou f(S). V tomto případě je f-sken tvořen jednotlivými body, proto se využívají numerické metody integrování.

Vlnová délka použitého laseru byla  $\lambda = 32$  nm. Atenuační délka PMMA pro tuto vlnovou délku je  $l_{at} = 37,1$  nm [21]. Energie jednoho impulzu byla určena jako E = 10 pJ. Ze vztahu (7) jsem určila maximální dávku energie  $\varepsilon_0$  pro jeden impulz a následně maximální plošnou hustotu energie  $F_0$  ve stejném místě. V Tab. 2 jsou zaznamenány získané hodnoty efektivní plochy svazku  $A_{eff}$ , dávky energie  $\varepsilon_0$  a fluence  $F_0$  pro jednotlivé pozice z.

<i>z</i> [mm]	12,60	12,64	12,68
$A_{eff}$ [µm <sup>2</sup> ]	$24 \pm 6$	4 ± 1	8 ± 1
$\varepsilon_0  [J \cdot cm^{-3}]$	11 ± 3	$60 \pm 20$	$36 \pm 7$
$F_0 [\mathrm{mJ} \cdot \mathrm{cm}^{-2}]$	$0,04 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,07$	$0,13 \pm 0,02$

Tab. 2: Určené efektivní plochy svazku  $A_{eff}$  pro polohy vzorku PMMA z a z nich určené maximální dávky deponované energie  $\epsilon_0$  a fluence  $F_0$ .



Obr. 4: F-sken zobrazující závislost normované fluence f na ploše odpovídající iso-fluenční konturám svazku S pro pozici vzorku PMMA z = 12,60 mm.



Obr. 5: F-sken zobrazující závislost normované fluence f na ploše odpovídající iso-fluenční konturám svazku S pro pozici vzorku PMMA z = 12,64 mm.



Obr. 23: F-sken zobrazující závislost normované fluence f na ploše odpovídající iso-fluenční konturám svazku S pro pozici vzorku PMMA z = 12,68 mm.

#### 2.3.4 Závislost hloubky kráteru na lokální dávce

Na Obr. 24, Obr. 25 a Obr. 26, jsou zaznamenány závislosti hloubky kráteru PMMA na lokální deponované dávce  $\varepsilon$  (funkce odezvy materiálu  $d(\varepsilon)$ ) pro jednotlivé pozice z = 12,60, 12,64 a 12,68 mm. Modré křivky byly získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1. Pro srovnání je v grafech zobrazena maximální hloubka zjištěná z přímé AFM analýzy vzorku. Zelené křivky jsou získány z modelu zesítění PMMA popsaném v podkapitole 2.1.4.

K výpočtům pro pozici z = 12,64 mm jsou použita pouze data vztahující se k časům ozáření t = 5, 120 a 480 s. Vytvořené krátery pro zbylé časy neodpovídaly svým tvarem ostatním kráterům, což mohlo být způsobeno nestabilitou svazku.



Obr. 24: Závislost hloubky kráteru *d* na lokální dávce  $\varepsilon$  vzorku PMMA pro pozici z = 12,60 mm. Červené body odpovídají maximálním hloubkám získaným AFM analýzou povrchu vzorku. Modré body jsou získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1. Zelené body jsou získány z modelu zesítění PMMA popsaném v podkapitole 2.1.4.



Obr. 25: Závislost hloubky kráteru *d* na lokální dávce  $\varepsilon$  vzorku PMMA pro pozici z = 12,64 mm. Červené body odpovídají maximálním hloubkám získaným AFM analýzou povrchu vzorku. Modré body jsou získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1. Zelené body jsou získány z modelu zesítění PMMA popsaném v podkapitole 2.1.4.



Obr. 26: Závislost hloubky kráteru *d* na lokální dávce  $\varepsilon$  vzorku PMMA pro pozici *z* = 12,68 mm. Červené body odpovídají maximálním hloubkám získaným AFM analýzou povrchu vzorku. Modré body jsou získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1. Zelené body jsou získány z modelu zesítění PMMA popsaném v podkapitole 2.1.4.

