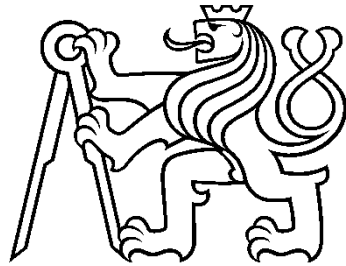


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY



DIPLOMOVÁ PRÁCE
**Tepelné a netepelné projevy interakce laserového
záření s pevnou látkou**

Autor: Bc. Zuzana Kuglerová
Vedoucí práce: Ing. Libor Juha, CSc.
Konzultant: Mgr. Jaromír Chalupský, Ph.D.
Praha, 2021

Vložené zadání

Prohlášení

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

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

V Praze dne

.....

podpis

Poděkování

Mé poděkování patří vedoucímu práce Ing. Liboru Juhovi, CSs. za mé vedení při psaní této práce, za čas, který mi věnoval, a za poskytnuté vědomosti i materiály. Dále děkuji Mgr. Jaromíru Chalupskému, Ph.D. za konzultace při analýze experimentální části. Má poděkování směřují také k Ing. Tomáši Burianovi, Ph.D. a Mgr. Věře Hájkové za pomoc při měření. Nesmím samozřejmě zapomenout poděkovat celé mé rodině za podporu poskytovanou mi po celou dobu mého studia.

Název práce:

Tepelné a netepelné projevy interakce laserového záření s pevnou látkou

Autor: Bc. Zuzana Kuglerová

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Diplomová práce

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

Konzultant práce: Mgr. Jaromír Chalupský, Ph.D., Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Diplomová práce se zabývá interakcí laserového záření s pevnou látkou a jejími tepelnými a netepelnými projevy. V teoretické části jsou shrnuty poznatky o mechanismech poškození materiálu ozářeného intenzivními XUV/rtg. laserovými pulzy. Klíčovou otázkou je, jak rozlišit tepelné a netepelné procesy vedoucí k tavení pevné látky, případně jiným fázovým přeměnám. Je zde podán přehled metod využitelných k určení podílu tepelné (termalizované, disipované) energie z celkové energie laserového pulzu deponované do materiálu. V experimentální části je ověřena možnost využití NIR termokamery FLIR pro sledování prohřátí hliníkového terče ozářeného nanosekundovými impulzy KrF excimerového laseru ($\lambda=248$ nm).

Klíčová slova: prohřátá hustá hmota, interakce laser-hmota, tepelné procesy, netepelné procesy, termokamera

Title:

Laser-induced thermal and non-thermal processes in solids

Author: Bc. Zuzana Kuglerová

Abstract: This thesis deals with interactions of laser radiation with solids and their thermal and non-thermal consequences. Its theoretical part summarises information about materials behaviour under exposure to an intense XUV/x-ray laser pulses. Differences between thermal and non-thermal processes contributing to the melting of solids and related phase transition phenomena are discussed here. Various methods and techniques - both theoretical and experimental - making possible to estimate a portion of thermalized energy within the total pulse energy deposited in solids are described as well. The Experimental part of the thesis presents measurements performed with the NIR thermocamera FLIR to reveal spatio-temporal distribution of temperatures on the surface of an aluminium foil target irradiated by KrF excimer laser ($\lambda=248$ nm).

Key words: warm dense matter, laser-matter interaction, thermal processes, non-thermal processes, thermocamera

Obsah

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Úvod | 15 |
| 1 Teoretická část | 17 |
| 1.1 Lasery | 17 |
| 1.1.1 Excimerové lasery..... | 17 |
| 1.1.2 Problematika krátkovlnných (XUV/rtg.) laserů..... | 18 |
| 1.2 Interakce velmi intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou a plazmatem..... | 19 |
| 1.3 Tepelné a netepelné účinky XUV/rtg. laserového záření..... | 21 |
| 1.3.1 Experimentální rozlišení tepelného a netepelného tavení | 21 |
| 1.3.1.1 Braggova difrakce rtg. záření na křemíku | 22 |
| 1.3.2 Termomechanické pnutí v reflektivní rtg. optice pro Linac Coherent Light Source 23 | |
| 1.3.2.1 Interakce záření s látkou | 24 |
| 1.3.2.2 Výsledky modelování..... | 24 |
| 1.3.3 Podprahová eroze organického polymeru indukovaná mnoha pulzy rtg. záření z laseru na volných elektronech | 24 |
| 1.3.3.1 Poškození jedním impulzem..... | 25 |
| 1.3.3.2 Poškození mnoha pulzy | 25 |
| 1.3.3.3 Vliv tepelných procesů na poškození mnoha pulzy | 27 |
| 1.3.4 Role tepelné akumulace při ozařování křemíku více pulzy pod prahem poškození jedním impulzem..... | 27 |
| 1.3.4.1 Experimentální výsledky | 27 |
| 1.3.4.2 Počítačové simulace | 28 |
| 1.4 WDM – prohřátá hustá hmota | 29 |
| 1.4.1 Termomechanická odezva tlustých stlačených terčů a diamantových kovadlin na impulzy rtg. laserového záření | 31 |
| 1.4.1.1 Modelování šíření tepla v materiálu..... | 32 |
| 1.4.1.2 Výsledky modelování..... | 33 |
| 1.4.1.3 Poškození materiálu | 34 |
| 1.4.1.4 Diamantové kovadliny | 34 |
| 1.4.1.5 Ohřev vodního ledu zářením PAL-XFEL při vysokých tlacích..... | 35 |
| 1.5 Metody měření teploty na povrchu pevné látky ozářené laserem | 35 |
| 1.5.1 Elektrická měření..... | 35 |
| 1.5.1.1 Přímé měření termočlánky v křemenném vzorku | 35 |
| 1.5.1.2 Určení maximální teploty na povrchu materiálu..... | 36 |
| 1.5.2 Tepelné zabarvení reakcí laserem ablaovaných kovů v reaktivním plynu | 37 |

| | | |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1.5.3 | Optické metody..... | 39 |
| 1.5.3.1 | Měření fázových změn a šíření tavení v křemíku a kovových materiálech indukované laserem pomocí nanosekundové IČ radiometrie | 39 |
| 1.5.3.2 | Teplo uvolněné v planárním terči ozářeném FEL impulzem..... | 41 |
| 1.5.3.3 | Určení iontové teploty v planárním terči z nerezavějící oceli vystavenému intenzivním velmi krátkým laserovým pulzům..... | 43 |
| 1.5.3.4 | Studium laserem indukované fotopolymerizace pomocí optické pyrometrie.. | 44 |
| 1.5.4 | Přímé měření teploty odporově zahřátého diamantu pomocí nepružného rozptylu rtg. laserového záření | 46 |
| 2 | Experimentální část..... | 49 |
| 2.1 | Charakteristika kamery | 49 |
| 2.2 | Statická měření..... | 49 |
| 2.2.1 | Uspořádání měření..... | 49 |
| 2.2.2 | Teorie experimentu | 50 |
| 2.2.2.1 | Stefan-Boltzmannův zákon..... | 50 |
| 2.2.3 | Kalibrace termokamery v rozsahu do 500 °C..... | 51 |
| 2.2.4 | Kalibrace termokamery s ND1 filtrem..... | 53 |
| 2.2.4.1 | Spektrální odezva InSb detektoru termokamery | 54 |
| 2.2.4.2 | Kalibrační křivka | 54 |
| 2.2.5 | Srovnání kalibračních křivek..... | 56 |
| 2.2.6 | Srovnání emisivit B ₄ C destičky a hliníkové fólie | 57 |
| 2.2.7 | Korekce zkreslení objektivu pro plošný zdroj při měření s mezikroužky | 58 |
| 2.3 | Dynamické měření..... | 61 |
| 2.3.1 | Uspořádání měření..... | 61 |
| 2.3.2 | Teorie experimentu | 62 |
| 2.3.2.1 | Rovnice vedení tepla | 62 |
| 2.3.2.2 | Obecné řešení rovnice vedení tepla..... | 63 |
| 2.3.2.3 | Přibližné řešení v nekonečně tenké fólii..... | 64 |
| 2.3.3 | Vzorek – hliníková fólie..... | 65 |
| 2.3.4 | Profil laserového svazku | 66 |
| 2.3.5 | Přepočítání naměřených dat | 66 |
| 2.3.6 | Měření pro vzorek ve fokusu..... | 67 |
| 2.3.6.1 | Časový vývoj teploty na zadní straně tenké fólie..... | 67 |
| 2.3.6.2 | Vedení tepla v příčném směru | 67 |
| 2.3.6.3 | Vedení tepla v podélném směru..... | 68 |
| 2.3.6.4 | Závislost vývoje teploty na místě pozorování | 70 |
| 2.3.7 | Měření pro vzorek ve vzdálenosti 1,5 cm před fokusem..... | 72 |

| | | |
|----------|----------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.3.7.1 | Časový vývoj teploty zadní strany tenké fólie | 72 |
| 2.3.7.2 | Vedení tepla v příčném směru | 73 |
| 2.3.7.3 | Vedení tepla v podélném směru..... | 73 |
| 2.3.8 | Srovnání vývoje teploty ve fokusu svazku a mimo fokus..... | 74 |
| 3 | Výsledky a diskuze | 75 |
| 3.1 | Statická měření | 75 |
| 3.1.1 | Kalibrace termokamery | 75 |
| 3.1.2 | Mezikroužky..... | 75 |
| 3.2 | Dynamické měření..... | 75 |
| 3.2.1 | Kalibrace naměřených dat | 75 |
| 3.2.2 | Vedení tepla v tenké fólii | 76 |
| 3.2.2.1 | Naměřené teplotní pole | 76 |
| 3.2.2.2 | Rozptyl teplotního pole | 76 |
| 3.2.2.3 | Přibližné řešení rovnice vedení tepla..... | 76 |
| 3.2.2.4 | Řešení rovnice vedení tepla mimo střed laserového svazku..... | 78 |
| 3.2.3 | Vedení tepla v tenké fólii při jejím umístění mimo fokus laseru..... | 78 |
| 3.2.4 | Srovnání vývoje teploty ve fokusu svazku a mimo fokus..... | 78 |
| 4 | Závěr..... | 79 |
| 5 | Literatura | 81 |

Úvod

Jeden z hlavních směrů rozvoje laserové vědy a techniky spočíval již v šedesátých letech 20. století ve zvyšování špičkového výkonu pulzních laserů. Techniky pasivní a aktivní synchronizace módů umožnily generaci krátkých impulzů laserového záření nesoucích značnou energii. Jejich soustředění (fokusace) vhodnými zrcadly na velmi malou plochu (*focal spot*) umožnilo dosáhnout plošných hustot energií (fluencí), při nichž deponovaná energie záření ohřeje hmotu terče tak, že se přemění na plazma.

Rozlišení stavu hmoty bylo po dlouhou dobu omezeno na tři základní skupenství – pevné, kapalně a plynné. Toto rozdělení bylo rozšířeno ve 20. letech 20. století o čtvrté skupenství, plazma, popisující hmotu složenou z ionizovaných atomů či molekul a elektronů. Označení plazma pochází od Irvinga Langmuira, který takto pojmenovat ionizovaný plyn. Tím započalo rozsáhlé studium plazmatu.

Motivací pro studium plazmatu existuje mnoho. Velká část hmoty vesmíru je tvořena vodíkovým plazmatem o velmi nízké hustotě. Plazma také tvoří vesmírná tělesa, jako jsou mlhoviny, sluneční vítr, plynní a ledoví obři či hnědí a bílí trpaslíci. Tyto vesmírné objekty jsou složeny převážně z lehkých prvků jako vodík, helium a uhlík. Právě přítomnost těžších prvků, než je vodík, vzbudila řadu otázek – jak je možné, že se v tak extrémních podmínkách vyskytují složitější struktury, než jen elektrony, neutrony a protony? Vysvětlení spočívá v jaderné fúzi, procesu slučování dvou lehkých jader prvků, který navíc vede k uvolnění energie. Uvolněné energie si všimli i lidé a tak započal dlouhý proces zkoumání jaderné fúze v zemských podmínkách. Pochopení a realizace tohoto procesu cílí k využití uvolněné energie pro potřeby lidstva.

Dále je možné plazma studovat při jeho přirozeném výskytu na Zemi. Můžeme ho pozorovat ve formě blesků, Eliášova ohně, polární záře, meteoru a podobných jevů. Blesky jsou silnoprůdové elektrické výboje vznikající v ionizovaném prostředí atmosféry. Trvají jen zlomky vteřiny. Za tu dobu však stačí vzniknout husté a horké plazma. Podobné výboje, byť v mnohem menším měřítku, lze vytvářet pomocí umělých pinčových zařízení (z-pinč, x-pinč, plazmový fokus, aj.).

Postupné zkoumání plazmatu umožnilo jeho charakterizaci. Ukázalo se, že pod označením plazma nyní registrujeme poměrně širokou skupinu stavů hmoty lišící se svými vlastnostmi. Nejjednodušším plazmovým systémem je srážkové (kolizní, ideální) plazma, jehož konstituce a chování limitně upomínají na ideální plyn. Řídké plazma je charakterizováno nízkou hustotou částic, které spolu téměř neinteragují, jeho opakem je prohřátá hustá hmota (*WDM, warm dense matter*), u které je třeba počítat se silnou coulombickou vazbou mezi elektrony a ionty (*strongly coupled systems*). Tato potenciální energie je srovnatelná s kinetickou energií částic, elektronový plyn jeví známky kvantového chování. Plazma může být rovnovážné se srovnatelnými teplotami elektronů a iontů, rozdílné teploty ukazují na stav plazmatu mimo termodynamickou rovnováhu.

Popis plazmatu se proto bude pro různé jeho typy a rozličné podmínky jeho vytváření a udržení často velmi výrazně lišit. Teoretické modely je nutné experimentálně ověřovat či vyvracet. Kromě studia plazmatu v přírodních podmínkách či na zařízení typu pinč nebo tokamak (fúzní reaktor udržující plazma v komoře pomocí silných magnetických polí) k jeho výzkumu významně přispěl i rozvoj výkonových laserů. V prvních několika desetiletích výzkumu laserového plazmatu posloužily dlouhovlnné lasery ke generaci a sondování především kolizního plazmatu. V polovině 80. let 20. století výzkumu plazmatu výrazně pomohlo dosažení vlnových délek laseru spadajících do oboru měkkého rentgenového záření. To mělo zásadní

význam proto, že hodnota kritické hustoty elektronů v ozařovaném systému je nepřímo úměrná vlnová délce záření. V případě vlnových délek nanometrů resp. desítek nanometrů již kritická elektronová hustota přesahuje původní hustotu elektronů i v pevném materiálu terče. Ve vznikajícím plazmatu se tedy nevytvoří kritická plocha, od níž by se laserové (tedy elektromagnetické) záření odrazilo. Energie laserového impulsu se proto deponuje v celém objemu daném Lambertovým-Beerovým zákonem. XUV/rtg. lasery tak umožňují objemový (*volumetric*) ohřev materiálu terče. Tímto způsobem lze poměrně jednoduše generovat prohrátou hustou hmotu, pro níž je typická vysoká hustota a tlak, zatímco teplota se pohybuje jen v jednotkách, maximálně desítkách elektronvoltů. Detailní studium takto vytvořeného plazmatu má praktický význam zejména pro inerciální fúzi a astrofyziku. Jde ovšem také o velmi zajímavý objekt pro teorii a počítačové modelování, neboť WDM představuje určitý unikátní přechodový stav mezi pevnou látkou a plazmatem.

Prohrátá hustá hmota přináší velké výzvy. Její rutinní generování je nyní možné díky zmíněným krátkovlnným laserům (existují samozřejmě i další způsoby, např. rázové vlny, ultrakrátké impulzy křížené na tenkých terčích, svazky nabitých částic a vysokorychlostní impakty), avšak už její udržení je obtížné kvůli silně nerovnovázným podmínkám, v nichž se nachází, jež spolu s extrémní koncentrací silně vázaných elektronů a iontů vede k její rychlé rekombinaci. Z toho důvodu jsou zkoumány různé druhy terčů či diamantových kovadlin, které WDM mohou udržet. Další problém je měření vlastností takového plazmatu. Když pomíneme krátkou dobu života WDM, extrémně vysoká elektronová hustota znemožňuje plné využití spektroskopických resp. zobrazovacích technik v dlouhovlnnějších (UV, Vis, IR) spektrálních oborech. K sondování (ať již aktivnímu, nebo pasivnímu) je tedy třeba využít energetických fotonů nebo nabitých částic.

V neposlední řadě přichází i problém, jak získané experimentální poznatky interpretovat. Jak již bylo zmíněno, generace WDM představuje silně nerovnovázný proces, jehož rigorózní teoretický popis je proto velmi obtížný. Při ozáření terče laserovým svazkem o dostatečném špičkovém výkonu dochází k tavení materiálu. Za něj mohou být odpovědné jak tepelné, tak i netepelné procesy. Ty probíhají rozdílnými mechanismy s odlišnými časovými charakteristikami. Zatím co tepelné tavení je dobře popsáno, netepelné tavení a vliv krátkovlnného, tedy ionizujícího laserového záření do popisu vnáší poměrně velkou nejistotu. Při tepelném tavení materiálu je jasně daná energie nutná pro přeměnu pevné látky na kapalinu. Kohezivní energie materiálu terče udává množství energie nutné pro rozklad pevné látky na její konstituenty. Při interakci laserového svazku krátkých vlnových délek s látkou však dochází k takovým místním i časovým variacím elektronové hustoty, že se nabízí otázka, zda můžeme uvažovat kohezivní energie stanovené pro čistě tepelné procesy. Jinak řečeno – nerozkládá se při působení termalizované části energie impulsu vlastně již úplně jiná látka?

Tím se dostáváme k vlastnímu předmětu této práce. Nutnou podmínkou toho, abychom začali efektivně a hodnověrně řešit otázky nastolené výše, je stanovení podílu termalizované energie uvolněné při interakci XUV/rtg. laserového svazku s pevnou látkou. V teoretické části práce tedy shrneme dosavadní poznatky různých výzkumných skupin o tepelných a netepelných procesech provázejících interakci laserového záření s hmotou a porovnáme různé přístupy k odhadu termalizované části energie impulsu krátkovlnného laseru deponované v pevném terči. Experimentální část práce představí termokameru FLIR A6700sc, její kalibraci a využití při měření množství a rozložení tepla uvolněného ozáření hliníkové fólie fokusovanými krátkými impulzy KrF excimerového laseru pracujícího ve střední ultrafialové oblasti.

1 Teoretická část

1.1 Lasery

Jak napovídá již původ jeho názvu – *light amplification by stimulated emission of radiation* – laser je zařízení poskytující svazek koherentního monochromatického záření, který se v něm vytváří pomocí stimulované emise záření, teoreticky popsané A. Einsteinem již v roce 1917. První laser byl ovšem sestaven až v roce 1960 Theodorem Maimanem. Byl to safírový laser emitující záření o vlnové délce 694,3 nm. V následujících letech došlo k prudkému rozvoji laserové vědy a techniky. Byly konstruovány a využívány lasery pulzní i kontinuální a postupně pokryly velmi široký rozsah vlnových délek – ještě v šedesátých letech od vakuového ultrafialového oboru až do daleké infračervené (dnes více říkáme terahertzové) oblasti. Vlnová délka 157,3 nm realizovaná pulzním excimerovým laserem na bázi molekulárního fluoru byla velmi dlouho nejkratší běžněji dostupnou vlnovou délkou. Realizace laserů krátkých vlnových délek (měkké rtg. záření o vlnových délkách mezi 0,2 a 30 nm a extrémní ultrafialové záření < 100 nm) se ukázala být ještě mnohem náročnější [1].

Princip laserů spočívá v účelném využití stimulované emise fotonů energetičtějších, než jsou fotony mikrovlnného a radiofrekvenčního záření (masery). Atom v excitovaném stavu může přechodem elektronu z vyšší na nižší energetickou hladinu vyzářit foton s frekvencí odpovídající energetickému rozdílu daných hladin. Pokud se tak děje spontánní (samovolnou) emisí, je takový foton vyzářen náhodným směrem. Laserová emise je ovšem směrová (laserový svazek), je tedy zřejmé, že tento proces ji nevytváří. K tomu slouží emise stimulovaná (vynucená). Foton procházející prostředím s mnoha excitovanými atomy (inverze populace) může, pokud se jeho energie shoduje s energetickým rozdílem hladin v atomu, ovlivnit proces vyzáření fotonu. Takto nově vzniklý foton ponese stejnou energii, jako foton původní, avšak na rozdíl od procesu spontánní emise se bude šířit stejným směrem jako původní fotonem a příslušné elektromagnetické vlny budou ve fázi. Oba fotony pak tento proces opakují (což může být podpořeno vhodným rezonátorem) a vytváří intenzivní koherentní monochromatické záření – laserový svazek.

1.1.1 Excimerové lasery

Aktivní prostředí laseru může být v různých skupenstvích - využívají se pevné látky, kapaliny i plyny a velmi často plazma. Důležitou roli hrají excimerové lasery, které vytváří laserové záření s vlnovými délkami od viditelného záření po ultrafialové, nejkratší vlnové délky 126,1 nm bylo dosaženo s argonovým excimerem. Nyní je nejrozšířenějším krátkovlnným excimerovým laserem fluorový excimer pracující na vlnové délce 157,3 nm.

Excimerový komplex (exciplex) je metastabilní molekula tvořená jedním atomem či molekulou ve vzbuzeném stavu vázaným s druhým atomem či molekulou v základním stavu. O excimeru (excitovaný dimer) pak hovoříme, pokud jsou obě komponenty stejné, např. výše zmíněný Ar_2^* nebo F_2^* . Potenciální energie dvou atomů v základním stavu klesá s jejich rostoucí vzdáleností, pokud je ale jeden atom excitován, vytváří se lokální minimum umožňující vznik molekuly. V okamžiku, kdy dojde k přechodu atomu ze vzbuzeného stavu do stavu základního, je vyzářen foton a následuje rychlý pikosekundový rozpad excimeru. V aktivním prostředí se využívají excimery vzácných plynů (Ar_2^* , Kr_2^* , Xe_2^*), halogenidy vzácných plynů (ArF^* , ArCl^* , KrF^* , KrCl^*) a dále oxidy vzácných plynů (XeO^* , KrO^* , ArO^*).

Jak je uvedeno výše, termín excimer vznikl ze slov excitovaný dimer označující komplex tvořený dvěma stejnými složkami, z nichž jedna je elektronicky excitovaná. V případě, že se

složky liší, jde o exciplex, tedy excitovaný komplex. Pro označení všech laserů fungujících na tomto principu se však již vžil název excimerové lasery [2]. Tak se i ArF ($\lambda = 193$ nm) a KrF ($\lambda = 248$ nm) lasery nazývají excimerové lasery

1.1.2 Problematika krátkovlnných (XUV/rtg.) laserů

Generace laserového záření na vlnových délkách kratších než 100 nm (tj. v extrémním ultrafialovém a rentgenovém spektrálním oboru) je obtížné hned z několika důvodů. Zářivé změny v obsazení energetických hladin v důsledku spontánní, resp. stimulované emise záření lze popsat pomocí Einsteinových koeficientů A_{21} , resp. B_{21} . Pokud je látka v termodynamické rovnováze s prostředím a vyzařuje dle Planckova zákona, platí mezi Einsteinovými koeficienty vztah $B_{21}(\nu) \sim \lambda^3 A_{21}(\nu)$. Z této závislosti jasně plyne, že pro kratší vlnové délky dochází mnohem častěji k vyzařování fotonu procesem spontánní emise.

Pravděpodobnost stimulované emise závisí kromě samotného koeficientu stimulované emise také na spektrální hustotě dopadajícího záření způsobitelného díky stejné frekvenci rezonančně interagovat s daným energetickým přechodem. Integrací tohoto součinu získáme pravděpodobnost stimulované emise na tomto přechodu danou nejen vlnovou délkou, ale i celkovou intenzitou záření šířícího se aktivním prostředím, tedy $P(B_{21}) \sim \lambda^5 I A_{21}$. Z toho je dobře patrné, že pro krátké vlnové délky je možné dosáhnout laserové akce pouze při velmi vysoké intenzitě čerpání aktivního prostředí. V něm musí být vysoká hustota příslušných excitovaných stavů, aby bylo možné laserové záření dostatečně zesílit. Té lze docílit v horkém hustém plazmatu, kde dochází k laserové akci na určitých iontech. Horké plazma řeší i další problém při realizaci krátkovlnných laserů, jímž je krátká doba života excitovaného stavu τ_{21} . Ta je nepřímě úměrná Einsteinovu koeficientu spontánní emise, elektrony se proto na horní hladině udrží jen po velmi krátkou dobu. K udržení inverze populace v aktivním prostředí XUV/rtg. laseru je tedy nutné jeho intenzivní čerpání, jehož je možno dosáhnout právě v horkém hustém laserovém nebo výbojovém plazmatu. Tam je i dostatek volných elektronů excitujících atomární ionty na vyšší hladinu laserového přechodu buď nepružnými srážkami (kolizní čerpání) nebo záchytem elektronů (rekombinační čerpání).

Realizovatelnost krátkovlnných laserů omezuje i silná absorpce XUV/rtg. záření v pevné látce. Pokud bychom chtěli vytvořit konvenční Fabry-Perotův rezonátor, narazili bychom (kromě extrémní obtížnosti polohování zrcadel s přesností zlomku již tak velmi krátké vlnové délky) na problém radiačního poškození multivrstevných zrcadel. To znemožňuje využít reflexní zrcadla vytvářející v dlouhovlnných laserech rezonátor. Ten má u konvenčních laserů tři funkce: zajišťuje mnohonásobný průchod záření aktivní látkou, slouží jako frekvenční filtr laserového záření a zároveň formuje laserový svazek. Je také zřejmé, že silná absorpce XUV/rtg. záření v pevné látce vylučuje její využití jako aktivního prostředí krátkovlnných laserů. Jde o další důvod, proč je aktivním prostředím XUV/rtg. laserů buď horké husté plazma nebo zhustek (*bunch*) relativistických elektronů, jimiž se může krátkovlnné záření šířit (byť s jistým omezením – viz opacita plazmatu).

Plazmové krátkovlnné lasery pracují většinou v režimu zesílené spontánní emise (ASE, *amplified spontaneous emission*). V něm jsou stimulovanou emisí v plazmovém sloupci zesilovány tam spontánně emitované signály [1, 2]. Tento režim generace XUV/rtg. laserového záření vede k fluktuaci řady parametrů svazku výstřel od výstřelu. Je to důsledkem toho, že dochází k zesilování signálu spontánně generovaného v plazmovém sloupci nahodile v různých místech a časech. Fluktuaci lze snížit aplikací polokavity (na jeden konec plazmového sloupce se umístí planární multivrstevné zrcadlo), kde dojde k dvojímu průchodu XUV/rtg. svazku aktivním prostředím. To jednak zvýší výstupní energii laserového impulzu a dále to vylepší

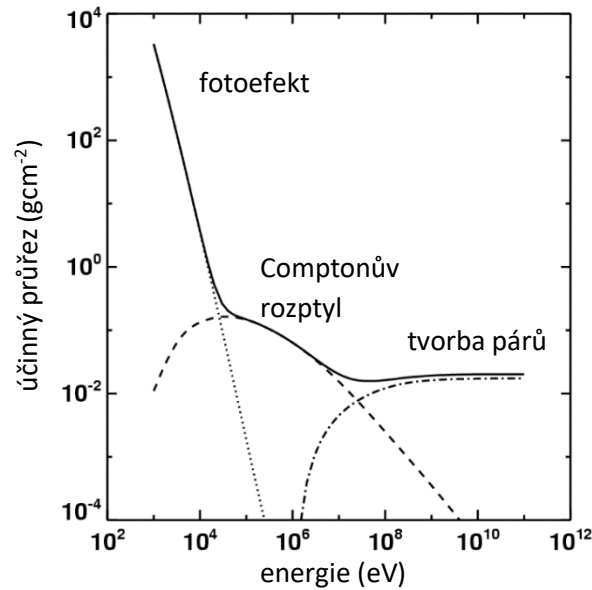
i další parametry svazku, protože při druhém průchodu se již nezesiluje náhodný signál, ale první laserový impuls generovaný ASE.

Zvláštním typem XUV/rtg. laserů jsou krátkovlnné lasery na volných elektronech (FEL, *free-electron laser*). Ty využívají vlivu v undulátoru generované elektromagnetické vlny na rozdělení nábojové hustoty v zhusťku relativistických elektronů. Elektrická složka elektromagnetické vlny vybuze kmitavým pohybem elektronů vynuceným periodicky modulovaným magnetickým polem undulátoru působí zpětně na tyto elektrony Lorentzovou silou tak, že se rozdělí do několika skupin. Tento jev se nazývá *micro-bunching* resp. *micro-slicing*. Zhustek, rozdělený na několik ekvidistantních částí, posiluje při dalším šíření undulátorem koherenční charakter prvotního elektromagnetického signálu a zesiluje jej, až k dosažení saturace, při níž již prodlužování undulátoru nevede ke zvyšování energie FEL impulsu. Tento proces nazýváme samozesílenou spontánní emisí SASE (*Self-Amplified Spontaneous Emission*). I když jde o výrazně odlišný proces, než je ASE v plazmových laserech, jedno mají společné. Zesilován je spontánně generovaný signál. To vede ke značné fluktuaci všech parametrů svazku výstřel od výstřelu. Řešením jsou „seedovaná“ schémata, kdy je zesilován externě generovaný signál (např. vysoká harmonická konvenčního laseru) injektovaný do aktivního prostředí.

Přestože byl první XUV/rtg. laser uveden do provozu již v roce 1985, jde o stále se rychle rozvíjející obor laserové fyziky a techniky. Nyní mu dominují především FEL, protože jejich záření je průběžně laditelné v širokém rozsahu vlnových délek a vzhledem ke generaci velmi krátkých impulsů dosahují vysokých špičkových výkonů (jde o zdroj o extrémním špičkovém jasu – *peak brightness*) a v *pump-and-probe* experimentech umožňují pracovat s vysokým časovým rozlišením.

1.2 Interakce velmi intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou a plazmatem

Interakce jednotlivých kvant energetického elektromagnetického záření s látkou probíhá v principu třemi základními procesy – fotoefektem, Comptonovým rozptylem nebo tvorbou elektron-pozitronového páru. Všechny procesy vedou k ionizaci ozářeného prostředí, převažující proces závisí na energii fotonů, tedy vlnové délce záření λ , viz Obr. 1. Fotony XUV/rtg. záření (vlnová délka $\lambda = 100 - 0,01$ nm) ionizují látku na nízkých a středních intenzitách téměř výhradně fotoefektem. Na vysokých intenzitách se začíná při absorpci XUV/rtg. záření uplatňovat tzv. kolizní absorpce, známější pod názvem *inverse bremsstrahlung* (IBS).



Obr. 1: Závislost účinného průřezu na energii interagujícího fotonu pro tři základní procesy interakce. Převzato z [3].

Fotony záření s delší vlnovou délkou (UV-Vis) interagují s elektrony na vnějších (valenčních) atomových resp. molekulových slupkách. Předáním veškeré energie fotonu elektronu dojde, pokud tato energie převyšuje vazebnou energii elektronu v atomu resp. molekule, k uvolnění fotoelektronu s kinetickou energií odpovídající rozdílu energie fotonu a vazebné energie elektronu. Fotony krátkovlnnějšího záření (SXR/rtg.) pak mají energii dostatečně vysokou k tomu, aby byly absorbovány i elektronem z vnitřních slupek a mohly je ionizovat. I jen jeden foton XUV/rtg. záření tedy vytváří ionizované prostředí – plazma. V plazmatu rozlišujeme absorpční procesy podle počátečního a koncového stavu interagujícího elektronu na přechody vázaný-vázaný (*bound-bound*; excitace), vázaný-volný (*bound-free*; fotoefekt, fotoionizace) a volný-volný (*free-free*; kolizní absorpce - IBS).

Vzhledem k tomu, že plazma je tvořeno ionty a elektrony, zaměříme se nyní na interakci XUV/rtg. záření s volnými elektrony nacházejícími se v ionizovaném prostředí. Je známo, že krátkovlnné laserové záření je v pevné látce absorbováno efektivněji než záření dlouhovlnných laserů. Vychází to z vlivu profilu elektronové hustoty v plazmatu na dopadající elektromagnetickou vlnu. Tam, kde se vlastní frekvence volných elektronů plazmatu (tj. plazmová nebo Langmuirova frekvence) rovná frekvenci dopadající elektromagnetické vlny, index lomu plazmatu bude roven nule a vlna se tam plazmatu odrazí. Víme, že plazmová frekvence je funkcí elektronové hustoty n_e plazmatu $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$. Frekvence elektromagnetické vlny je rovna plazmové frekvenci při tzv. kritické hustotě plazmatu. Ta je nepřímo úměrná druhé mocnině vlnové délky elektromagnetické vlny. Z toho plyne, že krátkovlnné záření XUV/rtg. laserů se bude plazmatem (i tím s hustotou pevné fáze) šířit, aniž by narazilo na tzv. plazmové zrcadlo (tj. oblast, kde hustota plazmatu se rovná jeho kritické hustotě pro danou vlnovou délku).

Při interakci velmi intenzivního XUV/rtg. záření s plazmatem fotoefektu konkuruje proces opačný (inverzní) ke generaci brzděného záření (IBS). Elektron v coulombickém poli iontu absorbuje foton, čímž se zvýší jeho kinetická energie. Účinný průřez IBS tak určuje hlavně srážková frekvence elektronů a iontů. Její konkrétní určení však závisí na více faktorech, jako jsou např. teplota elektronů, energetická distribuční funkce elektronů, atomové číslo iontů, stupeň ionizace atomů. Popis srážkového plazmatu je fyzikálně jasnější a jeho teorie

propracovanější, než je tomu u hustého, silně vázaného plazmatu jako je prohřátá hustá hmota - WDM [4]. Průběh interakce také závisí na parametrech laserového svazku – době trvání laserového pulzu, vlnové délce záření a energii pulzu. Fyzikálně zcela korektní a úplný popis IBS ve WDM vytvářené a interagující s XUV/rtg. laserovým impulzem nebyl teoreticky plazmatu dosud podán [5].

1.3 Tepelné a netepelné účinky XUV/rtg. laserového záření

Při interakci laserového záření s pevným terčem je často pozorováno zahřátí či poškození materiálu způsobené dodáním energie záření do látky. Výsledek interakce závisí na celé řadě faktorů, jako je vlnová délka záření, plošná hustota energie laserového impulsu, opakovací frekvence pulzů a samozřejmě struktura ozařovaného materiálu. Při práci s femtosekundovými lasery se ukázalo, že délka impulsu proces poškození také ovlivní. Pro delší pulzy mluvíme o tepelném tavení, pro femtosekundové a kratší pulzy se používá pojem netepelné tavení (*nonthermal melting*) [6].

Tepelné tavení materiálu lze vysvětlit pomocí elektron-fononové interakce. Jak je popsáno v části 1.2, interakcí laserového záření s materiálem je energie předána elektronům. Jejich excitace, uvolnění a rozkmitání vede k interakci s atomy v krystalické mřížce, kterým předávají kinetickou energii. Kmitání atomů s dostatečnou amplitudou kmitů umožní jejich uvolnění z pravidelné struktury, která se rozvolní – tedy taví. Celý proces se odehrává v rámci pikosekund. Před samotným tavením je třeba elektrony excitovat či úplně uvolnit z atomu. Poté dochází k jejich ekvilibrizaci a až následně k interakci elektronů s atomy.

Netepelné tavení bylo původně označováno jako ultrarychlé tavení. Bylo totiž pozorováno jen krátce po interakci femtosekundových impulsů optických laserů s polovodiči. Právě velmi rychlé dodání energie do látky za podmínek způsobujících excitaci značného podílu elektronů z vazebných valenčních pásů (*bonding, valence bands*) do protivazebných vodivostních pásů (*antibonding, conduction bands*) je příčinou netepelného charakteru tavení. Rychlá změna poloh mnoha elektronů změní potenciální energii celé řady atomů v mřížce. Pokud je jejich četnost dostatečně velká, mnohé atomy krystalické mřížky ztratí schopnost vzájemně se vázat, což vede ke kolapsu krystalové mřížky a tavení materiálu [5,6].

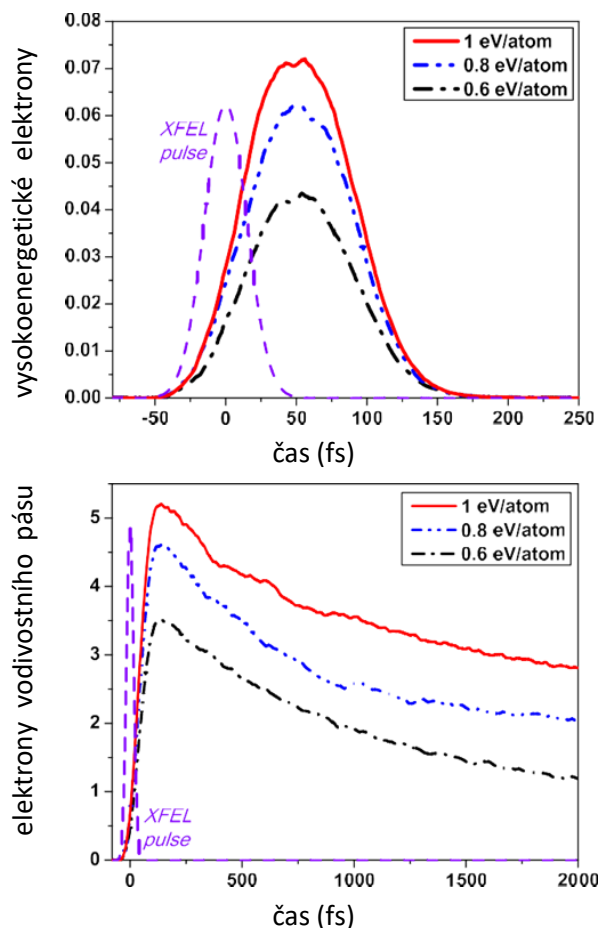
1.3.1 Experimentální rozlišení tepelného a netepelného tavení

Přímé rozlišení tepelného a netepelného poškození materiálu v reálném čase zatím nebylo experimentálně provedeno. Rozhodnutí o mechanismu poškození v současné době probíhá na základě posouzení doby, za kterou dojde ke změně materiálu. Byl však navržen model, který cestu k rozlišení daných procesů ukazuje.

Kód XTANT (*X-ray-induced Thermal And Nonthermal Transitions*) byl využit pro stanovení dávek absorbované energie, které v křemíku způsobí tavení. Pro parametry odpovídající laseru na volných elektronech o energii fotonů 24 keV a délce pulzu (FWHM) ~ 50 fs bylo stanoveno, že pro absorbovanou dávku záření okolo 0,65 eV/atom dochází k tepelnému tavení křemíku, zatímco pro dávku kolem 0,9 eV/atom pak k tavení netepelnému [6].

Na Obr. 2 je relativní zastoupení vysokoenergetických elektronů, resp. elektronů ve vodivostním pásu křemíku v čase t pro absorbované dávky energie 0,6, 0,8 a 1 eV/atom [6]. Vrchní graf ukazuje, jak je energie laserového impulsu deponována na povrchu a v podpovrchové vrstvě materiálu, kde dochází k její absorpci, což se projevuje nárůstem vysokoenergetických elektronů v materiálu a vznikem elektronové kaskády kolizní ionizací atomů. Pozdější část laserového impulsu zapříčiní, že v době okolo 150 fs je většina elektronů

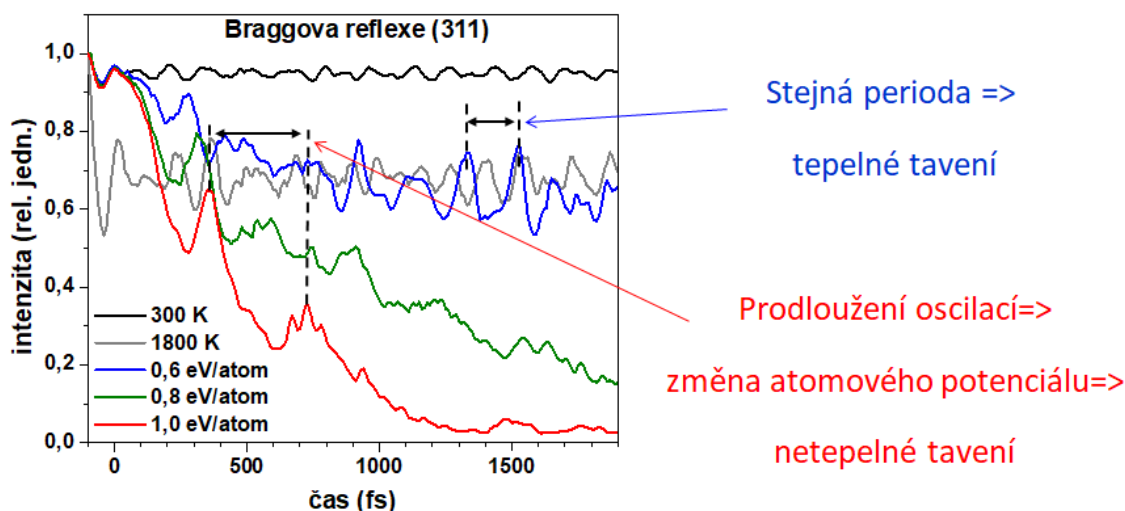
excitovaná z valenčního pásu do vodivostního a další vysokoenergetické elektrony již nepřibývají. Nárůst počtu elektronů ve vodivostním pásu je zobrazen na Obr. 2. Vysokoenergetické elektrony interagují s elektrony z valenčního pásu a dodávají jim energii pro přechod do pásu vodivostního. Maximální předaná energie je pro čas 150 – 200 fs, kdy končí ionizační kaskáda. Elektron-fononová interakce způsobuje pokles energie elektronů ve vodivostním pásu.



Obr. 2: Procento vysokoenergetických elektronů (energie > 10 eV, horní graf) a nízkoenergetických elektronů (energie < 10 eV, dolní graf) ve křemíku vystavenému 50 fs (FWHM) laserovému impulzu o záření 24 keV pro různé absorbované dávky. Upraveno z publikace [6], tato verze je převzata z práce [5].

1.3.1.1 Braggova difrakce rtg. záření na křemíku

Při průchodu rtg. záření krystalem se vytváří difrakční obrazec (*diffraction pattern*). Špičková intenzita braggovsky rozptýleného záření na křemíku v čase osciluje v důsledku kmitů atomů v krystalové mřížce při nenulové teplotě. Pro krystalové řezy křemíku (111), (311) a (333) byla určena perioda takových oscilací ~ 120 fs pro teplotu $T = 300$ K. Při konvenčním zahřátí materiálu na $T = 1800$ K dochází ke změně periody na ~ 130 fs. Braggovská maxima a jejich časové změny pak byly v křemíku analyzovány pro případy rtg. laserového ozáření na absorbovaných dávkách 0,6, 0,8 a 1 eV/atom. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 3 [6].



Obr. 3: Braggova maxima (311) ve křemíku vystavenému 50 fs (FWHM) laserovému impulzu 24-keV-ového záření pro různé absorbované dávky. Pro porovnání jsou v grafu zobrazena maxima nezářeného křemíku při pokojové teplotě a teplotě 1800 K. Upraveno z dat publikovaných v práci [6], tato verze je převzata z práce [5].

Pro absorbovanou dávku 0,6 eV/atom dochází k prodloužení periody oscilací na 170 fs. Dávka odpovídá tepelnému tavení křemíku. To potvrzují výsledky simulace, které představuje modrá křivka na Obr. 3. Vidíme zachování periody časové modulace difrakčního signálu a pozvolný pokles jeho amplitudy, což je obojí typické pro tepelné tavení, jehož kinetika je řízena elektron-fononovou interakcí a změny atomového potenciálu jsou zpočátku nevýrazné.

Absorbování dávky 0,8 eV/atom způsobuje nárůst periody na 280 fs (zelená křivka na Obr. 3). Naopak amplituda oscilací braggovských reflexí klesá, což značí, že se uspořádanost struktury materiálu snižuje. Vysokoenergetické elektrony však ještě nejsou laserovým zářením generovány v materiálu v takovém počtu, aby došlo k netepelnému tavení. Je ale dostatečný pro způsobení podstatných změn v potenciálu atomů, což může ovlivnit průběh jeho tepelného tavení.

Absorbovaná dávka 1 eV/atom způsobí nárůst periody oscilací na 350 fs a perioda se navíc v čase dále prodlužuje. Na Obr. 3 (červená čára) též vidíme rychlý pokles amplitudy difragovaného signálu, což indikuje výrazné a rychlé změny uspořádání atomů v důsledku změny atomového potenciálu [6]. Pro rozlišení tepelného a netepelného tavení tedy můžeme navrhnout experiment časově rozlišené difrakce, kdy se v děliči (*split and delay unit*) rozdělí svazek XFEL na iniciující impulz zaručující depozici dávky až 1 eV/atom a sondující (difraktovaný) impulz, který na vzorek dorazí se zpožděním nastaveným tak, aby časové rozdíly mezi interakcemi iniciujícího a sondujícího impulzu pokryly interval od 0 do 2 ps.

1.3.2 Termomechanické pnutí v reflektivní rtg. optice pro Linac Coherent Light Source

Linac Coherent Light Source (LCLS) je laser na volných elektronech (FEL) typicky generující rtg. záření o energii fotonů 8 keV a fluenci $\sim 20 \text{ J/cm}^2$ v jednom impulzu. Délka impulzu byla stanovena na $\sim 260 \text{ fs}$, opakovací frekvence 120 Hz. Vzhledem ke krátké vlnové délce záření svazku, která je ve většině materiálů velmi dobře absorbována, je třeba pro jeho fokusaci, defokusaci a směrování využít reflektivní optiku odrážející záření pod velmi malými úhly (*grazing-incidence reflective optics*), typicky kolem několika miliradiánů. Optické prvky jsou za těchto podmínek vystaveny tepelnému namáhání, které může vést k jejich poškození. Cílem

práce [7] bylo stanovit míru tepelného pnutí v reflektivní optice a posoudit, zda by mohlo způsobit její poškození.