#### 2.3.5 Zesítění PMMA

Proces zesítění PMMA je popsán vztahem (16). Fitováním naměřených maximálních hloubek kráterů d z Tab. 1 s přihlédnutím na určené maximální dávky  $\varepsilon_0$  z Tab. 2 jsem určila fitovací konstanty  $\varepsilon_0$ ,  $\kappa_D^0$ ,  $\gamma$  a  $\Delta$  popisující proces zesítění PMMA. Určené konstanty jsou zaznamenány v Tab. 3. S jejich pomocí lze ze vzorce (16) určit maximální hloubky  $d_i^{max}$  v závislosti na počtu pulzů *i* dopadajících na materiál.

<i>z</i> [mm]	12,60	12,64	12,68
$\varepsilon_0  [J \cdot cm^{-3}]$	11,1	59,9	35,7
$\kappa_D^0 [10^{-5} \cdot J^{-1} \cdot cm^3]$	5,1	18,9	3,7
$\gamma [10^{-4} \cdot J^{-1} \cdot cm^3]$	1,5	6,8	1,0
⊿[-]	0,998	0,999	0,999

Tab. 3: Konstanty určené fitováním modelu zesítění PMMA pro polohy vzorku z:  $\varepsilon_0$  je dávka energie deponovaná na povrchu v každém impulzu,  $\kappa_D^0$  je míra změny desorpční účinnosti během expozice,  $\gamma$  je koeficient označující míru zesítění materiálu,  $\Delta$  je koeficient vyjadřující maximální pokles desorpční účinnosti.

V Tab. 4 jsou zaznamenány maximální hodnoty hloubky kráteru  $d_i$  pro jednotlivé časy ozáření PMMA (resp. počty pulzů *i*) a polohy vzorku z = 12,60, 12,64 a 12,68 mm. Laser měl opakovací frekvenci f = 1 kHz, díky ní jsme počty impulzů *i* přepočetla na čas ozáření *t*.

Z	12,60	12,64	12,68
<i>t</i> [s]	$d_i$ [nm]	$d_i$ [nm]	$d_i$ [nm]
5	40,4	76,9	59,3
60	90,0	114,7	113,2
120	105,9	127,2	129,6
240	124,3	142,5	147,5
480	147,6	163,1	168,5

Tab. 4: Hloubky kráteru d<sub>i</sub> vypočítané z desorpčního modelu zohledňujícího zesítění PMMA pro jednotlivé polohy vzorku. Dané hloubky jsou určeny v čase t.

Obr. 24, Obr. 25 a Obr. 26 zobrazují vývoj hloubky kráteru  $d_i$  v závislosti na čase t určený ze vztahu (16) popisující proces zesítění PMMA. V grafech jsou pro srovnání uvedeny také maximální hloubky kráterů d určené při experimentu a hloubky získané iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1.

### 2.4 a-C

Vzorek amorfního uhlíku a-C o tloušťce 480 nm byl ozářen po dobu t = 60, 120 a 240 s. Pro každou dobu ozařování byl vzorek umístěn do pozic z = 11,90, 11,92 a 11,94 mm.

#### 2.4.1 AFM

Na Obr. 27 je vidět vývoj poškození a-C způsobený ozařováním po dobu t = 60, 120a 240 s v poloze z = 11,94 mm. Na Obr. 28 je zobrazena vzniklá struktura pro pozici z = 11,94 a čas t = 240 s. Můžeme pozorovat, že v případě a-C došlo po ozáření materiálu k jeho expanzi. Na rozdíl od PMMA nevzniká při takto malých dávkách v a-C kráter.



Obr. 27: Vývoj profilu ozářeného a-C na pozici z = 11,94 mm pro časy t = 60, 120 a 240 s.



Obr. 28: 3-D zobrazení povrchu a-C ozářeném po dobu t = 240 s na pozici z = 11,94 mm.