1.3.2.1 Interakce záření s látkou

Náklon optických prvků pracujících v režimu tečného odrazu (*grazing incidence*) sice vede ke snížení fluence na desítky mJ/cm^2 , i přesto může být energie absorbovaná na povrchu a v tenké podpovrchové vrstvě postačující k poškození materiálu prvku. Délka impulsu je srovnatelná s periodou oscilací atomů v krystalické mřížce a relaxačním časům mezi atomy a elektrony. Těsně po ozáření se proto látka nachází v nerovnovážném stavu. Za několik ps po ozáření dochází k dosažení lokální tepelné rovnováhy a šíření tepla lze popsat z makroskopického hlediska pomocí tepelné vodivosti a elastického napětí. Prohřátá povrchová vrstva začne expandovat, vzniká akustická vlna šířící se do materiálu. V časech ~ 10 ns po ozáření rtg. pulzem je látka ve stavu elastické rovnováhy (rovnováha elastického napětí v materiálu a vnějších působících sil).

Pro poškození materiálu je kritické překročení hranice napětí, kdy místo elastické deformace nastává nevratná plastická deformace. Po jejím překročení tepelné cykly způsobené stovkami až několika tisíci pulzy povedou k rychlé degradaci povrchu vzorku. Proto je nutné při ozařování využít fluenci záření, která nepřekročí hranici tepelného napětí vedoucí k nevratnému poškození.

V materiálech, které se běžně používají pro reflektivní prvky (hliník, beryllium), je záření absorbováno ve vrstvě o tloušťce zlomku mikrometru. Fotoionizací vznikají fotoelektrony o energii $\sim 5 - 6$ keV, které pronikají do hloubky ~ 1 μm . Tato oblast bude prohřata za dobu ~ 10 ns. Akustické vlny se však materiálem šíří rychleji, za danou dobu dosáhnou hloubky 30 μm . V této oblasti dojde k ustanovení elastické rovnováhy i přes to, že nedošlo k difuzi tepla z povrchové vrstvy. Napětí blízko povrchu lze proto určit z elastické rovnováhy nerovnoměrně zahřátého tělesa [7].

1.3.2.2 Výsledky modelování

Laserový svazek s kruhovým průřezem při dopadu pod malým úhlem vytvoří eliptický otisk (*footprint*) v materiálu. Difúzi tepla do materiálu lze popsat pomocí biharmonické (stěnové) rovnice. Její řešení pro popsané experimentální uspořádání dává podmínku závislou na koeficientu tepelné roztažnosti, Poissonově konstantě, změně teploty pro jeden impuls, Youngovu modulu pružnosti a mezi kluzu. Při jejím naplnění bude docházet ke vzniku prasklin v materiálu a k úplné degradaci povrchu během několika set až tisíců cyklů, což u LCLS odpovídá jedné minutě ozařování. Z řešení plyne, že kritický (maximální) nárůst teploty v jednom impulsu, pro který ještě nedojde k poškození materiálu, je pro hliník 23 K, což odpovídá povrchové absorpci $6 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, pro beryllium pak 350 K, tedy absorpci $130 \text{ mJ}/\text{cm}^2$. Obě tyto teploty jsou dalece pod teplotou tání daných materiálů. Překročení teploty tání je také limitující faktor pro ohřev materiálu pulzy LCLS. V tomto případě však není třeba ho uvažovat, protože k termomechanickému poškození mnoha pulzy dochází již při mnohem nižších fluencích, než je práh tavení hliníku nebo beryllia [7].

1.3.3 Podprahová eroze organického polymeru indukovaná mnoha pulzy rtg. záření z laseru na volných elektronech

Při interakci laserového záření s látkou může dojít k jejímu poškození. Pro poškození dlouhovlnnými lasery se vžil pojmenování laserová desorpce. Poškození krátkovlnným rtg. či XUV zářením se označuje jako fotonové leptání (*photoetching*, nebo také *vacuum etching*,

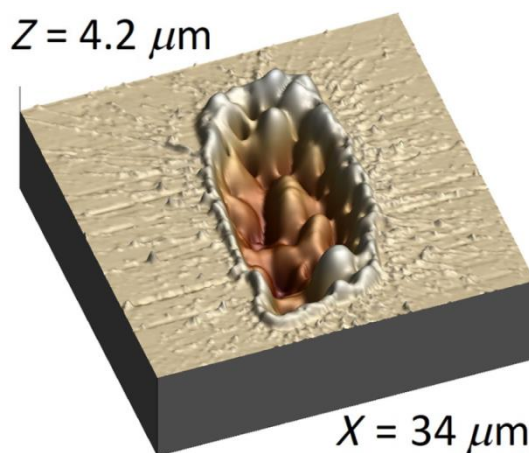
photon-induced desorption). Fotony při interakci s látkou v jediném impulzu dodávají energii skrz jednofotonovou absorpci, v případě polymerů jejich řetězce rozkládají na těkavé části. Pro vysoké fluence nastává ablace materiálu, při které všechny fotony laserového impulzu kolektivně přispějí k odstranění velké vrstvy materiálu.

Zkoumat vliv jednoho intenzivního XUV a rtg. impulzu je možné díky vývoji laserů s vysokými intenzitami a krátkými vlnovými délkami (např. FEL). Pro různé podmínky ozařování a různé materiály byly nalezeny desorpční, ablační i přechodné režimy poškození materiálu. Vliv více pulzů s podprahovou fluencí, tedy fluencí, která v jediném impulzu materiál nepoškodí, je méně prozkoumaná oblast. Opakované namáhání a zahřívání materiálu více pulzy může vést k jeho změnám i přes to, že by ho jediný impulz nezměnil.

V práci [8] byl zkoumán vliv jednoho a více pulzů rtg. záření z laseru Linac Coherent Light Source (LCLS). Vlnová délka záření byla $\lambda = 1,49$ nm (830 eV) s pološířkou doby trvání impulzu FWHM = 100 fs, opakovací frekvence laseru je 30 Hz. Záření interagovalo s vrstvou PMMA o tloušťce 5 μm , rozměrech 10×20 cm^2 . Laser kromě základní frekvence generuje i její třetí harmonickou 3ω . Její podíl na výstupním výkonu laseru je menší než 1%, zároveň je v PMMA absorbována ve velké hloubce v porovnání s 1ω . Z tohoto důvodu je její vliv při ablaci materiálu zanedbán. V důsledku vysoké energie fotonů 2,505 keV však může výrazně ovlivnit podprahové procesy [8].

1.3.3.1 Poškození jedním impulzem

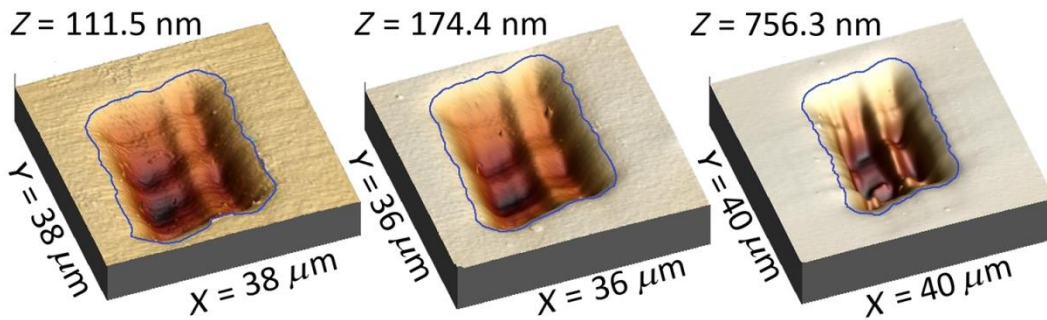
Na Obr. 4 je vidět poškození PMMA způsobené jedním impulzem z LCLS o fluenci $F = 3F_{th}$, kde $F_{th} = 99,7 \pm 7,4$ mJ/cm^2 označuje prahovou fluenci pro poškození materiálu ablací. Morfologie vzniklého kráteru odpovídá ablaci – je vidět jeho zdrsnění, vzniklé výběžky vznikly při tavení materiálu a jeho vytlačování směrem na povrch [8].



Obr. 4: AFM obraz PMMA ozářeného jedním LCLS impulzem o fluenci nad ablačním prahem ($F = 3F_{th}$). Převzato z práce [8].

1.3.3.2 Poškození mnoha pulzy

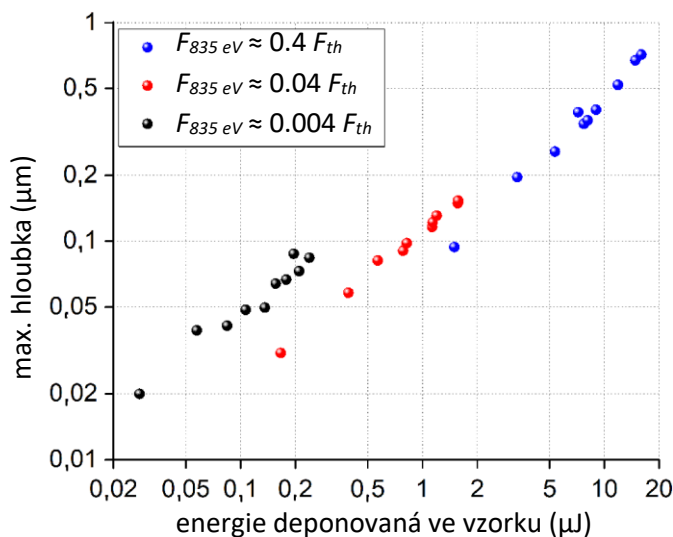
Na Obr. 5 je zobrazeno poškození PMMA 300 pulzy s fluencí 0,4, 4 a 40% prahové fluence. Vzniklé profily povrchu jsou mnohem hladší, než při poškození jedním nadprahovým impulzem. Při ozáření více pulzy dochází k postupnému odstraňování jednotlivých vrstev materiálu a k obtisku profilu laserového svazku do materiálu.



Obr. 5: AFM obrazy kráterů vzniklých erozí PMMA po ozáření 300 akumulovanými pulzy LCLS o třech různých fluencích záření dopadajícího na povrch: 0,4% (vlevo), 4% (uprostřed) a 40% (vpravo) fluence ablačního prahu pro poškození jedním impulzem. Modré linie označují plochu, ze které byla určena drsnost vzorku. Převzato z práce [8].

Při ozařování PMMA dochází ke štěpení jednoduchých vazeb C-C. Poté dochází k procesu zesítnění (*cross-linking*), kdy volné radikály na uhlíkových řetězcích PMMA tvoří dvojné vazby C=C. Vazebná energie dvojných vazeb je vyšší, než jednoduchých vazeb, proto je odolnější vůči poškození zářením. Vzniklé vazby také vedou ke zvýšení průměrné molekulární hmotnosti PMMA řetězců, což snižuje jejich pohyblivost v ozářeném materiálu. Na druhou stranu, dopadající záření způsobuje štěpení PMMA řetězců (*chain scission*), což vede k depolymeraci a radiolýze. Při obou procesech vznikají volné fragmenty, které jsou uvolněny z povrchu materiálu do vakua. Tyto jevy si navzájem konkurují. Analýza ozářených vzorků prokázala nelineární závislost maximální hloubky vzniklého kráteru na celkové dávce (deponované energii v hmotě J/kg). S rostoucí dávkou se zpomaluje nárůst maximální hloubky.

Z grafu na Obr. 6 je patrné, že vliv na poškození materiálu má nejen celková dávka, ale i fluence, která poškození způsobila. Pro stejnou dávku akumulované energie vytváří záření s menší fluencí hlubší kráter. Snížení fluence je dosaženo průchodem záření plynem, kde je částečně absorbováno. Absorpci majoritní komponenty 1ω (fundamentální frekvence), která je v plynu absorbována silněji než 3ω (třetí harmonická frekvence), dojde k nárůstu vlivu 3ω na ozářený materiál.



Obr. 6: Závislost maximální hloubky kráteru na celkové energii rtg. záření pro tři různé fluence: 0,4% (černá), 4% (červená) a 40% (modrá) fluence ablačního prahu pro poškození jedním impulzem. Deponovaná energie je určena z energetického příspěvku každého laserového pulzu měřeného fotoionizací GMD. Příspěvek 3ω je v energii zahrnut. Převzato z práce [8].

1.3.3.3 Vliv tepelných procesů na poškození mnoha pulzy

Vliv tepelných a netepelných procesů na poškození materiálu závisí za daných ozařovacích podmínek především na jejich složení a vlastnostech, které z konstituce materiálu plynou. Podstatnou roli hraje radiační odolnost materiálu. V málo radiačně odolných materiálech po ozáření dochází k excitaci, ionizaci, rozpadu chemických struktur a jejich následným chemickým reakcím. Lze také pozorovat netepelné fázové přeměny. Naopak velmi dobře radiačně odolné materiály (typicky anorganické látky, např. monokrystal křemíku) velkou část deponované energie z povrchu odvedou v podobě tepla, jelikož jiné procesy vedoucí k nastolení rovnováhy nejsou tak výhodné.

Při opakovaném ozařování materiálu dochází k jeho zahřívání, převážně na povrchu a v podpovrchové vrstvě. Zvýšení teploty pak významně ovlivňuje transport fragmentů materiálu, které jsou tvořeny malým množstvím molekul. Vyšší pohyblivost vede k jejich snadnější desorpci do vakua.

Tepelné procesy však v tomto případě ozáření PMMA nehrály roli na poškození materiálu. Jak již bylo zmíněno, s rostoucím dávkovým příkonem deponované energie záření docházelo k poklesu maximální hloubky kráteru a ne k jejímu vyššímu nárůstu, který by potvrdil vliv termalizované energie na desorpci. Z PMMA také při ozáření za zvýšených teplot unikají těkavé produkty radiolýzy tak, že to vede ke změně morfologie povrchu – jeho zdrsnění až „zublínování“. Tento jev však za daných ozařovacích podmínek nebyl pozorován [8].

1.3.4 Role tepelné akumulace při ozařování křemíku více pulzy pod prahem poškození jedním impulzem

Jako již bylo zmíněno, při poškození materiálu laserovým svazkem hraje roli typ materiálu, fluence laserového svazku a počet pulzů, které na materiál dopadají. Různé kombinace těchto faktorů vedou k odlišnému mechanismu poškození a tím i různému profilu vzniklého kráteru.

Experiment využil laser na volných elektronech FLASH s vlnovou délkou $\lambda = 13,5$ nm, pološířkou doby trvání pulzu FWHM = 100 fs a opakovací frekvencí 1 MHz. Laserový svazek dopadal na destičku z monokrystalického křemíku o tloušťce 900 μm a rozměrech 10×40 mm². Sledovalo se poškození materiálu 400 pulzy [9].

1.3.4.1 Experimentální výsledky

Po ozáření bylo možné v poškozeném materiálu určit tři oblasti poškození. Vnější oblast je pokryta kapičkami o velikosti 30 – 50 nm v průměru vzdálenými 100 – 150 nm. Jde pravděpodobně o epitaxní krystaly vzniklé lokálním roztavením křemíku a jeho následnou rekrytalizací. Pod některými kapičkami se v objemu materiálu nachází krystalické defekty. Prostřední část obsahuje podobné kapičky, jako vnější oblast, ovšem s větší hustotou. Poškození materiálu zasahuje do hloubky až 0,5 μm . Vnitřní centrální část poškozeného materiálu má naopak hladký povrch. Ten je typicky tvořen hydrodynamickými procesy (expanze a pohyb roztaveného materiálu). Pozorovaná struktura vnitřní části se shoduje se strukturou vzniklou ozářením jedním impulsem přesahujícím prahovou fluenci poškození 410 mJ/cm² [9].

Pro výše popsané regiony byly určeny prahové hodnoty fluence poškození – pro vnější, střední a vnitřní část odpovídá fluence 38, 40 a 42 mJ/cm² s chybou $\pm 20\%$.

Při opakovací frekvenci 1 MHz je doba mezi jednotlivými pulzy 1 μs . Tato doba řádově odpovídá disipaci tepla do materiálu, hodí se proto ke zkoumání vlivu akumulace tepla na poškození materiálu. Pro porovnání byl materiál ozářen také 400 a 4000 pulzy o opakovací

frekvenci 10 Hz a fluenci 43 mJ/cm². I přes to, že fluence přesahuje fluenci, která vedla k poškození materiálu při 1 MHz opakování, nebylo nyní pozorované žádné poškození. Toto pozorování prokazuje vliv akumulace tepla na poškození materiálu [9].

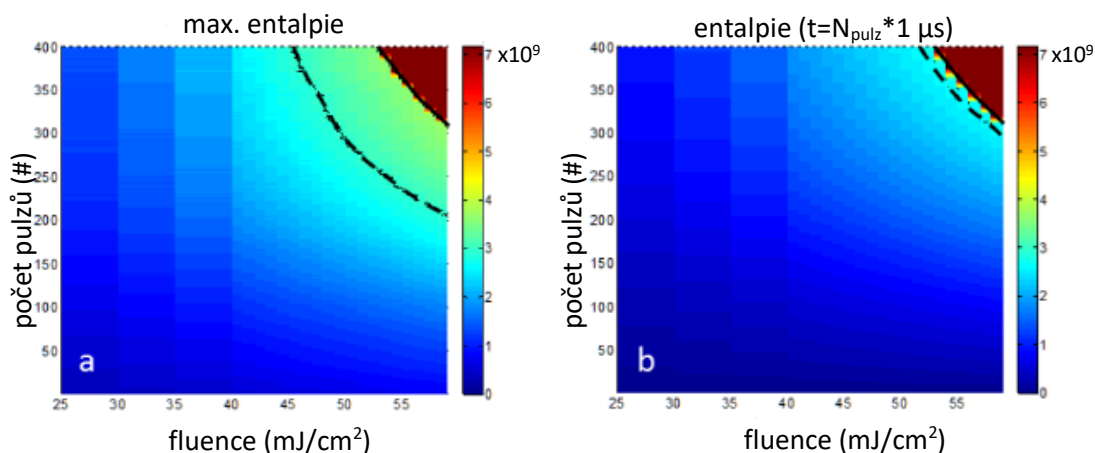
1.3.4.2 Počítačové simulace

K modelování nahromadění tepla a jeho transportu v materiálu byla využita 1D rovnice difuze tepla. K popisu těchto dějů byla využita metoda entalpie (*enthalpy method*), která popisuje vývoj latentního tepla (jeho absorpci a šíření) pomocí entalpie a její závislosti na teplotě. Tato metoda se běžně používá pro popis fázových změn materiálu vzniklých na rozhraních pevné a roztavené látky vzniklých ohřevem a ochlazením. 1D geometrie popisuje šíření tepla kolmo k povrchu materiálu, směrem do jeho objemu, což lze za předpokladu, že má laserový svazek průměr ~ 300 μm a gradient teploty je ve směru rovnoběžném s povrchem menší, než při průniku tepla do materiálu. Počítačové simulace uvažovaly změnu entalpie danou tepelnou kapacitou materiálu (elektronovou i fononovou), která reprezentuje šíření tepla. Laserové pulzy působí jako zdroj energie, záření je v materiálu absorbováno exponenciálně dle Lambert-Beerova zákona. Deponovaný výkon proto závisí na absorpční délce záření v látce, fluenci záření a odrazivosti vzorku (*sample reflectivity*).

Model počítal s depozicí tepelné energie do materiálu trvající 2 ps, což odpovídá době potřebné pro elektron-fononovou interakci předávající energii od elektronů mřížce. Difuze energie daná elektronovým plynem byla zanedbána díky malým teplotním gradientům. Doba mezi jednotlivými pulzy byla stanovena na 1 μs.

Počítačové simulace byly využity pro určení prahové fluence poškození jedním impulzem 410 mJ/cm², pro kterou došlo k dosažení teploty $T_{melt} = 1683$ K na povrchu materiálu a jeho tavení. Výpočet také ukázal, že 1 μs po ozáření materiálu je na povrchu stále zvýšená entalpie a tedy že se v povrchové vrstvě stále nachází zbytkové teplo. Toto teplo bude ovlivňovat procesy, které v materiálu nastanou při ozáření více MHz pulzy.

Další simulace zahrnovaly více pulzů dopadajících s frekvencí 1 MHz. Zkoumaly závislost maximální entalpie na povrchu materiálu těsně po ozáření pulzem a akumulovanou entalpii před dalším pulzem na fluenci záření a počtu pulzů. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 7. Bylo pozorováno, že s vyšší fluencí a rostoucím počtem pulzů je snazší dosáhnout teploty tavení a zkapalnění materiálu. Pro 400 pulzů byla nalezena fluence pro dosažení teploty tavení 45 mJ/cm² a pro přechod do kapalného stavu 54 mJ/cm². Tyto hodnoty se v rámci chyby shodují s experimentálně určenými teplotami. Simulace také ukazují, že po dosažení teploty tavení dochází k významnému poklesu difuze tepla z povrchu materiálu kvůli vzniklým malým teplotním gradientům. Proto je energie akumulována na povrchu a přispívá k latentnímu teplu a tavení materiálu při konstantní teplotě [9].



Obr. 7: Maximální entalpie v průběhu každého pulzu (a) a nahromaděná entalpie před každým pulzem (b) pro různé střední hodnoty fluencí. Dvě úrovně entalpie 3,0 a 7,17 GJ/m³ odpovídající $T=T_{melt}$ a začátku kapalné fáze jsou vyznačeny černými liniemi (přerušovaná, resp. plná). Barevná mapa odpovídá entalpii v rozsahu 0 až 7,17 GJ/m³. Upraveno podle výsledků publikovaných v [9], tato verze je převzata z práce [5].

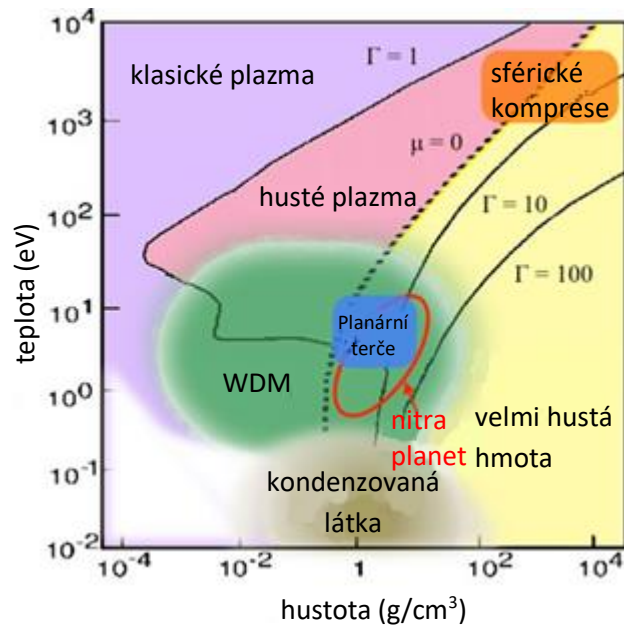
Modelování maximální hloubky tavení ukázalo, že při dosažení podmínek tavení je materiál změněn až do hloubky 0,6 μm . Materiál je zahříván na teplotu tavení a následně ochlazen vedením tepla, což umožňuje vznik defektů v materiálu. Tento jev byl experimentálně pozorován v prostřední části ozářeného materiálu, učená hloubka poškození souhlasí s experimentálně zjištěnou hloubkou 0,5 μm , ve které byly pozorovány kapičky rekrystalizovaného materiálu [9].

1.4 WDM – prohřátá hustá hmota

Prohřátá hustá hmota (WDM, *warm dense matter*) je stav hmoty, jehož hustota $\rho = 10^3 - 10^2 \text{ g/cm}^3$ je typická pro pevné látky, naopak jeho teplota odpovídá nepříliš horkému plazmatu, dosahuje jednotek až desítek elektronvoltů [10, 11]. Za těchto podmínek jsou atomy pouze částečně ionizované a systém iontů a elektronů je silně vázaný. Prohřátá hustá hmota tedy představuje specifický přechodový stav mezi pevnou látkou a plazmatem.

Vazebný parametr Γ slouží k popisu a klasifikaci plazmových systémů. Je definován jako poměr coulombické a kinetické energie částic v plazmatu. Pro ideální (kolizní) plazma platí, že kinetická energie nabitých částic je mnohem větší, než energie jejich vzájemného elektrostatického působení, tedy $\Gamma \ll 1$. Opačného limitního případu je dosaženo pro nízké teploty látky a vysoké hustoty částic, což odpovídá látkám v pevném skupenství, pro které platí $\Gamma \gg 1$. V prohřáté husté hmotě dosahuje vazebný parametr hodnot $\Gamma \approx 1$, což odpovídá stavu, při kterém je kinetická a potenciální energie nabitých částic v plazmatu srovnatelná. Odpovídá to představě WDM jako jistého mezistavu mezi pevnou látkou a srážkovým plazmatem.

Parametr degenerace Θ je definován jako poměr tepelné a Fermiho energie elektronů v plazmatu. Pro prohřátou hustou hmotu platí $\Theta \sim 1$, což značí, že jsou atomy v látce částečně ionizovány v důsledku relativně vysokých hustot a odpudivé síly působící mezi elektrony. Krátký dosah odpudivé síly mezi vázanými elektrony ovlivňuje uspořádání iontů v látce. Stupeň elektronové degenerace a mikroskopická struktura prohřáté husté hmoty mají velký vliv na vlastnosti prohřáté husté hmoty, ovlivňují dobu potřebnou pro stanovení tepelné rovnováhy mezi elektrony a ionty, rezistivitu plazmatu a vnitřní energii látky [11].



Obr. 8: Fázový diagram vymezující parametry prohřáté husté hmoty. Oblast WDM se nachází mezi pevnou látkou, velmi hustou hmotou a ideálním plazmatem (vysoké teploty - malé hustoty) a pokrývá planární útvary generované pomocí laseru a astrofyzikální podmínky. Vazebný parametr $\Gamma = 1$ odděluje silně a slabě vázané systémy, μ je chemický potenciál, kde křivka $\mu = 0$ značí oblast, v níž se Fermiho energie rovná $k_B T$, pod touto křivkou identifikujeme Fermiho degenerovanou hmotu. Upraveno podle referativního článku [11], tato verze je převzata z práce [5].

Na Obr. 8 je zobrazen fázový diagram zobrazující různé stavy hmoty v závislosti na její teplotě a hustotě. Prohřátá hustá hmota se vyskytuje v astrofyzikálních objektech – nejvýznamnější jsou nítra velkých planet a bílí trpaslíci. Obsahují lehké prvky jako vodík, helium a uhlík. Vyskytuje se ale také v centrech planet s jádry tvořenými horkými kovy, kde extrémní tlaky a teploty působí fázové změny materiálů. Je však důležitá i z hlediska inerciální fúze (ICF, *inertial confinement fusion*). Při stlačování se termojaderné palivo před zapálením nachází ve stavu prohřáté husté hmoty. Její teoretický popis činí značné problémy, jelikož se WDM nachází v širokém rozsahu termodynamických podmínek. Ionty se pohybují jako tekutina, jejich prostorové uspořádání se stává značně nepravidelným. Elektronky jsou částečně či úplně degenerované, což vede k čistě kvantovým jevům. Ty, stejně jako nemožnost využití standardních aproximací, znemožňují popsat prohřátou hustou hmotu stejně jako ideální plazma. Běžně se proto výsledky experimentů využívají k doplnění popisu a potvrzení nebo naopak vyvrácení různých teorií a počítačových modelů.

Existuje několik způsobů, jak prohřátou hustou hmotu vytvořit. Statické stlačení materiálu probíhá v diamantové kováčce (*diamond anvil cell*). Laserové pulzy v kontinuálním provozu či pulzní IR pulzy dopadající na vzorek pak slouží k jeho ohřátí na teplotu až 5000 K, tlaky působící na materiál dosahuje v kováčce až 100 GPa. Diamant je pro kováčku vhodným materiálem, jelikož je schopen odolat vysokým tlakům, zároveň je transparentní pro IR, vis, UV i rtg. záření, což umožňuje využít diagnostiku využívající elektromagnetické záření. Stavy hmoty, jichž můžeme dosáhnout v diamantových kováčkách, však pokrývají jen poměrně malou část oboru podmínek definujících prohřátou hustou hmotu.

Dynamická komprese materiálu pomocí rázové vlny generované laserem vytváří stavy o teplotě až 100 eV a tlacích řádu jednotek Mbar. Laserové záření dopadající na terč látku vypařuje a ionizuje a vytváří výtrysk plazmatu expandující do vakua. Zákon zachování hybnosti určuje, že ablační tlak vytvoří rázovou vlnu šířící se materiálem v opačném směru, než expandující ablační výtrysk (*ablation plume*) a stlačuje ho. Na čele rázové vlny dochází ke skokovému

nárůstu hustoty a teploty materiálu. Energie laseru je předána elektronům procesem kolizní absorpce brzdného záření (tzv. *inverse bremsstrahlung*). Srážkami elektronů je energie laseru přeměněna na tepelnou energii.

K objemovému (*volumetric*) ohřevu materiálu se využívají iontové svazky a rentgenové záření, které pronikají hluboko do materiálu a zaručí jeho rovnoměrný ohřev bez vzniku hustotních a teplotních gradientů. K izochorickému (*isochoric*) ohřevu pak dochází při interakci velmi krátkých impulzů. Doba trvání takového impulzu je mnohem kratší, než je charakteristická doba elektron-fononové interakce. Jeho interakce s látkou proběhne v době, kdy se materiál ještě nestací pozměnit (pokud tedy uvažujeme tepelné tavení, jiné fázové přeměny, ablaci atp.) a nemusíme tedy uvažovat interakci s pozměněným nebo expandujícím materiálem. Zde již narážíme na rozdíly mezi tepelnými a netepelnými procesy. Netepelné procesy jsou typicky velmi rychlé a výše zmíněná podmínka již nemusí platit bez výjimek. Jako terč se obvykle využívají tenké vzorky, jejichž tloušťka je srovnatelná s absorpční délkou záření v daném materiálu. Tím je zaručen rovnoměrný ohřev celého materiálu. Různé absorpční délky různých druhů záření jsou v tomto případě výhodou, neboť pro velmi tenké vzorky lze využít i optické laserové záření, pro masivnější vzorky pak rychlé ionty (*swift ions*) nebo rtg. záření pronikající hlouběji do materiálu [12]. Použijeme-li krátké impulzy (typicky například nanosekundové z excimerových nebo standardních laboratorních pevnolátkových laserů), nemůžeme již od interakce záření s pozměněným resp. expandujícím odpařeným materiálem odhlédnout.

K diagnostice prohráté husté hmoty slouží celá řada postupů, přístrojů a zařízení pracujících na různých principech. Část metod využívá sondovací (*probe*) laserový svazek, který interaguje s hmotou pozměněnou iniciujícím (*pump*) impulzem. Další možnosti skýtá emise fotonů resp. nabitých částic z nitra nebo povrchu zahřáté husté hmoty. Vyčerpávající přehled jak aktivních, tak pasivních metod podává přehledový článek [11]. Tato práce je zaměřena na pasivní diagnostickou techniku, která zkoumá emisi tepelného záření ani ne tak z vlastní WDM, jako z terče na němž je WDM generována. Takto určené množství uvolněné tepelné energie by nám mělo pomoci alespoň odhadnout podíl energie termalizované při a po interakci XUV/rtg. laserového impulzu s pevným terčem a tak přispět k posouzení poměru tepelných a netepelných procesů takto iniciovaných.

1.4.1 Termomechanická odezva tlustých stlačených terčů a diamantových kovadlin na impulzy rtg. laserového záření

K dosažení stavů typických pro prohrátou hustou hmotu se využívají různá experimentální uspořádání. Tlusté stlačené terče (*thick tamped targets*) a diamantové kovadliny (*diamond anvil cells*) umožňují udržení a zkoumání prohráté husté hmoty po dobu mnohem delší, než laserové interakční experimenty. Podstatnou roli v nich hrají termomechanické procesy. Z těchto dvou důvodů jim budeme v této části práce věnovat pozornost. V práci [13] je zkoumaný vzorek obklopen tamperem (tento ve fyzice vysokých hustot energie hojně používaný termín je obtížné přeložit do češtiny – asi nejvýstižnější by byla zhuťovací nebo stlačovací vrstva) z vhodně zvoleného materiálu. Tamper je volen tak, aby propouštěl rtg. záření. To je absorbováno až ve středu terče, kde silně zahřívá materiál vzorku. Absorpce záření v látce prudce sílí s nárůstem jejího protonového čísla, typicky závisí na jeho čtvrté mocnině. Pro těžké prvky a energii fotonů 10 keV proniká rtg. záření do hloubky μm . V lehkých prvcích se šíří až několik mm.

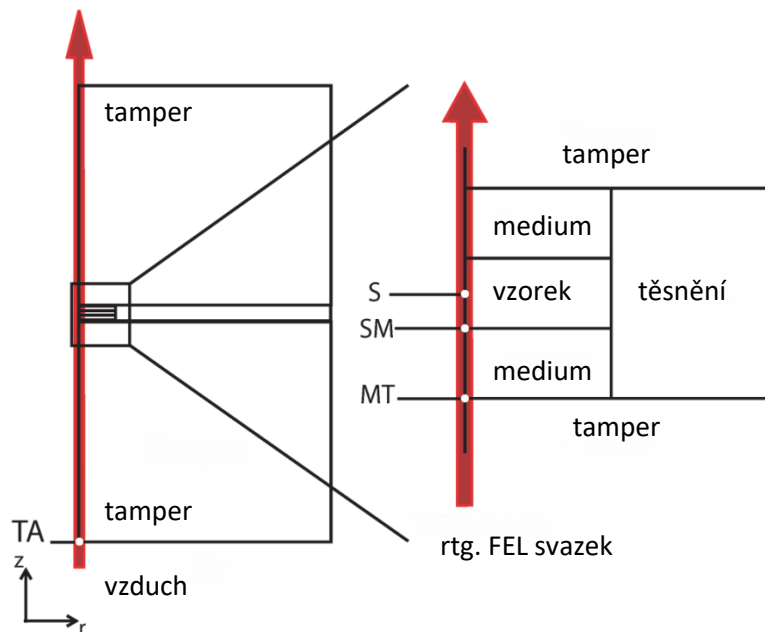
Kombinace ohřevu zářením a využití tamperu a kovadliny umožní zkoumání prohráté husté hmoty po dobu dostatečnou k tomu, aby došlo k ustanovení lokální tepelné rovnováhy, termodynamické rovnováhy, projevil se následky vedení tepla, proběhly fázové přeměny materiálu a chemické reakce. Tyto procesy mají velký význam především pro planetologii.

1.4.1.1 Modelování šíření tepla v materiálu

Terče jsou tvořeny z jedné či více vrstev zkoumaného materiálu tlustých několik μm . Vzorek je obklopen tamperem o tloušťce několik mm. Jako tamper se využívá materiál s vysokou tepelnou vodivostí, která zvyšuje jeho stabilitu vůči tepelným procesům, jímž je tamper vystaven při kontaktu s ozářeným materiálem terče. Vhodné jsou materiály odolné vůči termomechanickému pnutí způsobenému předstlačením tamperu. Předstlačení vzorku umožní zkoumat neobvyklé jevy v prohřáté husté hmotě, například přeměnu molekulárních izolantů na kovovou strukturu nebo fázovou separaci.

Jako zdroj tvrdého rtg. záření se uvažují lasery na volných elektronech (FEL, *free-electron laser*) a terče z vhodně zvoleného prvku ozářené výkonovými optickými lasery nebo svazky nabitých částic s vysokou hustotou jejich toku. Model však počítá s FEL zařízeními emitujícími monochromatické záření. To je absorbováno a termalizováno v časech kratších než ~ 100 ps v oblasti o průměru ~ 10 μm . Expanze zahřátého terčového materiálu způsobí vznik kompresní vlny, která po dobu ps – ns adiabaticky mění tlak a teplotu. V čase okolo ps – ns dochází k porušení adiabatického procesu, materiál je ochlazován vlivem vedení tepla do okolních částí terče a tamperu. Za těchto podmínek je materiál ve stavu LTE. Dále je jeho vývoj řízen přenosem tepla a hydrodynamickými procesy.

K modelování vývoje teploty terčů byla využita metoda konečných prvků (*finite element model*). Ta umožnila popis vedení tepla na mikrosekundové časové škále. Schéma terče a ozařovacího uspořádání je uvedeno na Obr. 9 [13]. Rentgenový impulz prochází tamperem o tloušťce 2 mm do vrstvy rozhraní (medium – asi nejvýstižnější český termín by byl mezivrstva nebo nárazníková vrstva) tlusté 5 μm . Medium slouží k ochraně tamperu před přímým ohřevem ze vzorku a absorbuje (rozloží) pnutí vyvolané expanzí zahřátého materiálu vzorku. Za vzorkem je umístěna další vrstva media a tamperu. Vývoj teploty je určen z rovnice vedení tepla. Energie FEL impulzu je absorbována v jednotlivých vrstvách terče dle Lambert-Beerova zákona, rozptyl záření je zanedbán.

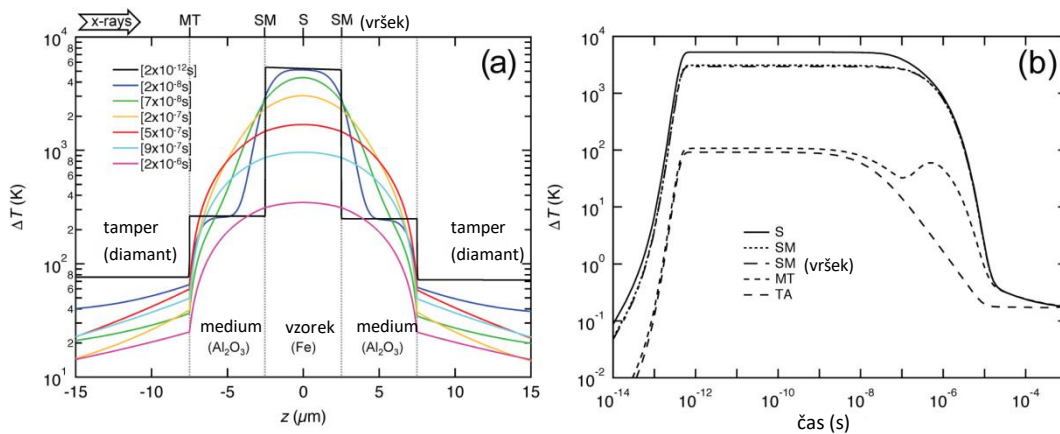


Obr. 9: Schéma geometrie vzorku zobrazující osově symetrický výřez od osy k okraji válce. Rtg. svazek prochází ze spodu nahoru. Měření je provedeno centru vzorku (S), rozhraní vzorek-medium (SM), rozhraní medium-tamper (MT), rozhraní tamper-vzduch (TA). Upraveno z článku [13], tato verze je převzata z práce [5].

Hydrodynamický model posloužil k popisu šíření tepla a transportu hmoty rázovými vlnami v prvních několika ns za předpokladu izochorického děje. Na počátku se vzorek nacházel při laboratorní teplotě (300 K). V uvažovaném uspořádání mohl být materiál vzorku prohříván na teploty až 10^5 K a stlačen tlakem až 10^3 GPa.

1.4.1.2 Výsledky modelování

Na Obr. 10 je zobrazen výsledek počítačových simulací pro energii fotonů 25 keV a celkovou energii záření v jednom FEL impulsu 350 μ J. Jako tamper byl využit diamant, jako medium Al_2O_3 , jako vzorek Fe. Nejvíce zahřát byl vzorek, změna teploty u tamperu nebyla tolik výrazná díky slabší rtg. absorpci a velmi dobré tepelné vodivosti diamantu. Nárůst teploty v čase 10^{-6} s na rozhraní media a tamperu byl způsoben šířením tepelné vlny ze středu vzorku.



Obr. 10: Tepelná odezva ve struktuře složeného terče ze základní simulace. (a) Změna teploty v závislosti na pozici rovnoběžné se směrem šíření svazku v centru vzorku ($r=0$). (b) Změna teploty v závislosti na čase v centru vzorku (S), na rozhraní vzorek-medium (SM), na konci rozhraní vzorek-medium (SM top), na rozhraní medium-tamper (MT), na rozhraní tamper-vzduch (TA). Upraveno z článku [13], tato verze je převzata z práce [5].

Výsledky modelování byly získány pro terče vystavené rtg. FEL záření o energiích fotonů 5, 10, 15, 20 a 25 keV. Energie fotonů ovlivňuje prostorové rozložení absorpce impulsu ve vrstevnaté struktuře terče. Pro nízké energie fotonů je FEL impuls částečně absorbován v tamperu, samotný vzorek se proto ohřívá slaběji a nerovnoměrněji. Naopak pro vysoké energie fotonů (tvrdé rtg. záření) dochází k rovnoměrnému ohřevu vzorku, tamper a medium se v porovnání se vzorkem zahřejí jen minimálně. Jak již bylo řečeno výše, jde především o důsledek rozdílu ve středním protonovém čísle a hustotě použitých materiálů, který ústí ve výrazně slabší absorpci rtg. záření v nich.

Přítomnost media (mezivrstvy) mezi vzorkem a tamperem zabraňuje masivnímu přestupu tepla do tamperu a rychlému ochlazení vzorku. Simulace ukazují, že rychlost ochlazení vzorku nezávisí v submikrosekundových časech na tloušťce media. Rostoucí tloušťka media ale ovlivňuje zahřívání tamperu. Tlustá mezivrstva garantuje, že tamper také není vystaven působení tak vysokých teplot, za nichž by došlo k narušení jeho stability.

Byly uvažovány následující materiály vzorku: Fe, Mo, Pb, H_2O a $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG). Kromě vody jde o materiály s vysokým Z, které dobře absorbují rtg. záření a jsou jím více zahřívány. Voda a GGG jsou elektrické izolanty. Mají tedy výrazně nižší tepelnou vodivost než kovy. GGG má vysoké střední protonové číslo, proto jej rtg. FEL záření zahřívá podobně jako Fe. Výsledky modelování vody ukázaly zpomalený nárůst teploty oproti ostatním materiálům, což je důsledkem jejího nižšího protonového čísla a hustoty a tedy slabší absorpce rtg. záření v ní.

Jako tamper byl použit diamant, grafit, Be, Kapton (organický polymer - polyimid) a Al_2O_3 . Jde o materiály s nízkým Z , které dobře propouští rtg. záření. V Al_2O_3 se však záření absorbuje silněji než v ostatních materiálech, proto se jako tamper více zahříval a vzorek byl naopak prohřát na nižší teplotu, než při použití beryliových a uhlíkatých tamperů.

Materiál media je také volen s nízkým atomovým číslem Z kvůli nízké absorpci záření. Medium ovlivňuje rychlost chladnutí vzorku, jelikož odvádí teplo ze vzorku do tamperu. Modely prokázaly, že výsledky pro Al_2O_3 , LiF a Ar se od sebe výrazně liší. Je to důsledek jejich rozdílných tepelných vodivostí. Tyto rozdíly se nejvíc projeví v časech kolem 10^{-6} s, kdy k mediu dorazí tepelná vlna ze vzorku.

Výsledky hydrodynamického modelu popisují vývoj teploty v počátcích. Vzorek je velmi ohřátý oproti okolním vrstvám, což vytváří gradienty teploty a tlaku. Ve vzorku vzniká rázová vlna šířící se do chladného materiálu, zvyšuje jeho tlak a materiál expanduje. Expanze začíná na povrchu vzorku. Směrem ven do media a tamperu se šíří rázová vlna, která je stlačuje. Dovnitř vzorku se šíří vlna zředění, která v jeho středu vytváří podtlak. Tak dojde k zahřátí media a tamperu a ochlazení vzorku. Výrazné změny teploty vzorku jsou patrné pro počáteční hodnoty okolo 17700 K. Pro nižší teploty do 1000 K mají tyto jevy jen velmi malý vliv na další vývoj teploty ve vzorku spojený s vedením tepla [13].

1.4.1.3 Poškození materiálu

Při ozařování materiálů se často zkoumá vliv více pulzů. Pro opakovací frekvenci vyšší, než je doba tepelné relaxace ~ 10 ns, bude docházet k akumulaci tepla ve vzorku. Po překročení prahové hodnoty pak dojde k tavení materiálu.

Tepelné namáhání terče vede k fázovým změnám materiálu, snížení odolnosti a vypařování. Odolnost terče závisí hlavně na tamperu, který musí udržet vzorek. Pro tampery s vysokou tepelnou vodivostí a s využitím media snižující namáhání tamperu lze dosáhnout teplot vzorku až 10^4 K aniž by došlo k poškození či modifikaci materiálu tamperu.

Radiační poškození materiálu se může projevit změnami vlastností – excitací elektronů izolantů se z nich stávají vodiče, může docházet k porušení vazeb mezi atomy a ke strukturálním změnám materiálu (přeměna diamantu na grafit). Také může docházet k ablací materiálu. V modelovaných situacích je však energie absorbovaná jedním atomem nedostatečná pro poškození materiálu.

Rychlý ohřev materiálu způsobuje termodynamické napětí, které může způsobit deformace, lámání, odlupování vrstev na rozhraní materiálu. Tyto jevy mohou spolu s přímým tepelným namáháním způsobit nevratné změny v terči. Mechanické napětí je v tomto případě srovnatelné s tlakem uvnitř vzorku daným rozdílem teplot, proto materiál tamperu výrazně nepoškodí. Diamant vykazuje nejlepší odolnost vůči rázovým i tepelným vlnám. Vhodné je také použít medium, které je schopné rázovou vlnu částečně utlumit a minimalizovat tak následné namáhání tamperu.

1.4.1.4 Diamantové kovadliny

Diamantové kovadliny umožňují stlačení vzorku na tlak až 1000 GPa pomocí tvrdých materiálů – diamantu, Al_2O_3 nebo SiC. Stlačení před ozářením by mohlo pomoci ke stabilizaci terče a odstranění jeho expanze. Kovadliny jsou odolné vůči praskání a experimenty s IR lasery zahřívající vzorek prokázaly jejich odolnost vůči tepelnému namáhání. Jejich využití by proto vedlo k vytvoření stabilnějších podmínek, než pouze využití tamperu, umožňující zkoumání prohřáté husté hmoty.