# 2.4.2 Výškový profil povrchu a-C

V Tab. 5 jsou zaznamenány maximální výšky h útvarů vzniklých ozářením amorfního uhlíku a-C v závislosti na čase ozařování t pro jednotlivé pozice vzorků z. V grafu na Obr. 29 je daná závislost zobrazena graficky.

<i>z</i> [mm]	11,90	11,92	11,94
<i>t</i> [s]	<i>h</i> [nm]	<i>h</i> [nm]	<i>h</i> [nm]
60	22,0	21,5	12,8
120	30,2	35,4	26,2
240	32,0	57,4	44,1

Tab. 5: Naměřené maximální výšky h útvarů vytvořených ozářením vzorků a-C po dobu t pro jednotlivé pozice vzorku z.



Obr. 29: Závislost výšky h povrchu a-C na čase ozařování materiálu t pro jednotlivé pozice vzorku z.

#### 2.4.3 Iterativní analýza tvaru expandovaných struktur v a-C

Na Obr. 28, Obr. 29 a Obr. 30 jsou zobrazeny f-skeny f(S) zobrazující profily laserového svazku coby závislost normované fluence f na ploše iso-fluenční kontury S. Numerickou integrací pod křivkou jsem určila efektivní plochu  $A_{eff}$  pro jednotlivé pozice vzorku a-C z. Dané hodnoty jsou zaznamenány v Tab. 6.

Atenuační délka uhlíku je  $l_{at} = 25,7$  nm pro vlnovou délku záření  $\lambda = 32$  nm [21]. Ze znalosti energie impulzů E = 10 pJ jsem ze vztahu (7) určila špičkovou dávku energie deponované v místě maximální výšky  $h_{max}$  a následně jsem pro stejné místo určila špičkovou fluenci  $F_0$ . Určené hodnoty pro jednotlivé pozice z jsou zaznamenány v Tab. 6.

<i>z</i> [mm]	11,90	11,92	11,94
$A_{eff}$ [µm2]	$1,6 \pm 0,4$	$3,3 \pm 0,4$	11 ± 1
$\varepsilon_0 \left[ J \cdot cm - 3 \right]$	$240 \pm 60$	$120 \pm 10$	$35 \pm 4$
$F_0 [\mathrm{mJ}\cdot\mathrm{cm}\text{-}2]$	$0,6 \pm 0,2$	$0,31 \pm 0,04$	$0,09 \pm 0,01$

Tab. 6: Určené efektivní plochy svazku  $A_{eff}$  pro různé polohy vzorku a-C z a z nich určené maximální dávky deponované energie  $\varepsilon_0$  a fluence  $F_0$ .



Obr. 6: F-sken zobrazující závislost normované fluence f na ploše odpovídající iso-fluenční konturám svazku S pro pozici vzorku a-C z = 11,90 mm.



Obr. 7: F-sken zobrazující závislost normované fluence f na ploše odpovídající iso-fluenční konturám svazku S pro pozici vzorku a-C z = 11,92 mm.



Obr. 8: F-sken zobrazující závislost normované fluence f na ploše odpovídající iso-fluenční konturám svazku S pro pozici vzorku a-C z = 11,94 mm.

# 2.4.4 Závislost výšky povrchu na lokální dávce

Na Obr. 31, Obr. 32 a Obr. 33 jsou zobrazeny vývoje výšky profilů h a-C v závislosti na lokální deponované dávce energie  $\varepsilon$ . Grafy srovnávají maximální výšky (červené body) a body získané iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1 (modré body), které odpovídají různým výškám ve vzniklém profilu.



Obr. 9: Závislost výšky povrchu *h* na lokální dávce energie  $\varepsilon$  vzorku a-C pro pozici *z* = 11,90 mm. Červené body odpovídají maximálním výškám získaným AFM analýzou povrchu vzorku. Modré body jsou získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1.



Obr. 10: Závislost výšky povrchu *h* na lokální dávce energie  $\varepsilon$  vzorku a-C pro pozici *z* = 11,92 mm. Červené body odpovídají maximálním výškám získaným AFM analýzou povrchu vzorku. Modré body jsou získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1.