1.4.1.5 Ohřev vodního ledu zářením PAL-XFEL při vysokých tlacích

Výše diskutovaná práce [13] je čistě teoretická, založená na počítačových simulacích. Na korejském rtg. laseru s volnými elektrony PAL-XFEL se však již přikročilo k prvním experimentům tohoto typu. Je známo, že statická vysokotlaká měření molekulárních materiálů - jako je například vodní led při vysokých tlacích a teplotách typických pro nitra planet - jsou komplikována nežádoucími chemickými reakcemi a nedostatečným udržením vzorku při daných parametrech. V nedávno publikované práci [14] byla ověřena experimentální strategie vytváření a sondování takových extrémních stavů kombinací statického stlačení (až na 62 GPa) s ultrarychlým ohřevem pronikavým rtg. FEL zářením. K ohřevu komprimovaného ledu zde dochází nepřímou. Záření ultrakrátkého impulzu rentgenového (PAL-XFEL by naladěm na 12 keV a pak na 14 keV) laseru s volnými elektrony je absorbováno a termalizováno ve zlatém absorbéru (do ledu vložená tenká Au fólie), z něhož teplo přestupuje do vlastního ledového vzorku. To způsobuje jeho tavení, jehož průběh je sledován difrakcí rtg. laserového záření. K určení teploty, na niž byl led zahřát, autoři práce [14] využili počítačové simulace absorpce energie dodané femtosekundovým impulzem, podmínky tepelné rovnováhy a přenosu tepla. Z nich vyplynulo, že v ledovém vzorku bylo při vysokých tlacích dosaženo teplot převyšujících 1 eV. Ohřev byl vícekrát opakován. Při tom se potvrdilo, že ani opakované zahřívání vzorku tímto nepřímým způsobem nevede k masívním chemickým změnám ve výchozí molekulární pevné látce.

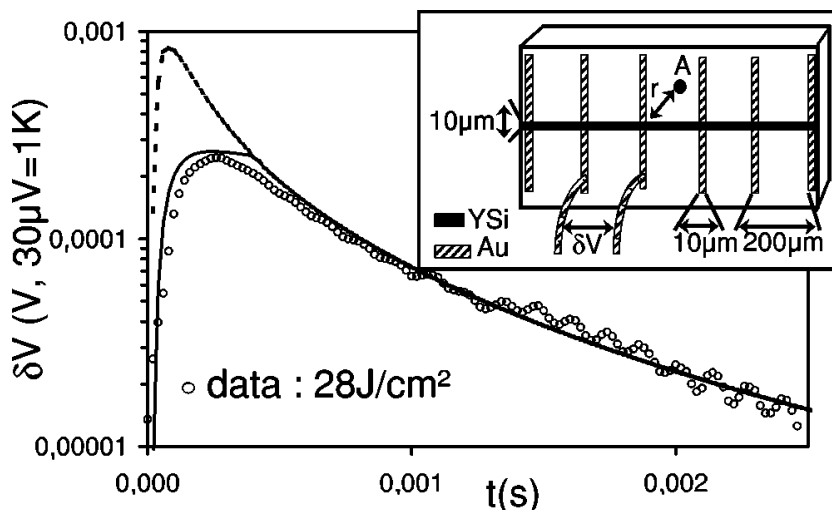
1.5 Metody měření teploty na povrchu pevné látky ozářené laserem

1.5.1 Elektrická měření

1.5.1.1 Přímé měření termočláanky v křemenném vzorku

Vzorek křemene byl ozářen Ti-safírovým laserem o vlnové délce $\lambda = 790$ nm, délce pulzu 50 fs. Pulzy byly následně zesíleny pomocí zesilovače pulzů s energií uloženou v aktivním prostředí na energii jednoho impulzu 2 mJ. Fluence jednotlivých pulzů dosahovala až šestinásobku F_C , kde F_C je prahová fluence (plošná hustota energie) nevratného poškození materiálu, v případě křemenu je $F_C = 5$ J/cm².

Na povrchu křemenného vzorku byla litograficky vytvořena série mikrotermočláanků. Tvoří ji pásek z amorfního $Y_{0,2}Si_{0,8}$ o tloušťce 10 μ m a délce 5 mm, který v kolmém směru kříží 6 zlatých pásků o tloušťce 10 μ m s rozestupy 200 μ m. Amorfni $Y_{0,2}Si_{0,8}$ je termoelektrický materiál, v němž při zahřátí vzniká napětí ≈ 30 μ V/K. Zlaté pásy indikují změnu napětí δV generované při zahřátí materiálu v bodě A, který je ve vzdálenosti r od mikrostruktury. Měření probíhalo pro vzdálenosti r větší, než 40 μ m, aby nedošlo k poškození mikrostruktury laserovými pulzy o šířce svazku 20 μ m. Měření proběhlo pro fluence vyšší, než je prahová fluence, jelikož s fluencemi pod prahem poškození nebyla pozorována změna teploty. Toto pozorování může být způsobeno nedostatečnou citlivostí detektoru či absencí tepelných efektů. Detailní schéma mikrotermočláanky je zobrazeno na Obr. 11 [15].



Obr. 11: Detail: schéma mikrotermočlátku. Hlavní graf: Typický změřený pulz; přerušovaná čára: fit δV ($t > 0,6$ ms) využitím rovnice vedení tepla; plná čára: konvoluce fitu s $\tau = 0,4$ ms. Upraveno z původního sdělení [15], tato verze je převzata z práce [5].

1.5.1.2 Určení maximální teploty na povrchu materiálu

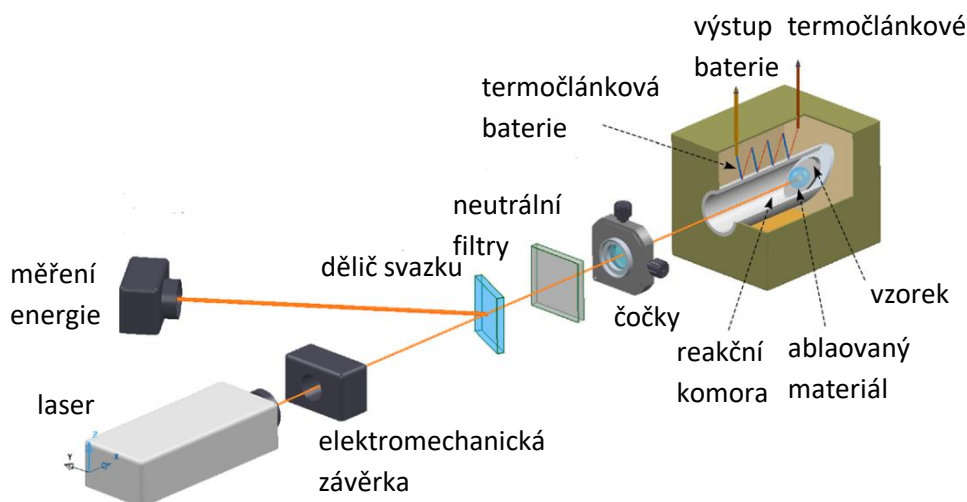
Při interakci ultrakrátkého laserového impulzu s materiálem dochází k jeho přeměně na plazma. Vzniká ablační (plazmový) výtrysk, který odnáší část energie s sebou do vakua. Další část energie je vyzářena do vakua ve formě záření různých vlnových délek v různých spektrálních oborech. Zbývá energie se ve formě tepla šíří materiálem a ohřívá ho. Tuto část energie lze detekovat měřením teploty materiálu. Vývoj teploty materiálu lze popsat rovnicí vedení tepla, v níž lze zanedbat ztráty tepla sekundárním zářením materiálu charakterizovaným jeho teplotou a prouděním tepla (jde o pevnou látku, nikoliv kapalinu), jelikož se uvažuje pouze část energie deponovaná do pevného materiálu. Řešení rovnice vedení tepla také uvažuje tzv. *skin effect*, při kterém se část dopadajícího záření odrazí od plazmatu v místě kritické hustoty a tedy nepřispívá k ohřevu materiálu. Pro fluence záření $F = 6 \text{ J/cm}^2 = 1,2 \cdot F_C$ byla numerickými výpočty z Hemholtzovy rovnice stanovena vzdálenost $z^* = 200 \text{ nm}$, ve které je materiál excitován v důsledku absorpce záření a dochází k jeho ohřevu.

Na Obr. 11 jsou kroužky zobrazena naměřená data pro fluence $F = 28 \text{ J/cm}^2$ ve vzdálenosti $r = 42 \mu\text{m}$. Přerušovaná čára značí řešení rovnice vedení tepla. Pro časy $t < 0,6$ ms se řešení s experimentálními daty neshoduje, což lze odůvodnit konečným časem, který mikrotermočlánek potřebuje pro ohřátí na stejnou teplotu, jakou měl vzorek křemene. Konvolucí řešení s konstantou $\tau = 0,4$ ms dostáváme řešení, které se velmi dobře shoduje s experimentálními výsledky. Maximální teplota T_{max} na povrchu vzorku v místě dopadu laserových pulzů je určena jako maximum rozložení teplot, jež je řešením rovnice vedení tepla bez přihlídnutí na časovou konvoluci. Pomalý pokles naměřeného signálu pro dlouhé časy je ve shodě s difuzními procesy, které se v materiálu odehrávají a přispívají k jeho ohřevu. Rychlejší pokles by naznačoval jiné jevy, například šíření rázové vlny v materiálu indukované laserovým pulzem [14].

Pro fluenci $F = 6 \text{ J/cm}^2 = 1,2 \cdot F_C$ byla určena maximální dosažená teplota $T_{max} = 3000 \text{ }^\circ\text{C}$. Křemen má teplotu tání $\Theta_m \approx 1700 \text{ }^\circ\text{C}$ a bod varu $\Theta_b \approx 2600 \text{ }^\circ\text{C}$. Maximální teplota obě tyto hodnoty přesahuje, proto lze soudit, že v tomto případě stojí za odstraněním materiálu tepelné efekty. Při interakci laserového pulzu s křemenem bylo předáno $8 \pm 2\%$ z celkové energie impulzu. Podíl předané energie nezávisí na fluenci laserového záření [14].

1.5.2 Tepelné zbarvení reakcí laserem ablaovaných kovů v reaktivním plynu

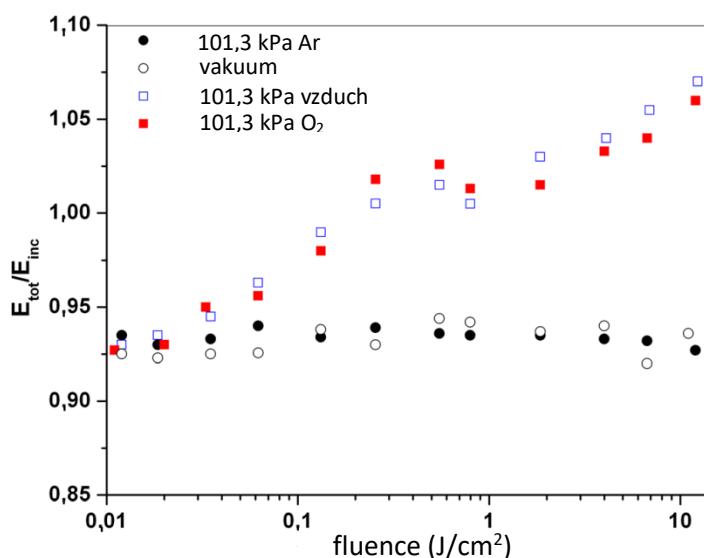
Při laserové ablaci pevných látek je kladen důraz na zkoumání poškození povrchu vzorku, tedy procesy probíhající v jeho povrchové a podpovrchové vrstvě. Pozornost je však třeba věnovat i dějům odehrávajícím se v ablačním výtrysku (*ablation plume*), především pak při jeho interakci s okolním prostředím. Příkladem nám zde bude práce Vorobyeva a kol. [16], kde autoři sledovali tepelné projevy expanze hliníkového ablačního výtrysku do vzduchu, resp. kyslíku. K ablaci hliníkového terče posloužil Ti:safirový laser generující záření s vlnovou délkou $\lambda = 800$ nm v pulzech trvajících 66 fs s opakovací frekvencí 1 kHz a energií jednoho impulzu 1,1 mJ. Laserový svazek byl fokusován na hliníkový terč pomocí soustavy čoček, na jehož povrch dopadal pod úhlem 30° od normály. Část energie laserového svazku byla odkloněna, aby bylo možné měřit energii jednotlivých pulzů. Pomocí elektromechanické závěrky bylo zajištěno ozáření vzorku právě 20 pulzy. Schéma experimentu je zobrazeno na Obr. 12.



Obr. 12: Experimentální schéma kalorimetrického stanovení chemické (reakční) energie uvolněné při laserové ablaci hliníku do chemicky aktivního plynu. Převzato a upraveno z práce [16].

K měření tepelných efektů způsobených oxidací ablaovaného hliníku byl využit válcový kalorimetr. Vzorek je v něm umístěn na zadní stranu reakční komory. Vnitřní stěna komory tvořená hliníkem byla anodizovaná, aby došlo k vytvoření tenkého filmu Al_2O_3 . Ten zabraňuje chemické reakci hliníkové stěny s ablačním výtryskem. Termočlávková baterie měřila nárůst teploty způsobený celkovou uvolněnou energií E_{tot} danou součtem energie laserového svazku E_{abs} absorbované v kalorimetru a energií uvolněné v exotermických chemických reakcích E_{chem} .

Měření proběhlo nejprve v reakční komoře vyčerpané na tlak $6,8 \cdot 10^{-4}$ mbar, poté v komoře vyčerpané a následně naplněné argonem o tlaku 101,3 kPa. Argon je chemicky inertní plyn, proto po ozáření vzorku a jeho ablaci nedochází k reakci plynu s kovovými parami uvolněnými ze vzorku. Změna teploty naměřená kalorimetrem pak odpovídá pouze absorbované energii laserového svazku. Měření prokázala, že poměr celkové naměřené energie E_{tot} k energii laserového svazku E_{inc} zůstává při změně fluence laserového svazku F neměnný. Pro měření ve vzduchu a kyslíku o atmosférickém tlaku byl pozorován nárůst poměru pro rostoucí fluenci. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 13.



Obr. 13: Poměr E_{tot}/E_{inc} jako funkce laserové fluence při ablací hliníku v kyslíku, vzduchu a argonu při atmosférickém tlaku a ve vakuu. Převzato a upraveno z práce [16].

Z Obr. 13 je vidět, že pro fluence $F < 0,02 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ je poměr naměřených energií stejný pro všechny plyny, což značí, že při ablací materiálu nedocházelo k uvolnění chemické energie. Pro fluence $0,02 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2} < F < 0,06 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ již byl měřen příspěvek uvolněné chemické energie. Řádková elektronová mikroskopie (SEM, *scanning electron microscopy*) prokázala poškození povrchu jeho tavením a ablací, což vedlo ke vzniku struktur o velikosti několika nanometrů. K modifikaci povrchu došlo převážně v místech, kde se vyskytovaly škrábance či prohlubně již před jeho ozáření. Pro fluence $F > 0,02 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ při interakci laserového svazku s terčem vzniká ablační výtrysk složený z neutrálních atomů, iontů, elektronů, klastrů, nanočástic a mikročástic. Poměr vzniklých částic závisí na vlastnostech materiálu, laserového svazku a podmínkách ozařování. SEM analýza vzorku ozářeného v argonovém plynu prokázala, že pro podmínky tohoto experimentu vznikaly převážně nanočástice, které se po ablací usazovaly na okraji ablačních kráterů. Tím bylo prokázáno, že energie uvolněná při ablací je dána převážně oxidací nanočástic, kvůli přítomnosti iontů hrají roli také chemické reakce ve vzniklém plazmatu. Uvolněná chemická energie roste s rostoucí fluencí F laserového svazku. Pro nejvyšší fluenci $F = 12,2 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ bylo určeno, že uvolněná chemická energie odpovídá 13% z energie laserového svazku [16].

Analýzou ablačních kráterů pomocí laserového řádkovacího mikroskopu byl určen objem ablaovaného hliníku. Přibližně 50% tohoto materiálu následně zoxidovalo a přispělo ke zvýšení měřené teploty. Experiment prokázal, že s využitím laserového svazku lze v jednom impulzu z povrchu vzorku odstranit nanogramy hliníku v závislosti na fluenci laseru. Vyšší oxidaci lze zajistit s využitím časově zpožděných či časově tvarovaných laserových pulzů, které povedou ke zmenšení velikosti nanočástic a tvorbě více atomů, iontů a klastrů v ablaovaném materiálu. Tím se zvětší reakční plocha materiálu.

Jak plyne z Obr. 13, oxidace probíhá podobně ve vzduchu i kyslíkovém prostředí. Z toho lze usuzovat, že ve vzduchu nanočástice reagují převážně s kyslíkem a ne s dalšími složkami vzduchu. Při měření v kyslíku o nižším tlaku, než atmosférickém, nebyla pozorována změna reaktivity až do tlaku 120 mbar. Poté došlo ke snížení uvolněné energie. Pro tlaky $\leq 1,6$ mbar byly naměřené výsledky srovnatelné jako při měření v argonu či vakuu [16].

1.5.3 Optické metody

Jednou z klíčových vlastností absolutně černého tělesa je schopnost absorbovat veškeré záření, které na něj dopadne. Naopak pro nenulové teploty absolutně černé těleso vyzařuje, hustota záření závisí na teplotě tělesa a vyzařované frekvenci. Tato závislost je popsána Planckovým zákonem.

Pro tzv. šedá tělesa je situace o něco složitější. Jelikož jejich schopnost absorpce není absolutní, při dopadu záření na jejich povrch dochází k odrazu části záření; také může dojít k průchodu záření materiálem. Tyto tři procesy jsou vyjádřeny koeficienty popisující poměrné zastoupení těchto dějů - záření absorbované z okolí je popsáno koeficientem absorpce (*absorbance*), odražené záření odrazivostí (*reflectance*) a prošlé záření propustností prostředí (*transmittance*). Tyto tři koeficienty se pro různé materiály liší a závisí na jejich optických vlastnostech [17].

Při měření teplot typických pro prohřátou hustou hmotu vytvářenou interakcí laserového paprsku s povrchem vzorku vyvstává otázka, jak měřit její teplotu. Vzhledem k vysokým teplotám, kterých je na povrchu dosaženo, a zároveň krátkým časům trvání impulsu není možné použít běžné měřicí metody. Jedním z možných řešení je využití optické pyrometrie – bezkontaktní metody měření teploty založené na detekci záření zahřátého materiálu.

Infračervené termokamery jsou využívány, pokud je třeba kromě stanovení teploty materiálu stanovit i rozložení teplot na povrchu zkoumaného objektu. Blízké infračervené záření ($\lambda = 0,75 - 2,5 \mu\text{m}$) je vyzařováno všemi tělesy s nenulovou teplotou. IČ termokamery toto záření přes soustavu čoček a optických komponent fokusují na detektor. Tepelné detektory využívají změnu odporu materiálu s rostoucí teplotou, kterou mu předá dopadající záření. Kvantové detektory využívají interakci dopadajícího záření s elektrony. Jsou přesnější, než tepelné detektory, vyžadují však chlazení [18].

Naměřená intenzita záření však neodpovídá vyzářené intenzitě měřeného tělesa. Je třeba počítat i s prostředím, které část záření pohltí, zároveň však jinou část záření vzhledem ke své nenulové teplotě vyzáří. Roli hrají i okolní předměty, které vyzařují, a část tohoto záření se odrazí od povrchu měřeného materiálu. Při určování výsledné intenzity záření měřeného tělesa se proto naměřená data srovnávají s kalibračními hodnotami černého tělesa.

1.5.3.1 Měření fázových změn a šíření tavení v křemíku a kovových materiálech indukované laserem pomocí nanosekundové IČ radiometrie

Pro studium tavení materiálů indukované laserem byl využit KrF excimerový laser s vlnovou délkou $\lambda = 248 \text{ nm}$ a dobou trvání pulzu 27 ns (FWHM). Energie pulzu homogenního laserového svazku byla měněna pomocí vysokonapěťového obvodu a optických atenuátorů v rozsahu plošných hustot energií $700 - 4300 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ [19, 20]. Vliv záření byl zkoumán v polovodiči – monokrystalické křemíkové destičce (*wafer*) o tloušťce $575 \mu\text{m}$ dopované antimonem Sb s povrchovou vrstvou o tloušťce $50 \mu\text{m}$ dopovanou fosforem P. Jako kovové vzorky byly využity mechanicky leštěné vzorky Cu, Mo, Ni, Sn, Ti, ocel ČSN 15330 a nerezavějící ocel ČSN 17246.

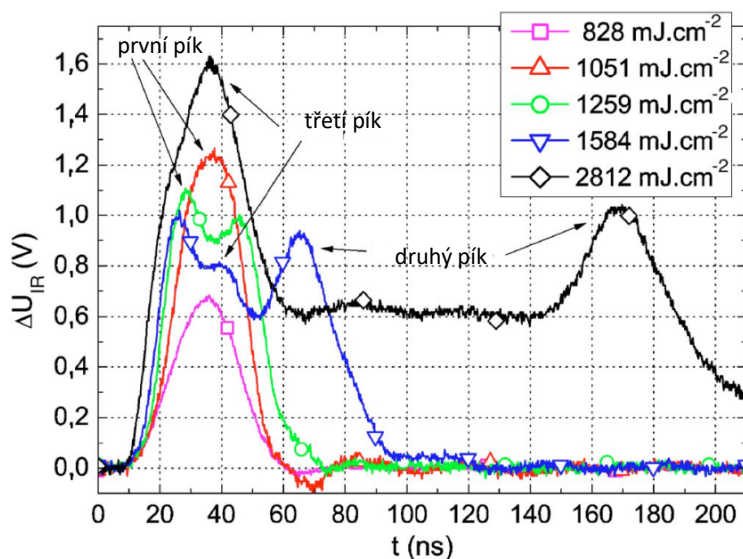
IČ záření emitované z křemíku bylo pomocí dvou parabolických zrcadel fokusováno do detektoru, jímž byla fotovoltaicky zapojená fotodioda HgCdTe chlazená tekutým dusíkem. Ta registruje záření vlnových délek $2 - 12 \mu\text{m}$ v šířce pásma (*bandwidth*) až 100 MHz. Časově rozlišená detekce změn reflektivity (*time resolvent reflectivity (TRR) method*) využila He-Ne laser v kontinuálním provozu o vlnové délce $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, úzkopásmový interferenční filtr a fotodiodu [19, 20].

Při ozáření materiálu laserovým impulzem dochází k jeho ohřevu. Pokud je plošná hustota energie svazku dostatečně vysoká, následuje také tavení materiálu. Při jeho chladnutí následně dochází k opětovnému tuhnutí materiálu, které může být doprovázeno i fázovou přeměnou materiálu. Tyto změny materiálu jsou doprovázeny změnou vlastností materiálů, jako je jeho odrazivost. Například odrazivost monokrystalického křemíku pro vlnovou délku $\lambda = 632,8$ nm a teplotu $T = 300$ K je 35 %. Roztavený křemík má vlastnosti podobné kovům, jeho odrazivost se proto zvýší na 73 % [19]. Pro různé materiály a různé plošné hustoty energie proto bude mít detekovaný signál odlišný průběh.