Obr. 11: Závislost výšky povrchu *h* na lokální dávce energie  $\varepsilon$  vzorku a-C pro pozici *z* = 11,94 mm. Červené body odpovídají maximálním výškám získaným AFM analýzou povrchu vzorku. Modré body jsou získány iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1.

## 2.5 Diskuze

#### 2.5.1 Profily materiálů

Z Obr. 18 a Obr. 27 je patrné, jakým způsobem byla v laserovém svazku rozložena intenzita. Všechny vzniklé profily mají viditelný tvar srpu, který dosahuje maximálních/ minimálních hodnot, a vějíř, který nedosahuje velkých výšek/hloubek, avšak je prostorově výrazný. Nehomogenity a asymetrie svazku jsou způsobeny nedokonalostmi fokusační optiky a aberacemi. Vějířová struktura je typickým projevem komatické aberace.

U PMMA dochází při ozáření materiálu k jeho odstranění - erozi. Mechanismem odstranění je zde desorpce (fluence záření je bezpečně pod prahem ablace PMMA jedním impulzem), kdy působením energetického záření dochází ke štěpení (*scission*) vazeb v polymeru a uvolnění malých těkavých fragmentů polymerního řetězce do vakua. U amorfního uhlíku naopak došlo k nárůstu povrchu v důsledku grafitizace uhlíku, jelikož hustota polykrystalického grafitu je menší, než hustota a-C (detailněji popsáno v [16]). I přes to, že jde o dva rozdílné procesy, jde na nich dobře demonstrovat, jak rozdílný vliv může mít záření na různé materiály.

#### 2.5.1.1 PMMA

Na Obr. 20 je vidět, že závislost hloubky kráteru PMMA *d* na čase ozařování *t* není lineární, nýbrž se s akumulovanou dávkou energie rychlost odstraňování materiálu (*etch* 

*rate*) zmenšuje. Naměřená data odpovídající pozici z = 12,64 mm (oranžová přerušovaná křivka) dosahují největší hloubky, zatím co u pozic z = 12,60 mm a 12,68 mm dosahujeme menších hodnot. Vysvětlení tohoto jevu souvisí s použitým laserem a fokusační optikou. Okolo pozice z = 12,64 mm se nachází ohnisko, ve kterém je energie laserového záření fokusována na menší plochu. Proto záření dosahuje vyšší intenzity a vyšší energie vytváří hlubší kráter. Poslední hodnota v čase t = 480 s ukazuje, že se v pozici z = 12,68 mm vytvořil hlubší kráter, než pro pozici z = 12,64 mm. Dle mého názoru jde však pravděpodobně o chybu měření nebo chybu vzniklou při úpravě dat, jelikož všechny tři křivky jinak vykazují stejný nárůst. Dalším vysvětlením může být fluktuace energie laserových impulzů.

#### 2.5.1.2 a-C

Závislost výšky profilu amorfního uhlíku h na čase ozařování materiálu t je zobrazena na Obr. 29. Maximální hloubky pro pozice z = 11,92 mm a 11,94 mm vykazují přibližně lineární nárůst materiálu. Naopak pro pozici z = 11,90 mm je nárůst téměř neznatelný. Tvar profilu vytvořený v materiálu se shoduje s ostatními pozicemi a časy, proto lze vyloučit, že by v průběhu došlo ke znatelným technickým problémům se stabilitou laseru. Ke zkreslení profilu mohlo dojít při jeho měření – metoda AFM využívá tenký hrot, který se opotřebovává a může špatně detekovat velké změny profilu. Další možné vysvětlení souvisí s ohniskem laseru – pokud by se nacházelo v blízkosti této pozice, na jednotlivá místa by působily větší dávky energie. Ty by mohly způsobovat jiné destruktivní procesy konkurující grafitizaci amorfního uhlíku.