Časový vývoj naměřeného signálu křemíku

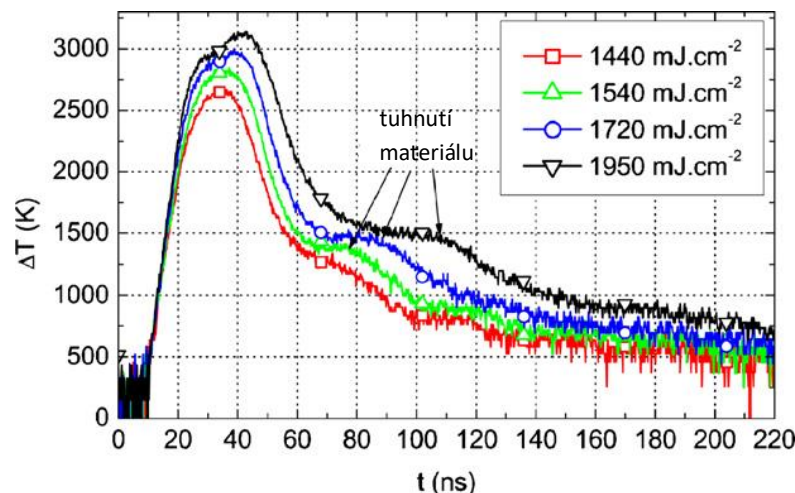
Na Obr. 14 je zobrazen časový vývoj signálu křemíku pro různé hodnoty fluence [19]. První pík představuje ohřev materiálu, díky kterému dochází k vyšší emisi záření. Výška píku roste úměrně s energií impulsu. Při překročení prahové hodnoty $1100 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ dochází k vytvoření druhého píku, mezi oběma píky vzniká mělká prohlubeň. Překročením prahové hodnoty energie začne na povrchu materiálu tavení, které díky své zvýšení odrazivosti zabraňuje průchodu záření z vnitřku materiálu. Naměřený signál je proto menší, než by odpovídalo teplotě vzorku. S rostoucí energií laseru dále klesá detekovaná intenzita tepelného záření, jelikož se taví stále víc materiálu. Druhý pík se objevuje při překročení plošné hustoty energie potřebné pro tavení materiálu. Pík odpovídá situaci, kdy materiál chladne, kapalný křemík opět tuhne a je zase schopen propouštět infračervené záření. Vyšší plošné hustoty energie se projeví rozšířením rozestupu mezi prvním a druhým píkem a celkovým poklesem měřeného signálu, jelikož se v materiálu vytváří strmý gradient teploty. Ten ústí v rychlé tavení povrchové vrstvy materiálu, i když materiál nacházející se hlouběji pod povrchem je jen málo zahřátý.

Hustoty energie nad $1600 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ zapříčiní vznik třetího píku, těsně za prvním, který odpovídá důsledkům zahřívání roztaveného materiálu. Pro vysoké hustoty energie třetí pík překrývá první. Mezi ním a druhým píkem je plato, které vzniká díky konstantní tepelné emisi tekutého křemíku o teplotě $T = 1412$ °C. Čas odpovídající středu druhého píku označuje dobu, kterou křemík potřeboval k ochlazení nutnému k přeměně zpět na pevnou látku. Druhý pík však neodpovídá nárůstu teploty, pouze změně emisivity [5,19].



Obr. 14: Průběh signálů IR radiometrie získaných pro různé plošné hustoty energií UV laserového impulsu způsobující ohřev a homogenní tavení křemíku. Upraveno z článku [19], tato verze je převzata z práce [5].

Na Obr. 15 je zobrazen průběh signálu pro vzorek niklu. Na něm lze pozorovat nárůst teploty a plato odpovídající konstantní teplotě, při které dochází k tuhnutí látky. Pro vyšší plošné hustoty je potřeba delší doba, aby ke změně došlo, čímž se prodlužuje doba pozorování konstantní teploty. Tato teplota odpovídá teplotě tavení. Podobné křivky byly naměřeny také pro ostatní kovy, u některých z nich docházelo při tuhnutí také k fázové přeměně látky.

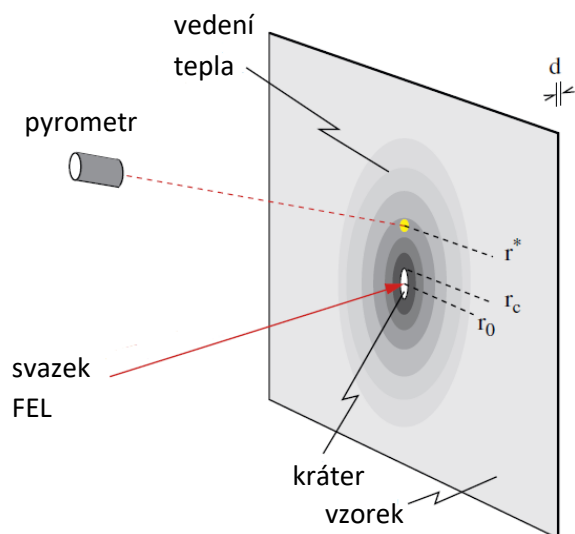


Obr. 15: Teplotní vývoj Ni vzorku indukovaný laserovým pulzem pro různé hustoty energie. Teplota tavení niklu je 1453 °C. Převzato a upraveno z článku [20].

1.5.3.2 Teplo uvolněné v planárním terči ozářeném FEL impulzem

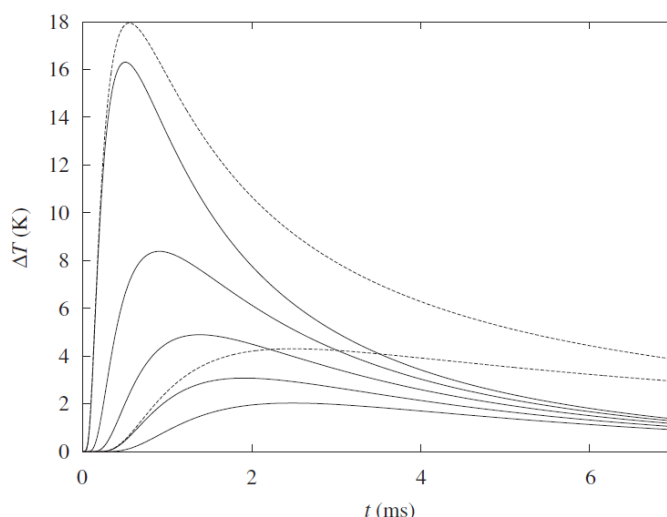
Lasery na volných elektronech (*free-electron laser, FEL*) díky velmi krátkých impulzů o vysokých intenzitách umožňují vytvářet prohrátou hustou hmotu. Jak již bylo popsáno výše, problém spočívá v její krátké době udržení, což značně komplikuje i její diagnostiku. Zatím co měření teploty elektronů je možné pomocí Thomsonova rozptylu, měření teploty iontů je obtížné, a proto je jejich teplota často odhadnuta pomocí výpočtů a počítačových simulací. Jednou z metod, jak iontovou teplotu experimentálně stanovit, je sledování celkového zahřátí terče ozářeného laserovým svazkem. Po zahřátí vzorku laserovým zářením se v něm šíří tepelná vlna. Ta umožňuje rozšířit časovou škálu, po kterou lze pozorovat následky interakce. Práce [21] popisuje modelování této situace a teoretické výpočty dokládající využitelnost optické pyrometrie při určení teploty vzorku.

Na Obr. 16 je zobrazeno předpokládané schéma experimentu. V prvních pikosekundách po ozáření dochází k předání energie elektronům, následuje elektron-fononová interakce. Laserový svazek dopadající na povrch terče tak vytváří kráter, ve kterém došlo k tavení a vypařování materiálu. Vypařování materiálu je doprovázeno vyzářením energie do okolí. Až v časech okolo 1 ns dochází k nastolení rovnováhy a tepelná vlna se začíná šířit do okolního materiálu. Tuto vlnu je možné pozorovat pyrometrem v různé závislosti od středu kráteru r^* [21]. Závislost a tepelná vodivost materiálu zaručí, že je možné sledovat velmi rychlé procesy odehrávající se v materiálu v rozmezí mikrosekund, což už běžnými prostředky lze.



Obr. 16: Experimentální uspořádání měření teplot v blízkosti oblasti interakce FEL svazku s pevným terčem. Upraveno z článku [21], tato verze je převzata z práce [5].

Na Obr. 17 je zobrazeno numerické řešení rovnice vedení tepla, které zohledňuje různé pozice pyrometru r^* [21]. Řešení počítá s teplotou pozadí $T_{bkg} = 500$ K, teplotou vypařování materiálu $T_{evap} = 2000$ K, parametrem zohledňujícím velikost ohniska $\xi \cong 34$ μm . Všechny křivky vykazují nárůst v důsledku šíření tepla v materiálu a jeho ohřevu. Hodnota maxima závisí na pozici pyrometru, respektive na čase, za který se teplo do daného místa stihne rozšířit. Poté dochází k poklesu teploty v důsledku dalšího vedení tepla do vzdálenějších oblastí terče. Ze srovnání daných křivek je patrné, že pro bližší pozice měření pyrometru k centru lze získat detailnější průběh teplotního profilu. Přerušované křivky představují řešení při zanedbání ztrát zářením. Pro časy $t < 0,5$ ms se radiální ztráty téměř neprojevují, poté už přispívají k rychlejšímu poklesu teploty [5].

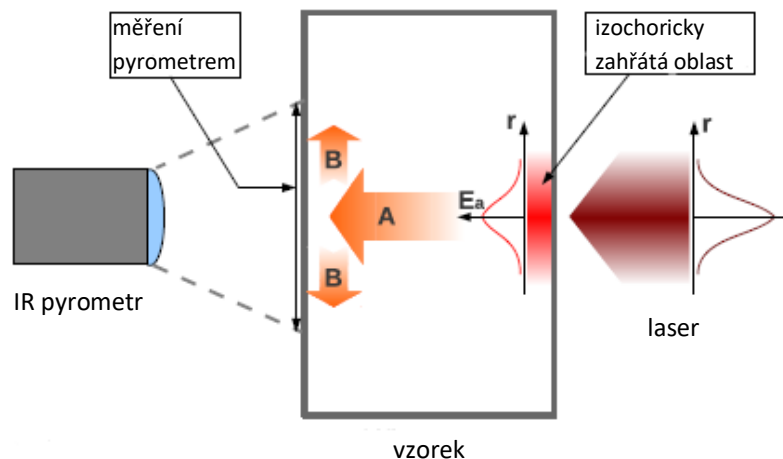


Obr. 17: Časový vývoj teploty $\Delta T = T(t) - T_{bkg}$ pro zvyšující se vzdálenost od středu interakční oblasti $r^* = 512, 683, 853, 1024, 1195$ μm (plné křivky) pro $T_0 = 10500$ K, $\xi = 34$ μm , $T_{bkg} = 500$ K. Přerušované křivky ukazují vývoj teploty ΔT při zanedbání radiace pro vzdálenosti $r^* = 512, 1024$ μm . Upraveno z článku [21], tato verze je převzata z práce [5].

1.5.3.3 Určení iontové teploty v planárním terči z nerezavějící oceli vystavenému intenzivním velmi krátkým laserovým pulzům

Zkoumání prohřáté husté hmoty je i přes rozvoj laserů stále obtížné. Prohřátá hustá hmota vzniká rychlým ohřevem vzorku pevné látky na teplotu 1 eV až několik desítek eV. V prvních pikosekundách po ozáření se však teplota elektronů a iontů výrazně liší, dokud nedojde k předání energie mezi nimi. Zatím co teplota elektronů je měřena pomocí měkké rtg. spektroskopie či rozptylu rtg. záření, metody, jak měřit iontovou teplotu, chybí.

Popsaný experiment se soustředí na určení podílu absorbované energie z celkové energie impulsu, stanovení iontové teploty a popisu difuze tepla materiálem. K měření byl využit Ti:safírový laser s vlnovou délkou $\lambda = 800$ nm, délkou pulzu 200 fs a Gaussovským svazkem s pološířkou FWHM ~ 70 μm . Laserový svazek byl fokusován na fólii z nerezavějící oceli o tloušťce 5 ± 1 μm a rozměrech 2×3 cm^2 . Na zadní stranu destičky byl zaměřen pyrometr s InGaAs senzorem o průměru 1 mm (citlivá část je kruh o průměru 250 μm) detekující vlnové délky 1700 – 2500 nm, které odpovídají teplotě černého tělesa 500 K. Z toho důvodu byl vzorek před ozářením zahřát na teplotu $T_0 = 580$ K sadou odporových ohřívacích prvků. Schéma experimentu je zobrazeno na Obr. 18. K ozáření byly využity energie pulzu $E_p = 2,9, 2,0$ a 1,2 mJ. Pro každou energii vzniklo 20 měření, jejichž profily napětí naměřené pyrometrem byly zprůměrovány [22].



Obr. 18: Schéma experimentu při ozáření vzorku intenzivním laserovým pulzem. Upraveno z článku [22], tato verze je převzata z práce [5].

Konvoluce naměřených hodnot z pyrometru s funkcí časové odezvy senzoru pyrometru zohlednily konečný čas nárůstu detekovaného signálu. Určené hodnoty pak byly využity k určení teplotního průběhu z rovnice vedení tepla [21, 22]. Pro energii pulzu $E_p = 1,2$ mJ byla fitováním dat určena absorbovaná energie $E_a = 8,1 \pm 1,0$ μJ a maximální iontová teplota $T_{max} = 0,36 \pm 0,10$ eV. Pro energii pulzu $E_p = 2,0$ mJ pak vyšla $E_a = 15,8 \pm 1,0$ μJ a $T_{max} = 0,70 \pm 0,20$ eV. Pro energii pulzu $E_p = 2,9$ mJ vyšla $E_a = 32,5 \pm 2,0$ μJ a $T_{max} = 0,72 \pm 0,20$ eV [22].

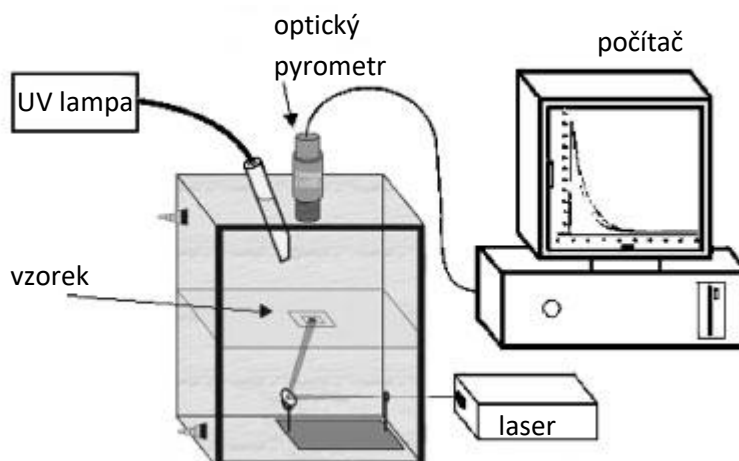
Z určených hodnot plyne, že pouze $\sim 1\%$ celkové energie přispívá k ohřevu iontů. Ukazuje se však, že pro rostoucí energii pulzu E_p podíl absorbované energie v materiálu E_a stoupá. Z rovnice vedení tepla byla také určena standardní odchylka rozložení absorbované energie. Ta pro energie $E_p = 1,2$ a 2,0 mJ odpovídá očekávané velikosti Gaussovského svazku, avšak pro $E_p = 2,9$ mJ je vyšší. Proto hustota absorbované energie, která na rozložení absorbované energie v materiálu závisí, neroste lineárně, ale blíží se k saturaci – existuje tedy maximum absorbované energie, kterou je materiál schopný pojmout. Z důvodu saturace, která v modelu není započtena,

se maximální iontová energie pro nejvyšší energie neliší od předchozí teploty a je s nejvyšší pravděpodobností podhodnocena [22].

1.5.3.4 Studium laserem indukované fotopolymerizace pomocí optické pyrometrie

Velká část vědeckých prací se zaměřuje na interakci laserového svazku a následným šířením tepla v dobře tepelně vodivém materiálu, případně zkoumá poškození materiálu procesy tavení, desorpce, ablace či resolidifikace. Je však třeba brát v potaz i chemické změny materiálu, které mohou nastat v důsledku interakce laserového svazku s materiálem. Při exotermních či endotermních chemických reakcích je pak energetická bilance celého procesu ovlivněna uvolněným či absorbovaným teplem spojeným s přeměnou látky. Jedním z takových případů je fotopolymerizace – exotermní reakce, při které monomer absorbuje viditelné či ultrafialové světlo a vytváří polymery. Při reakci také často dochází k zesítnění polymerů (*cross-linking*), které vede ke zpevnění materiálu. Energie laserového svazku může být absorbována buď přímo monomerem nebo fotoiniciátorem předávajícím energii laserového záření monomerům a iniciujícím jejich reakce.

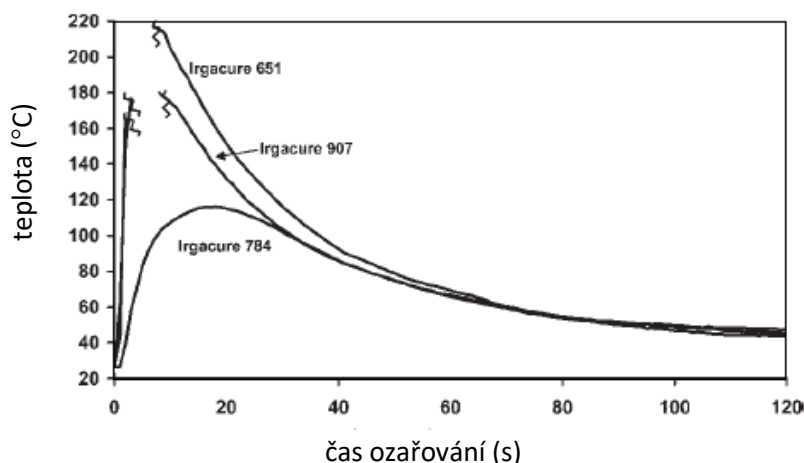
V práci [23] byly pomocí optické pyrometrie měřeny změny teploty při fotopolymerizaci různých monomerů iniciované různými fotoiniciátory. Při experimentu byl využit laser s vlnovou délkou $\lambda = 355$ nm. Laserový svazek byl přiveden do reakční komory, kde prošel plankonvexní čočkou a byl odražen zrcadlem tak, aby na vzorek dopadal pod úhlem 30° a vytvořil tak oválnou stopu s rozměry os 15 a 10 mm. Infračervený termometr ve vzdálenosti 15,2 cm od vzorku snímal jeho teplotu. Zařízení mohlo měřit v rozsahu teplot -18 až $+538$ °C s chybou $\pm 0,5$ °C. Intenzita UV záření byla měřena radiometrem a pohybovala se v rozsahu 5,7 až $6,0 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{min}^{-1}$. Schéma experimentu je zobrazeno na Obr. 19. Vzorky monomerů byly v kapalně formě umístěny mezi dva tenké polypropylenové filmy, tloušťka jednotlivých vzorků byla kontrolována pomocí vláknové síťky. Každý vzorek byl ozářen minimálně třikrát, aby byla vyloučena chyba měření. Pro experiment bylo využito 8 různých monomerů a 10 fotoiniciátorů.



Obr. 19: Schéma experimentu pro měření laserem indukované fotopolymerizace pomocí optické pyrometrie. Převzato z práce [23].

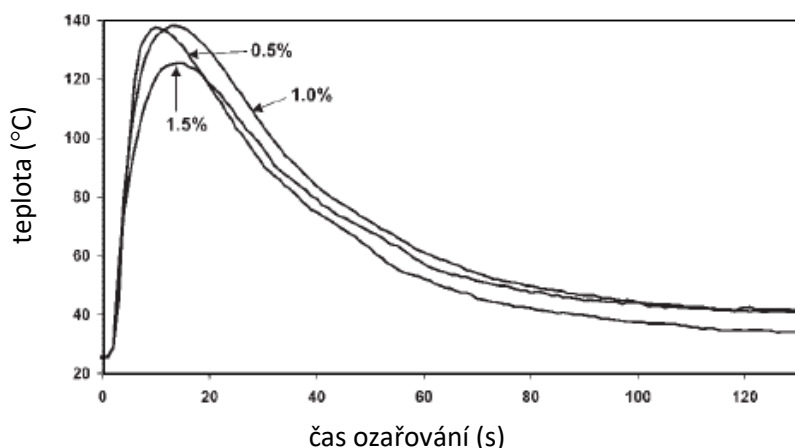
Fotopolymerizaci probíhající prostřednictvím volných radikálů spouští interakce UV záření s fotoiniciátorem. Při té je nejdříve uvolněn volný radikál reagující s molekulami monomeru. Produkty těchto reakcí pak vytvářejí delší a delší molekuly, od oligomerů až k polymerům. Jedná se o řetězovou reakci, proto je pozorovaný výtěžek reakce relativně velký. Tepelné projevy takových reakcí jsou zaznamenány na Obr. 20. Graf zobrazuje závislost měřené teploty ozařovaného trimethylolpropan triakrylátu (TMPTA) na čase. Nárůst teploty způsobuje uvolňování reakčního tepla monomerů, pokles teploty po ukončení ozařování až na původní

teplotu je dán chladnutím vzorku, ve kterém již nejsou volné monomery schopné reakce. Křivky odpovídají různým fotoiniciátorům Irgacure 651, 784 a 907. Z grafu je vidět, že pro Irgacure 651 a 907 došlo při reakci k uvolnění velkého množství tepla. To ale není úplně žádoucí, neboť extrémní tepelný tok vzorky deformoval. Naopak Irgacure 784 přispěl k fotopolymeraci TMPTA zřetelně méně.



Obr. 20: Porovnání fotopolymerizace TMPTA s využitím 0,5 mol-% různých fotoiniciátorů (intenzita záření: $6594 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{min}^{-1}$). Převzato z práce [23].

Na Obr. 21 vidíme závislosti teploty v průběhu fotopolymerizační reakce TMPTA pro různé koncentrace fotoiniciátoru Irgacure 784. Při jeho nejvyšší koncentraci bylo naměřeno nejmenší maximum teploty, což naznačuje, že silná absorpce UV záření ve fotoiniciátoru zabraňuje jeho šíření do monomeru a zpomaluje tak polymeraci. Pro určitý monomer tedy musíme najít optimální koncentraci fotoiniciátoru, která zaručí maximální odezvu systému na dopadající záření.



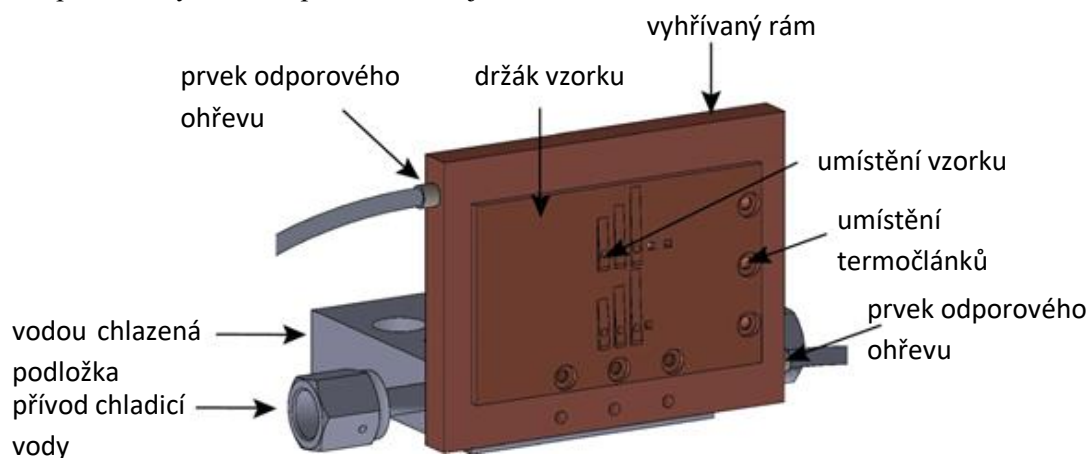
Obr. 21: Fotoiniciovaná polymerizace TMPTA s 0,5, 1 a 1,5 wt% fotoiniciátoru Irgacure 784 (intenzita záření: $6029 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{min}^{-1}$). Převzato z práce [23].

Dále byly provedeny experimenty s kationtovou fotopolymerizací, při které dopadající záření excituje fotoiniciátor. Poté dochází k jeho disociaci, při které vzniká kation-radikál, anion a volný radikál. Vzniklé reakční produkty následně reagují s monomery. Problém kationtové fotopolymerizace je nutnost shody vlnové délky laserového svazku s absorpčním pásem fotoiniciátoru. Z tohoto důvodu se do vzorků přidávají fotosenzibilizátory, tedy látky, které

velmi dobře absorbují záření odpovídající vlnové délce laseru. Ty energii předávají dál do soustavy a zvyšují tím schopnost látky tvořit polymery. Na základě měření popsaných v [23] bylo zjištěno, že koncentrace fotosenzibilizátoru má vliv na průběh polymerizace a jeho přílišná koncentrace snižuje schopnost polymerace, stejně jako v případě fotoinicializátoru. Bylo také zjištěno, že přidání dalších aditiv může urychlit čas, za který dojde k fotopolymerizaci, zároveň je možné dosáhnout vyšší maximální teploty.

1.5.4 Přímé měření teploty odporově zahřátého diamantu pomocí nepružného rozptylu rtg. laserového záření

Další přístup pro stanovení teploty zahřátého materiálu nabízí využití nepružného rozptylu rtg. záření v pevné látce. Foton při interakci předá část své energie látce, čímž změní směr, kterým se šíří. Spektrum rozptýleného záření pak závisí (mimo jiné) na teplotě materiálu. Při rozlišení změny energie fotonů o eV až keV se tato metoda, známá pod pojmem Thomsonův rozptyl (*Thomson scattering*), využívá pro určení Fermiho teploty elektronů, hustoty a stupně ionizace plazmatu. Při rozlišení změny energie o meV je možné pozorovat rozptyl fotonů v důsledku kolektivních excitací fononů v pevné látce. Měřením intenzity rozptýleného záření by tedy bylo možno určit, jak velká část energie laserového svazku byla předána látce, ovlivnila kolektivní pohyb iontů a atomů a přispěla tak k ohřevu materiálu. Tato metoda zatím není běžně využívána. Na koncové stanici High Energy Densities (HED) rtg. laseru s volnými elektrony European XFEL (Schenefeld, SRN) byl proveden první experiment [24], v němž se měřilo rtg. záření rozptýlené na vzorku odporově zahřátém na různé teploty. Schéma uspořádání držáku vzorků speciálně vyvinutého pro tento účel je na Obr. 22.



Obr. 22: Odporově zahřívavý držák vzorku pro experiment využívající nepružného rozptylu rtg. FEL záření ke stanovení teploty vzorku. Převzato a upraveno z článku [24].

European XFEL byl pro tento experiment naladěn tak, aby produkoval fotony o energii 7492 eV s opakovací frekvencí 10 Hz. Záření procházelo dvěma křemíkovými monochromátory s orientací krystalů (111), resp. (533), které zajistily zúžení šířky energetického pásma generovaných fotonů. Beryliové refraktivní čočky fokusovaly laserový svazek na plochu o průměru 25 μm na vzorek krystalu diamantu o tloušťce 250 μm . Byl využit vysoce kvalitní monokrystalický diamant s minimem defektů, aby byl vyloučen rozptyl záření na defektech a hranicích zrn. Rozptýlené záření bylo zachyceno třemi křemíkovými analyzátory a fokusováno na detektor ePIX100 [24].

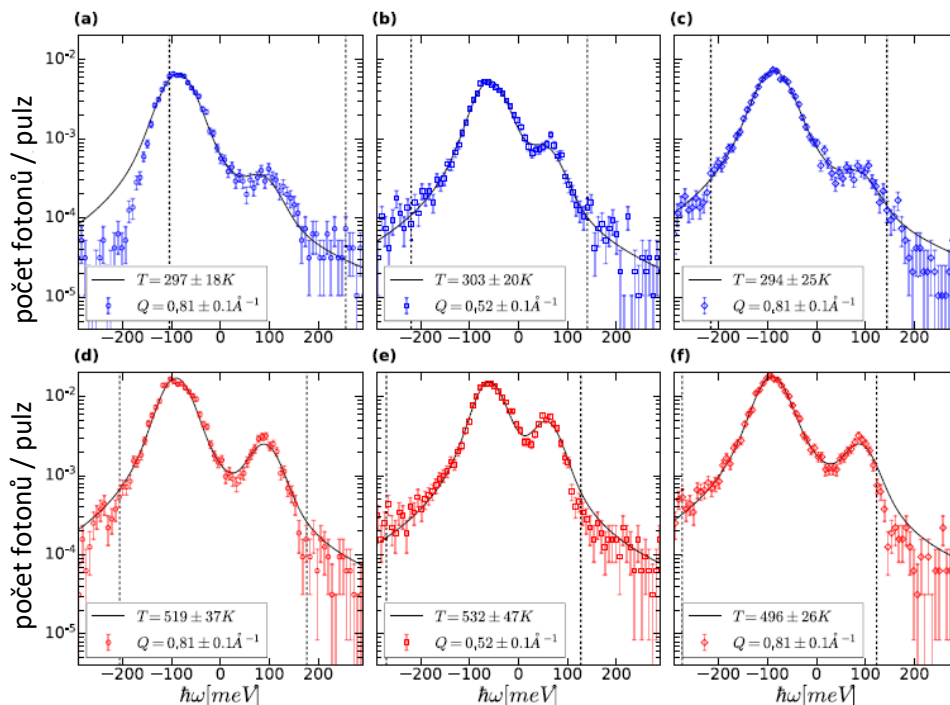
Naměřená intenzita byla porovnána s funkcí zohledňující příspěvek pružného rozptylu a nepružného rozptylu fotonů na fononových centrech. Funkce využívá Lorenzův tvar spektrální čáry, jehož šířka je dána konečným časem vibračních módů fononů. Na Obr. 23 jsou

zaznamenána integrované spektra fotonů naměřená při měření rozptylu na chladném a zahřátém diamantu. Prerušované vertikální linie označují hranice fokusovaného obrazu na detektoru. Negativní energie odpovídají červenému Dopplerovskému posunu frekvence fotonů, kladné energie pak modrému Dopplerovskému posunu. Teplota byla určena z asymetrie mezi kladným a záporným příspěvkem energie s využitím principu detailní rovnováhy.

Měření teploty bylo provedeno pro studený vzorek o pokojové teplotě a pro vzorek odporově ohřátý na teplotu $T = 500$ K. Měření pro chladný vzorek diamantu poskytlo následující hodnoty teplot materiálu pro jednotlivé analyzátoři: $T = (297 \pm 18)$ K, (303 ± 20) K a (294 ± 25) K. Diamant odporově vyhřátý na teplotu $T = (503 \pm 8)$ K (hodnota získaná z termočlánku) vykázal hodnoty teplot stanovené pomocí analyzátorů $T = (519 \pm 37)$ K, (532 ± 47) K a (496 ± 26) K [24].

Rozdělení naměřených intenzit rozptýleného rtg. záření zobrazené na Obr. 23 je složeno z příspěvků jednotlivých fononů o různých energiích. Největší příspěvek k intenzitám v naměřeném rozptylovém spektru odpovídá dlouhovlnným akustickým vlnám. Porovnání zobrazených spekter pro chladný a zahřátý vzorek ukazuje, že při zahřátí vzorku dochází ke změně intenzity dané kladnou a zápornou částí spektra. Tato skutečnost plyne z principu detailní rovnováhy, který určuje závislost intenzity na teplotě. Zahřátí vzorku také přispívá k nárůstu detekovaných fotonů.

Výše popsaný experiment potvrdil [24], že teplotu vzorku lze pomocí nepružného rozptylu stanovit s chybou menší než 10%. Jedná se tedy o velmi nadějnou metodu zkoumání tepelných procesů při generaci prohráté husté hmoty volumetrickým ohřevem pevné látky krátkovlnným laserovým zářením. Výhodou zde může být především to, že svazek rtg. laseru zde může vystupovat jak jako *pump*, tak jako *probe*.



Obr. 23: Spektra nepružně rozptýleného rtg. FEL záření naměřená analyzátoři pro krystal diamantu (100) při pokojové teplotě (a,b,c) a pro diamant elektricky odporově zahřátý na 503 ± 8 K (d,e,f) zobrazující závislost normalizovaného počtu fotonů v jednom pulzu na energii $\hbar\omega$. Černé křivky zobrazují fitované spektrum v energetickém rozsahu definovaném prerušovanými křivkami. Upraveno z článku [24], tato verze je převzata z práce [5].

2 Experimentální část

Experimentální část této práce se zabývá měřením s termokamerou FLIR A6700sc. V této kapitole jsou popsány dva druhy měření – statická a dynamická. Cílem statických měření je v návaznosti na práci [5] dokončit kalibraci termokamery do teploty $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ s využitím neutrálního filtru ND1 (s deklarovaným zeslabením 10x). Dál popisuje práci s distančními mezikroužky, které sice umožňují podstatné zkrácení pracovní vzdálenosti objektivu a navýšení optického rozlišení a zvětšení, avšak za cenu vady objektivu, která musí být korigována. Dynamická měření popisují využití termokamery k určení časově rozlišeného teplotního zabarvení vzorku zahřátého laserovým impulzem z excimerového KrF laseru.

2.1 Charakteristika kamery

Termokamera pomocí objektivu fokusuje infračervené záření, které následně dopadá na pixelový detektor. Kvantový detektor detekuje změnu stavu elektronů v krystalické struktuře způsobené dopadem IČ fotonu. Jde o přesnější a rychlejší metodu než tepelné detektory, ovšem vyžaduje chlazení, aby se minimalizoval vliv tepelného šumu.

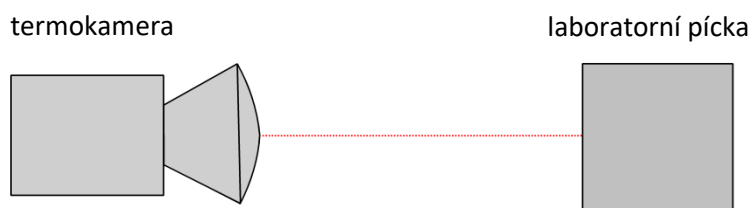
Termokamera FLIR A6700sc využívá InSb detektor, který díky svému úzkému zakázanému pásu dobře absorbuje záření ve spektrálním rozsahu 1-5 μm . Pole detektorů má 640×512 pixelů a vzdálenost detektorů, neboli efektivní velikost pixelu, je 15 μm . Kamera může být externě i interně spínaná s frekvencí až 60 Hz a nejkratší integrační okno je 480 ns, což umožňuje snímání poměrně rychlých procesů. Kamera byla dodána s teplotní kalibrací v rozsahu teplot $T = 500 - 1200 \text{ }^\circ\text{C}$ a $T = 800 - 3000 \text{ }^\circ\text{C}$, s použitím filtru ND3 (zeslabení 1000x). Kamera je vybavena 100-mm IČ objektivem s clonovým číslem $f/2,5$.

2.2 Statická měření

2.2.1 Uspořádání měření

Ke kalibraci termokamery v rozsahu teplot $T = 10 - 500 \text{ }^\circ\text{C}$ byla využita laboratorní pícka s programovatelným regulátorem MIKROTHERM 825. Do pícky bylo umístěno kalibrační těleso, které bylo následně zahřáto na definovanou teplotu. Díky pícce si těleso danou teplotu udrželo dostatečně dlouho, aby bylo možné termokamerou změřit intenzitu IČ záření emitovaného kalibrační destičkou. Jako materiál kalibrační destičky byl zvolen karbid boru B_4C , který má emisivitu $\sim 0,85$ [25] a je odolný vůči vysokým teplotám. Rozměry destičky byly $50 \times 50 \text{ mm}$ a její tloušťka 4 mm. Schéma uspořádání je zobrazeno na Obr. 24. Na Obr. 25 je zobrazeno umístění kalibrační destičky v pícce.

Pro měření se čtyřmi mezikroužky bylo zachováno stejné experimentální uspořádání pícky i kalibračního vzorku, měnila se však pozice termokamery od pícky tak, aby byl obraz ostrý. Mezikroužky jsou vkládány mezi objektiv a detektor termokamery. Tuto vzdálenost prodlužují o svou tloušťku $D_1 = (1,082 \pm 0,003) \text{ cm}$, $D_2 = (1,740 \pm 0,003) \text{ cm}$, $D_3 = (2,404 \pm 0,006) \text{ cm}$ či $D_4 = (3,011 \pm 0,008) \text{ cm}$ [5]. Termokamera má dvě krajní pozice zaostření obrazu, zde označené jako *near* a *infinity*. Pozice *near* označuje maximální přiblížení objektivu k pozorovanému předmětu, pozice *infinity* pak maximální oddálení, při kterém je objektiv v konfiguraci bez mezikroužku zaostřen do nekonečna.



Obr. 24: Schéma umístění laboratorní píčky a termokamery při měření kalibrační křivky a měření s mezikroužky.



Obr. 25: Umístění kalibrační destičky (vlevo) a tantalové destičky (vpravo) v pícce. Převzato z práce [5].

2.2.2 Teorie experimentu

2.2.2.1 Stefan-Boltzmannův zákon

Každý objekt emituje záření úměrně své teplotě, zároveň odráží a absorbuje záření z okolí. S rostoucí teplotou tělesa dochází ke spektrálnímu posunu maxima vyzařované energie ke kratším vlnovým délkám dle Wienova posunovacího zákona. Pro popis závislosti vyzařované energie na teplotě tělesa a vlnové délce záření byl zaveden model absolutně černého tělesa. Takové těleso veškeré přicházející záření dopadající na jeho povrch zcela pohltí a neodráží ho. Emitované záření absolutně černého tělesa pak závisí pouze na teplotě tělesa a ne na teplotě okolí. Emitované záření je popsáno Planckovým zákonem:

$$U(\lambda, T)d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\lambda k_B T} - 1} d\lambda. \quad (1)$$

Ten popisuje závislost spektrální hustoty energie U [Jm^{-4}] vyzářené v jednotkovém objemu prostoru a v jednotkovém intervalu vlnové délky, a to coby funkci vlnové délky záření λ a teploty tělesa T .

Pokud je záření emitováno izotropně, tedy rovnoměrně do všech směrů, lze s pomocí z Planckova zákona vyjádřit tzv. spektrální zář B [$\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$] neboli hustotu výkonu protékajícího jednotkou plochy a jednotkou prostorového úhlu na jednotku vlnové délky:

$$B(\lambda, T) = \frac{c}{4\pi} U(\lambda, T) \quad (2)$$

Integrací tohoto výrazu modulovaného Lambertovým kosinovým zákonem přes celou hemisféru (2π sr) a přes všechny vlnové délky získáme intenzitu (plošnou hustotu výkonu) P [Wm^{-2}] záření emitovaného černým tělesem neboli tzv. Stefan-Boltzmannův zákon:

$$P = \sigma T^4, \quad (3)$$

kde $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ je Stefan-Boltzmannova konstanta.

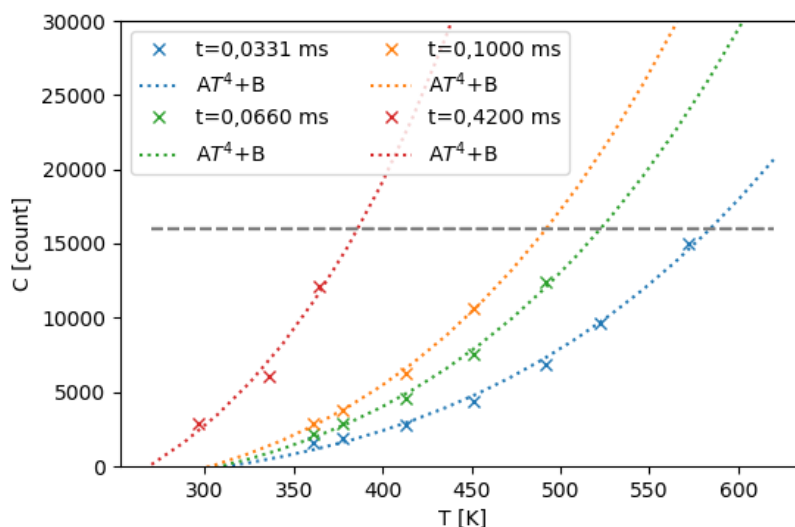
Emitované tepelné záření těles využívají termokamery, které jej detekují v určitém rozsahu vlnových délek zpravidla v IČ oblasti, což je dáno spektrální citlivostí detektoru. Na základě Planckova zákona jsou pak schopny danému objektu přiřadit teplotu. Při měření s termokamerou lze volit integrační čas t_{int} , tedy dobu, po kterou bude detektor snímat dopadající záření. Termokamera poté zobrazí hodnotu relativní intenzity (*counts*), která je úměrná energii absorbované v detektoru. Tato energie je úměrná délce integračního času a intenzitě, kterou černé těleso vyzařuje. Obecně lze relativní intenzitu snímanou termokamerou vyjádřit jako:

$$C = C_1 P t_{int} + C_0 = AT^4 + B. \quad (4)$$

Konstanty C_1 , C_0 a A , B v sobě zahrnují celou řadu známých i neznámých experimentálních parametrů, jako je např. emisivita zdroje, geometrické uspořádání zdroj-objektiv-detektor, propustnost objektivu, propustnost integrovaných neutrálních filtrů, kvantová účinnost detektoru, velikost pixelu, konstantní pozadí, teplota optiky a detektoru, atd.

2.2.3 Kalibrace termokamery v rozsahu do 500 °C

Z předchozích měření kalibrační křivky detailněji popsanych v práci [5] vyplynulo, že pro detektor termokamery existuje maximální hladina relativní intenzity C (*counts*), kterou je detektor schopen naměřit. Po jejím dosažení dochází k jeho saturaci a termokamera již ukazuje neměnnou hodnotu relativní intenzity $C = 16000$, tzv. saturační hladinu. Teplota T , při které dojde k saturaci, se mění v závislosti na použitém integračním čase t_{int} . Naměřená závislost hodnoty relativní intenzity C (*counts*) na teplotě T v konfiguraci bez vloženého neutrálního filtru je zaznamenána v grafu na Obr. 26. V grafu jsou zobrazeny pouze hodnoty countů C , které jsou pod hranicí saturace termokamery. Naměřená data odpovídající teplotám před saturací termokamery jsou fitována funkcí (4) s využitím Stefan-Boltzmannova zákona (3). Šedá přerušovaná horizontální linka označuje hodnotu $C = 16000$, tedy maximální hodnotu countů, kterou termokamera dokáže rozlišit.



Obr. 26: Naměřená a naitovaná závislost počtu countů C na teplotě v píce T pro různé integrační časy. Linka $C = 16000$ označuje maximální měřitelnou hodnotu countů termokamerou. Převzato z práce [5].

V práci [5] je analyzována závislost počtu countů C na integračním čase t_{int} extrapolovaná pro teplotu $T = 500$ °C dle vztahu (4). Grafické zobrazení uvedené závislosti je zobrazeno na Obr. 27. Vypočtené hodnoty countů C odpovídající integračním časům t_{int} jsou zaznamenány v Tab. 1.

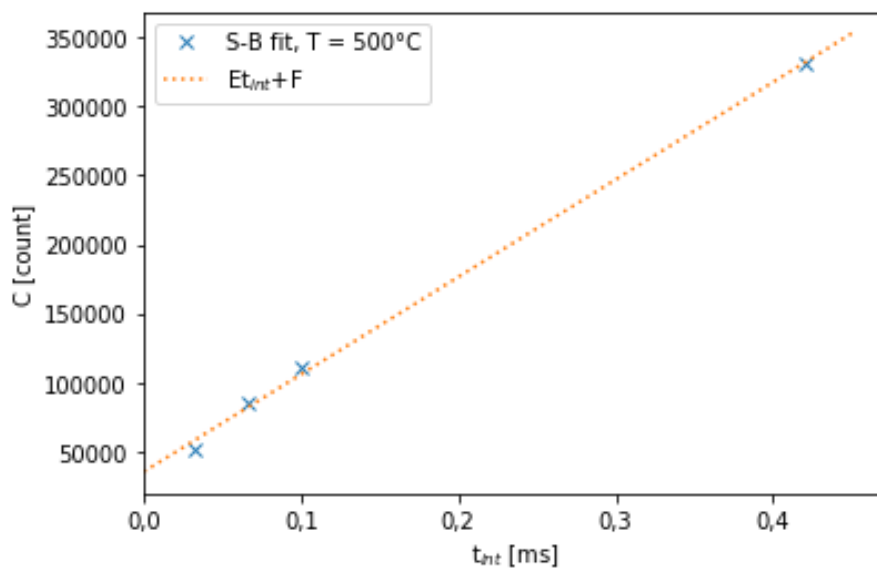
| t_{int} [ms] | 0,0331 | 0,0660 | 0,1000 | 0,4200 |
|--------------------------------|--------|--------|--------|--------|
| $C [\cdot 10^3 \text{ count}]$ | 52 | 85 | 111 | 330 |

Tab. 1: Vypočítané hodnoty countů C pro integrační doby t_{int} určené z fitů Stefan-Boltzmannovým zákonem. Převzato z [5].

Určené hodnoty jsou proloženy lineární fitovací funkcí:

$$f(t_{int}) = Et_{int} + F. \quad (8)$$

Z fitu určené konstanty mají hodnoty $E = (710 \pm 30) \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$, $F = (21 \pm 4) \cdot 10^3$ [5]. Funkce (8) je zobrazena na Obr. 27 a v porovnání s daty velmi dobře potvrzuje lineární závislost relativní intenzity na délce integračního okna

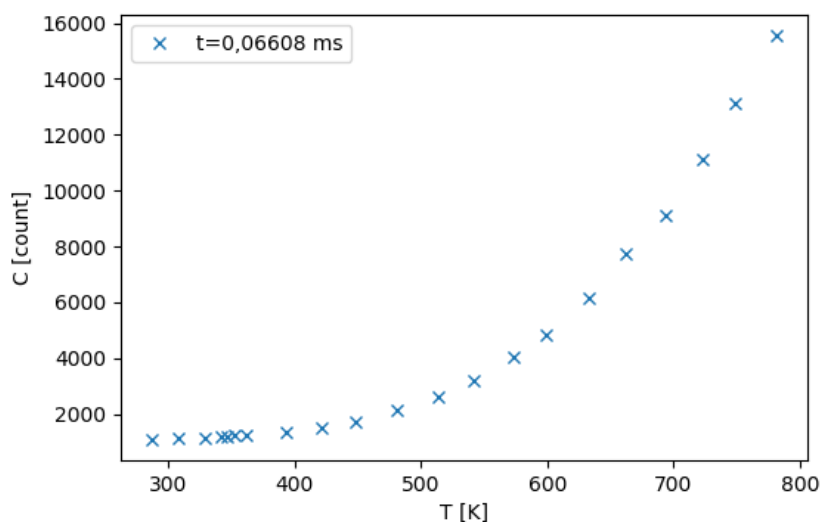


Obr. 27: Závislost počtu countů C na integrační době t_{int} extrapolovaná ze Stefan-Boltzmannova zákona pro teplotu $T = 500^\circ\text{C}$. Převzato z práce [5].