#### 2.5.2 Iterativní analýza tvaru vzniklých struktur

#### 2.5.2.1 PMMA

V Tab. 2 jsou zaznamenané určené hodnoty efektivní plochy svazku  $A_{eff}$ , maximální dávky deponované energie  $\varepsilon_0$  a fluence  $F_0$  pro PMMA. Nejmenší efektivní plocha svazku  $A_{eff}$  odpovídá pozici z = 12,64 mm, což značí, že energie záření byla rozložena na nejmenší plochu, tedy ze zkoumaných pozic z je právě tato nejblíž ohnisku. Zároveň v maximálním bodě profilu svazku byla do materiálu předána největší dávka energie  $\varepsilon_0$  a vytvořila tak nejhlubší kráter.

#### 2.5.2.2 a-C

Efektivní plocha  $A_{eff}$ , maximální dávka deponované energie  $\varepsilon_0$  a fluence  $F_0$  pro a-C jsou zaznamenány v Tab. 6. Nejmenší efektivní plocha svazku vyšla pro pozici z = 11,90, lze tedy předpokládat, že v jejím okolí bude ohnisko laseru. Pro tuto pozici bychom tedy měli být schopni detekovat největší nárůst povrchu za předpokladu, že bude nárůst vykazovat pro všechny pozice stejný trend. Z Obr. 29 je však patrné, že se tak neděje. Možná vysvětlení tohoto jevu byla podána výše.

#### 2.5.3 Závislost profilu materiálu na lokální dávce

#### 2.5.3.1 PMMA

Vývoj hloubky kráteru PMMA v závislosti na čase *t* je pro jednotlivé pozice *z* zaznamenán na Obr. 24, Obr. 25 a Obr. 26. Závislost není lineární, nýbrž s rostoucí dávkou energie PMMA vykazuje zvyšující se odolnost vůči záření a rychlost odstraňování materiálu postupně klesá. Možným vysvětlením tohoto jevu je zesítění, což je proces, při kterém u polymerů dochází k propojení polymerních řetězců kovalentní či iontovou vazbou. Tím vzniká "tvrdší" materiál, u něhož je účinnost desorpce nižší a je potřeba naakumulovat větší dávku k tomu, aby došlo k odstraňení materiálu.

Naměřené maximální hloubky jsem použila k testování modelu popisující zesítění. Porovnáním naměřených hloubek d v Tab. 1 a hloubek  $d_i$  určených z modelu v Tab. 4 lze tvrdit, že daný model poměrně dobře vyjadřuje pozorovaný proces. Grafické srovnání je zobrazeno na Obr. 24, Obr. 25 a Obr. 26. Model popisuje vývoj povrchu v jednom místě, kde změnu v materiálu způsobila akumulovaná dávka energie  $\varepsilon_0$ .

Podrobnější informace o změně hloubky d v závislosti na čase t lze získat iterativní metodou popsanou v podkapitole 2.1.2.1. Obr. 24, Obr. 25 a Obr. 26 zobrazují, jaká dávka deponované energie  $\varepsilon$  přispěla na vytvoření místa kráteru odpovídající hloubce d. Takto získané závislosti mají podobný průběh jako model zesítění, čímž podporují jeho správnost.

#### 2.5.3.2 a-C

Grafy na Obr. 31, Obr. 32 a Obr. 33 poskytují detailnější informace o závislosti výšky povrchu *h* na lokální deponované dávce energie  $\varepsilon$  než graf na Obr. 29. Je z nich patrné, že pro polohu *z* = 11,90 mm má závislost pozvolnější průběh, zatím co pro zbylé polohy roste rychleji. Pro určení, zda je pozorovaná neshoda chybná či v látce nastává nějaký jev, který odolnost vůči záření mění, by bylo třeba mít víc informací – buď zvýšit dobu ozařování nebo měření provést pro další pozice *z*.

# 3 Závěr

Obecná část shrnuje dosavadní poznatky laboratorního (modelového) testování odezvy různých materiálů na předpokládané radiační zatížení vnitřní stěny komory reaktorů pro inerciální fúzi. Očekává se vystavení materiálu vlivům neutronů, nabitých částic a fotonů různých energií (od IČ záření po vysoce energetické fotony vznikající účinkem rychlých elektronů) a v neposlední řadě úlomky terče a expandujícím rekombinujícím plazmatem jako horkým plynem. V první části práce jsou popsány základní mechanismy interakce záření s látkou.

Podstatná část práce je věnovaná shrnutí dosavadních poznatků experimentů, při nichž byla testována radiační odolnost kovových a nekovových materiálů uvažovaných pro využití ve fúzních reaktorech jedním impulzem, nebo více pulzy XUV/rtg. záření. Za hlavního kandidáta na materiál tvořící vnitřní stěnu komory je považován wolfram. Výsledky experimentů prokázaly poměrně dobrou odolnost jak monokrystalu, tak i polykrystalických vzorků; monokrystalický materiál však vykazuje větší odolnost vůči zdrsnění, než vidíme na exponovaných površích polykrystalických vzorků. Výroba monokrystalických vrstev je ovšem náročná. Vrstvu je často obtížné připravit v dostatečné tloušťce; je obtížné si představit, jak zajistit pokrytí celého vnitřku komory reaktoru. Také je třeba vzít v úvahu procesy, jimiž dochází k poškozování monokrystalických vrstev. Zatím co u polykrystalických vzorků dochází pod vlivem záření k jejich rozpraskání mezi krystalovými zrny, u monokrystalu dlouho žádné změny nepozorujeme. Pak ovšem začíná z povrchu materiál odpadávat ve větších částech celé vrstvy, dochází k masivní delaminaci.

Další uvažovaný materiál je uhlík. Jeho odolnost vůči radiačnímu záleží na krystalové modifikaci, což demonstroval experiment na XUV/SXR laserech s volnými elektrony SCSS a FLASH. Ukázalo se, že amorfní uhlík vykazuje lepší odolnost, než fulleren C<sub>60</sub>. Podstatný přínos měl ale experiment zkoumající radiační odolnost a-C při ozáření více pulzy pod prahem poškození jedním impulzem, kterým byl proveden s delšími impulzy emitovanými XUV plazmovým laserem. Na vzorcích monokrystalického křemíku pak byl sledován vliv opakovací frekvence na poškození. Pomocí MHz sekvencí pulzů z FLASH se ukázalo, že k poškození při vysokých opakovacích frekvencích dochází i na fluencích, kde depozice srovnatelné i vyšší dávky při 10 Hz nevede k žádné pozorovatelné změně na ozářeném křemíkovém povrchu.

Tyto již dříve publikované výsledky ukazují, že nestačí pouze najít materiál s nejvyšším prahem poškození jedním impulzem. I pulzy na fluencích výrazně nižších vyvolávají nevratné změny ve struktuře materiálu a pokud je jich dost a přicházejí rychle za sebou, dochází k podprahovému kumulativnímu poškození. Tyto efekty tedy musí být při výběru materiálu pro vnitřní stěny fúzních reaktorů také brány v potaz.

Speciální část práce popisuje několik způsobů, jakými lze materiál ozářený mnoha impulzy krátkovlnného záření analyzovat. Účinky mnoha pulzů vysokých harmonických jsou sledovány ve dvou odlišných materiálech: polymethylmethakrylát (PMMA) zastupuje radiačně a tepelně málo odolné organické polymery, amorfní uhlík pak skupinu materiálů, které vykazují výrazně vyšší radiační a tepelnou odolnost.

Vzorek PMMA byl dle očekávání vážně poškozen foto-indukovanou erozí. V materiálu vznikaly desorpční krátery. Přesto byla s přibývajícím počtem impulzů pozorována nelineární odezva a zpomalující odstraňování materiálu, což lze vysvětlit zesítěním polymerního řetězce, jež konkuruje jeho radiačnímu štěpení.

Vzorek a-C prokázal, jak parametry zdroje záření (vlnová délka, energie jednoho impulzu) ovlivňují odezvu materiálu. Po seznámení se s výsledky experimentů provedenými s a-C a svazky XUV/rtg. laserů různých typů, by bylo logické očekávat především odstranění materiálu. Ve vzorku ozářeném na LOA vysokými harmonickými však byla pozorována jen expanze materiálu spojená s radiační grafitizací. Vysvětlení tohoto rozdílu v účinku krátkých (plazmový laser) a velmi krátkých (vysoké harmonické) impulzů krátkovlnného záření není jednoduché a bude předmětem mé navazující práce na výzkumném projektu.

# 4 Literatura

[1] Mlynář, J. Padesát let Lawsonových kritérií. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*. 51 (2006), 231-235.

[2] Entler, S. Lawsonovo kritérium – kritérium fúzní energetiky. Čs. čas. fyz. 64 (2014), 161-167.

[3] Rohlena, K. Inerciální fúze. *Čs. čas. fyz* 60 (2010), 346-359.

[4] Alvarez, J. et al. The role of spatial and temporal radiation deposition in inertial fusion chambers: The case of HiPER. *Nuclear Fusion*, 51 (2011), 053019.

[5] Garoz, G. et al. Modelling the thermomechanical behaviour of the tungsten first wall in HiPER laser fusion scenarios. *Nuclear Fusion*, 56 (2016), 126014.

[6] Musílek, L. *Úvod do fyziky ionizujícího záření*. V Praze: Státní nakladatelství technické literatury, 1979.

[7] Motl, A. *Úvod do radiační chemie*. Vyd. 2. V Praze: Vydavatelství ČVUT, 2004.

[8] Espe, W. *Technológia hmôt vákuovej techniky I.* V Bratislavě: Vydavateľstvo Slovenskej akadémie vied, 1957.

[9] Dresselhaus M. S, Dresselhaus G., Eklund P, C.. *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes*. Academic Press, 1996.

[10] Sobierajski R. et al. The role of heat accumulation on the multi-shot damage of silicon irradiated with femtosecond XUV pulses at a 1 MHz repetition rate. *Optics Express*, 24 (2016), 15468-15477.

[11] Juha, L. Ablace materiálů měkkým rentgenovým zářením. *Čs. čas. fyz.*, 50 (2000), 110-118.

[12] Anderson A. T. et al. Modeling and Experiments of X-ray Ablation of National Ignition Facility First Wall Materials. *Fusion Technol.* 30 (1996), 757-63.

[13] Tanaka T. J. et al. Testing IFE materials on Z. *Journal of Nuclear Materials*, 347 (2005), 244-254.

[14] McGeoch, M. Radio-frequency-preionized xenon *z*-pinch source for extreme ultraviolet lithography. *Applied Optics*, 37 (1998), 1651-1658.

[15] Latkowski J. F. et al. Effect of muti-shot X-ray exposures in IFE armor materials, *Journal of Nuclear Materials*, 347 (2005), 254-265.

[16] Toufarová, M. et al. Contrasting behavior of covalent and molecular carbon allotropes exposed to extreme ultraviolet and soft x-ray free-electron laser radiation. *Physical Review B*, 96 (2017), 21, 214101.

[17] Juha L., et al. Radiation damage to amorphous carbon thin films irradiated by multiple 46.9 nm laser shots below the single-shot damage threshold. *Journal of Applied Physics*, 105 (2009), 093117.

[18] Chalupský J. *Charakterizace svazků rentgenových laserů různých typů*. Disertační práce, FJFI ČVUT, 2012.

[19] Chalupský, J. et al.\_Non-thermal desorption/ablation of molecular solids induced by ultra-short soft x-ray pulses. *Optics Express*, 17 (2009), 208-217.

[20] Mironov, V. L. *Fundamentals of Scanning Probe Microscopy* [Online]. [cit. 7.května 2019].Dostupné z:

https://www.ntmdtsi.com/data/media/files/brochures/fundamentals\_of\_scanning\_probe\_microscopy.pdf

[21] The Center for X-Ray Optics [Online]. [cit. 11.června 2019]. Dostupné z: http://www.cxro.lbl.gov/