2.2.4 Kalibrace termokamery s ND1 filtrem

Saturační hladina countů termokamery je $C = 16000$, jak je vidět na Obr. 26. Měření do teploty $T = 500^\circ\text{C}$ je proto možné pouze pro malé integrační časy t_{int} , u kterých nastává problém se šumem a rostoucím vlivem pozadí. Z toho důvodu byl k dalším měřením využit neutrální filtr ND1, který dle specifikací propustí desetinu intenzity dopadajícího záření, a tím sníží hodnotu relativní intenzity zobrazované termokamerou. S pomocí funkce (8) byl nalezen optimální integrační čas $t_{int} = 66\ \mu\text{s}$, který umožní měření v požadovaném rozsahu teplot $T = 20 - 500^\circ\text{C}$.

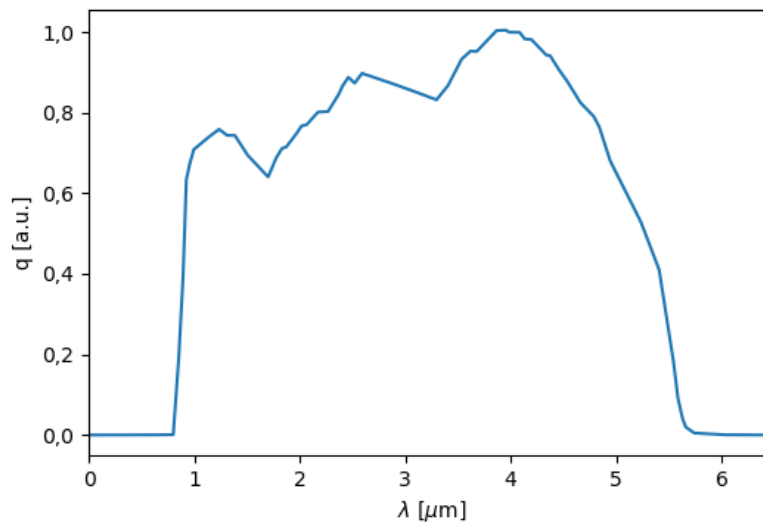
Měření kalibrační křivky bylo uskutečněno pro teploty $T = 14 - 510^\circ\text{C}$ a integrační čas $t_{int} = 66\ \mu\text{s}$. Jako kalibrační těleso byla opět využita destička B_4C umístěná u zadní stěny pícky. Na Obr. 28 je vynesena naměřená závislost počtu countů C na teplotě kalibrační destičky T .



Obr. 28: Naměřená závislost relativní intenzity C na teplotě v píckě T pro integrační čas $t_{int} = 66\ \mu\text{s}$ s využitím neutrálního filtru ND1.

2.2.4.1 Spektrální odezva InSb detektoru termokamery

Detektor termokamery je schopný detekovat záření ve spektrálním rozsahu $\lambda = 1 - 5 \mu\text{m}$, každou vlnovou délku však detekuje s odlišnou účinností. Na Obr. 29 je zobrazena normovaná závislost účinnosti detekce dopadajícího záření q na jeho vlnové délce λ [26].



Obr. 29: Normovaná závislost účinnosti detekce dopadajícího záření detektorem termokamery q na vlnové délce λ . Převzato z [26].

2.2.4.2 Kalibrační křivka

Ke stanovení kalibrační křivky termokamery byla využita funkce (4) založená na závislosti odpovídající Stefan-Boltzmannovu zákonu (3). Ten je odvozen z Plankova zákona jeho integrací přes celé spektrum vlnových délek. Jak je vidět z Obr. 29, detektor termokamery je citlivý jen na úzkou část spektra, proto funkce (4) nemusí dostatečně dobře popisovat naměřená data. Jako alternativní možnost jsem proto numericky zintegrovala Planckův zákon (1) pro vlnové délky $\lambda = 0 - 10 \mu\text{m}$. Každý příspěvek intenzity na vlnové délce λ jsem navíc násobila příslušnou účinností detekce dopadajícího záření $q(\lambda)$, čímž byla zahrnuta spektrální odezva detektoru. Ze vztahu (2) jsem následně určila intenzitu detekovaného záření I_{Planck} . V tabulce Tab. 2 jsou zaznamenány určené intenzity ze Stefan-Boltzmannova zákona I_{SB} a Planckova zákona I_{Planck} pro kalibrační teploty T .

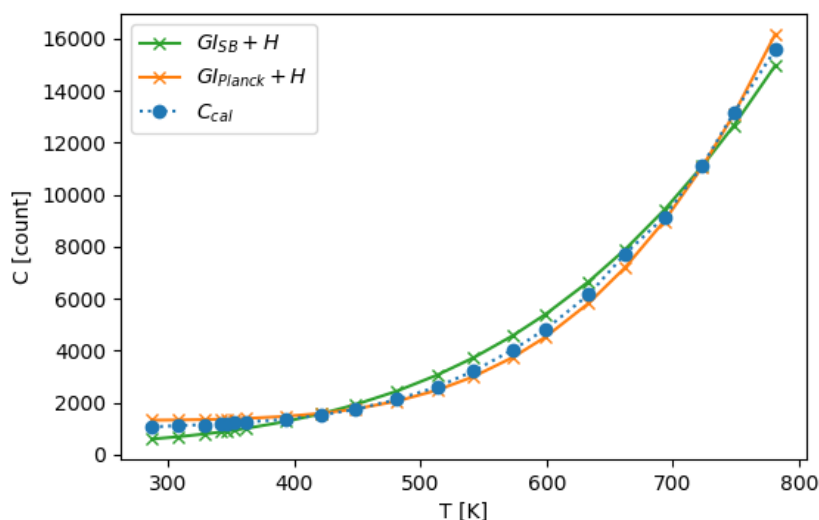
| T [°C] | T [K] | C [count] | I_{SB} [W×m ⁻²] | I_{Planck} [W×m ⁻²] |
|----------|---------|-------------|-------------------------------|-----------------------------------|
| 14 | 287,15 | 1073,32 | 385,49 | 4,91 |
| 35 | 308,15 | 1123,40 | 511,25 | 10,25 |
| 56 | 329,15 | 1158,97 | 665,52 | 19,66 |
| 69 | 342,15 | 1198,27 | 777,05 | 28,36 |
| 74 | 347,15 | 1195,33 | 823,48 | 32,44 |
| 79 | 352,15 | 1237,30 | 871,95 | 36,99 |
| 89 | 362,15 | 1260,08 | 975,30 | 47,61 |
| 120 | 393,15 | 1363,55 | 1354,62 | 96,80 |
| 148 | 421,15 | 1527,13 | 1783,73 | 169,71 |
| 175 | 448,15 | 1740,09 | 2287,06 | 275,12 |
| 208 | 481,15 | 2128,52 | 3038,82 | 465,77 |
| 240 | 513,15 | 2606,02 | 3931,52 | 734,12 |
| 269 | 542,15 | 3220,88 | 4898,48 | 1065,95 |
| 300 | 573,15 | 4037,40 | 6118,66 | 1533,47 |
| 326 | 599,15 | 4827,34 | 7306,77 | 2030,93 |
| 360 | 633,15 | 6151,05 | 9111,91 | 2850,05 |
| 389 | 662,15 | 7724,08 | 10899,55 | 3721,23 |
| 420 | 693,15 | 9137,38 | 13088,56 | 4851,98 |
| 450 | 723,15 | 11102,71 | 15505,89 | 6165,67 |
| 475 | 748,15 | 13134,16 | 17763,88 | 7442,27 |
| 508 | 781,15 | 15567,25 | 21111,58 | 9405,27 |

Tab. 2: Naměřená relativní intenzita C v závislosti na teplotě referenční destičky T pro integrační čas $t_{int} = 66$ μ s. Intenzita I_{SB} resp. I_{Planck} je určena ze Stefan-Boltzmannova zákona resp. Planckova zákona pro dané teploty T .

Pro porovnání obou modelů s naměřenými počty countů C jsem využila funkci

$$C(I) = GI + H. \quad (9)$$

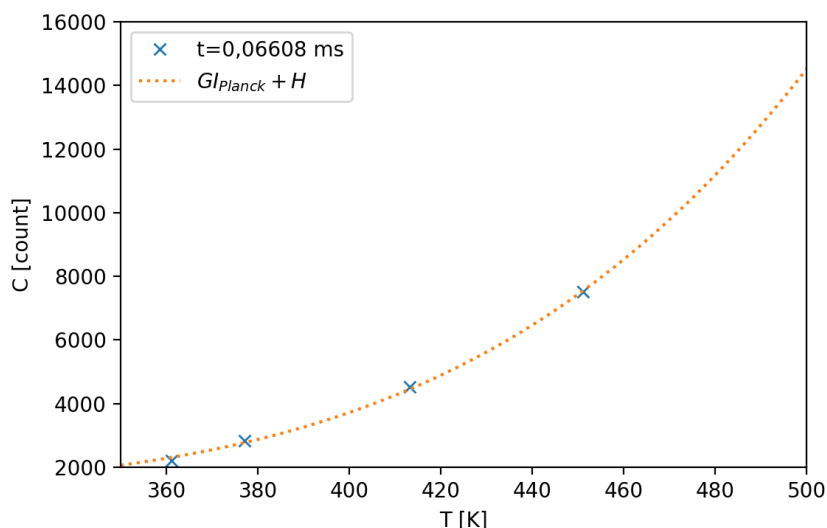
Fitováním vypočítaných intenzit I_{SB} , I_{Planck} na naměřené hodnoty countů C_{cal} jsem určila fitovací konstanty $G_{SB} = (0,69 \pm 0,01) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, $H_{SB} = (300 \pm 100)$ a $G_{Planck} = (1,85 \pm 0,02) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, $H_{Planck} = (1320 \pm 70)$. Fitovací funkce jsou zobrazeny na Obr. 30 spolu s naměřenými hodnotami countů C_{cal} . Z fitů je patrné, že Stefan-Boltzmannův zákon predikuje naměřené relativní intenzity podstatně hůře než Planckův zákon integrovaný přes spektrální odezvu detektoru.



Obr. 30: Naměřená a nafitovaná závislost počtu countů C na teplotě v pínce T .

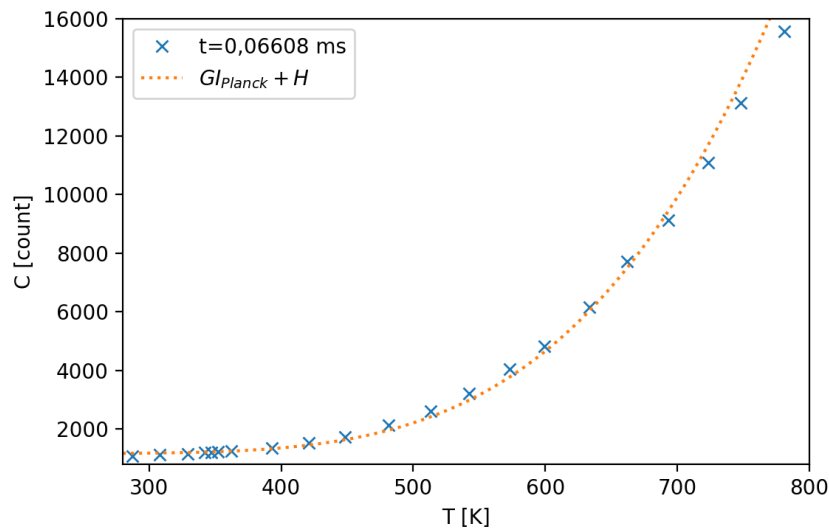
2.2.5 Srovnání kalibračních křivek

Pro integrační čas $t_{int} = 66 \mu\text{s}$ byly naměřeny kalibrační křivky bez filtru a s filtrem ND1. Na Obr. 31 je zobrazena kalibrační křivka bez filtru, převzatá z práce [5]. Naměřené hodnoty relativní intenzity C závislé na teplotě T jsou fitovány funkcí (9), kde každé teplotě T je přiřazena intenzita I určená z Planckova zákona násobená spektrální odezvou filtru q . Z fitu vyšly konstanty $G = (21,6 \pm 0,5) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a $H = (1310 \pm 80)$.



Obr. 31: Naměřené hodnoty relativní intenzity C v závislosti na teplotě T kalibrační destičky v konfiguraci bez ND filtru [5]. Data jsou fitována funkcí (9).

Na Obr. 32 je zobrazena závislost relativní intenzity C na teplotě T naměřená s filtrem ND1. Naměřená závislost je taktéž fitována funkcí (9). Při fitování jsem zvolila metodu nejmenších redukovaných čtverců (tj. čtverců normovaných kvadrátem měřené relativní intenzity), která je více citlivá na měření při nízkých teplotách. Z fitu vyšly konstanty $G_{ND} = (1,7 \pm 0,7) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a $H_{ND} = (1200 \pm 400)$.



Obr. 32: Naměřené hodnoty relativní intenzity C v závislosti na teplotě T kalibrační destičky s využitím neutrálního filtru ND1. Data jsou fitována funkcí (9).

Transmisi neutrálního filtru ND1 lze určit porovnáním určených konstant G , resp. G_{ND} , ze vztahu:

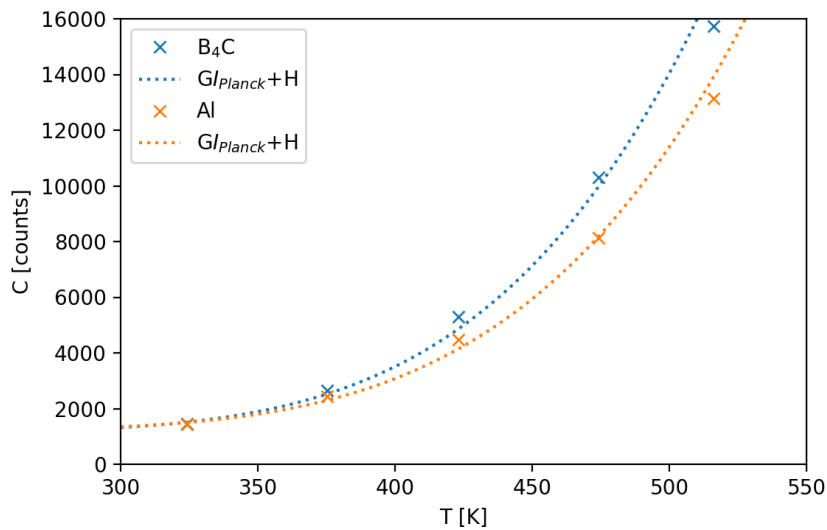
$$T = \frac{G}{G_{ND}}. \quad (10)$$

Dosažením hodnot $G = (21,6 \pm 0,5) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a $G_{ND} = (1,7 \pm 0,7) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ vychází transmise $T = (12 \pm 5)$.

2.2.6 Srovnání emisivit B_4C destičky a hliníkové fólie

Každé těleso odráží, absorbuje a emituje dopadající záření s jinou účinností. Zatímco absolutně černé těleso veškeré dopadající záření absorbuje a následně vyzařuje podle Planckova zákona (1) v závislosti na teplotě tělesa, jiná tělesa, někdy též nazývaná šedá tělesa, část dopadajícího záření odráží. Zbylé záření absorbují a následně také vyzařují, ovšem celková emisivita bude nižší než u absolutně černého tělesa o stejné teplotě.

Měření s destičkou B_4C a černou hliníkovou fólií demonstruje rozdílné vlastnosti materiálů. Oba materiály byly umístěny do kalibrační pícky a zahřáty v rozsahu teplot $T = 50 - 250 \text{ }^\circ\text{C}$. Termokamera v pozici *near* snímala teplotu vzorků s integračním časem $t_{int} = 66 \text{ } \mu\text{s}$. ND filtr nebyl použit. Naměřené závislosti relativní intenzity C na teplotě T jsou zaznamenány Obr. 33. Data jsou proložena funkcí (9). Určené fitovací konstanty pro vzorek B_4C jsou $G_{B_4C} = (21 \pm 1) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a $H_{B_4C} = (1200 \pm 100)$, pro černou hliníkovou destičku jsou $G_{Al} = (16,6 \pm 0,9) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a $H_{Al} = (1220 \pm 90)$.

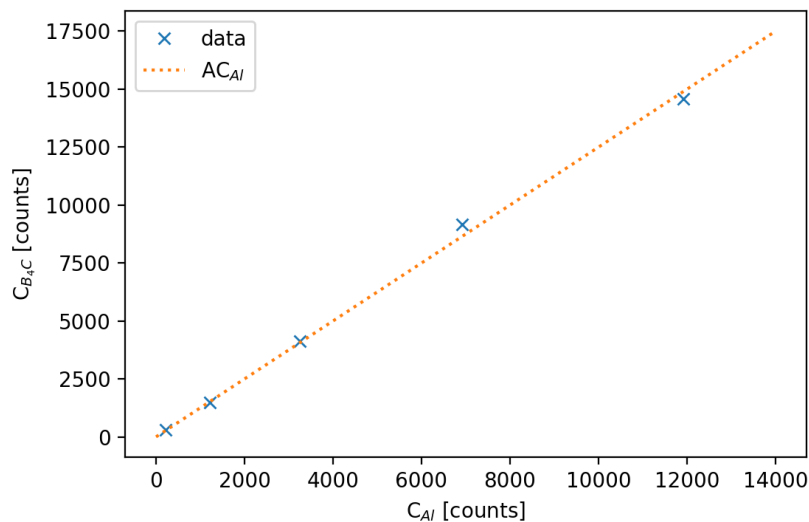


Obr. 33: Naměřená závislost relativní intenzity C na teplotě T kalibrační destičky B_4C a černé hliníkové fólie Al. Data jsou fitována funkcí (9).

Na Obr. 34 je zobrazeno porovnání naměřených relativních emisivit B_4C a hliníkové fólie Al. Data jsou proložena funkcí

$$C_{B_4C}(C_{Al}) - H_{B_4C} = A(C_{Al} - H_{Al}). \quad (11)$$

Fitováním naměřených dat vyšla konstanta $a = 1,25 \pm 0,02$. Emisivita karbidu bóru je tedy vyšší než emisivita černé hliníkové fólie. Její hodnota vychází jako $\varepsilon = (0,68 \pm 0,01)$.

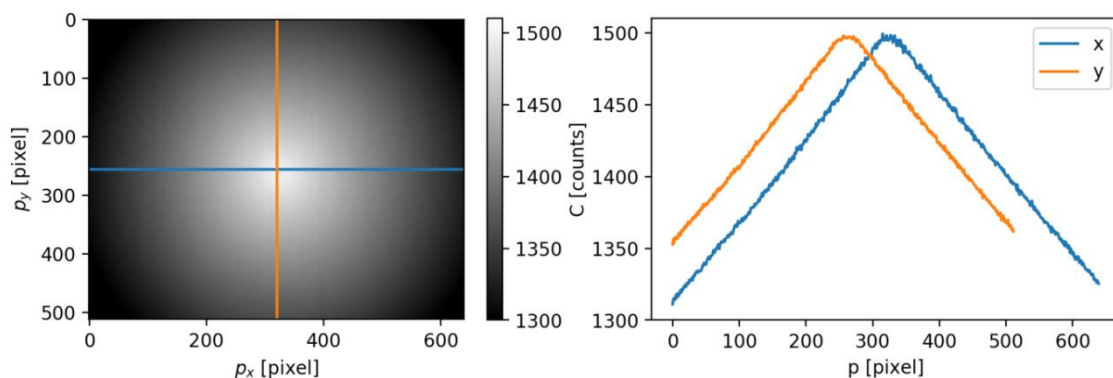


Obr. 34: Srovnání naměřených relativních intenzit C pro kalibrační destičku B_4C a černou hliníkovou fólii Al. Data jsou fitována funkcí (11).

2.2.7 Korekce zkreslení objektivu pro plošný zdroj při měření s mezikroužky

Pro mezikroužky D_3 a D_4 a pozice zaostření *near a infinity* proběhlo měření termokamerou snímající s integračním časem $t_{int} = 66 \mu s$ černou hliníkovou fólii umístěnou uvnitř píčky. Fólie byla zahřata na 5 různých teplot v rozsahu $T = 50 - 250 \text{ }^\circ C$ s rozdíly po $50 \text{ }^\circ C$. Při měření

s mezikroužky byly pozorovány a naměřeny rozdílné hodnoty relativní intenzity C detekované termokamerou ve středu zobrazovaného obrazu a na jeho krajích. Na Obr. 35 vlevo je zobrazen obraz pořízený s využitím mezikoužku D_4 v pozici *near* pro teplotu fólie $T = 50\text{ °C}$. Na Obr. 35 vpravo jsou vyneseny řezy naměřenou závislostí relativní intenzity C skrz střed obrazu v horizontálním směru x a vertikálním směru y . Na zobrazených datech je vidět, že v krajích obrazu se hodnoty relativní intenzity C liší; obraz je tedy sklopen patrně v důsledku sklonu teplotního pole.



Obr. 35: Obraz hliníkové fólie naměřený termokamerou s mezikoužkem D_4 v pozici *near* (vlevo). Řezy naměřenou závislostí relativní intenzity C skrz střed obrazu v horizontálním směru x a vertikálním směru y .

Naměřenou relativní intenzitu C lze popsat vztahem platícím v každém místě obrazu (x,y)

$$C(x, y) = A(x, y)I(x, y; T) + B(x, y), \quad (12)$$

kde $A(x,y)$ vyjadřuje zkreslení obrazu, $I(x,y;T)$ je reálný profil intenzity záření měřeného objektu o teplotě T , $B(x,y)$ je relativní intenzita pozadí daná nenulovou teplotou detektoru a objektivu termokamery. Zkreslení obrazu lze určit za několika předpokladů – hodnota pozadí B je homogenní a nezávislá na teplotě T měřeného objektu, vada a je středově symetrická a nezávislá na teplotě, sklonění obrazu je způsobené skloněním intenzity I , avšak intenzita I je co možná nejvíce rovinná.

Předpoklad středové symetrie vady a umožňuje korekci dat na sklonění a bodové vady. Signál po korekci je dán vztahem:

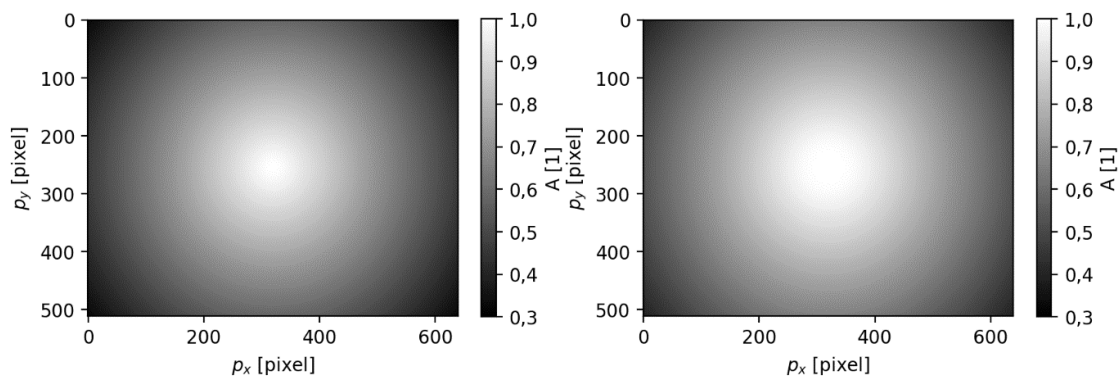
$$C_s = \frac{C_0 + C_x + C_y + C_c}{4}, \quad (13)$$

kde C_0 je původní naměřený signál, C_x je původní signál zrcadlený podél osy x , C_y je původní signál zrcadlený podél osy y , C_c je původní signál invertovaný podle středu.

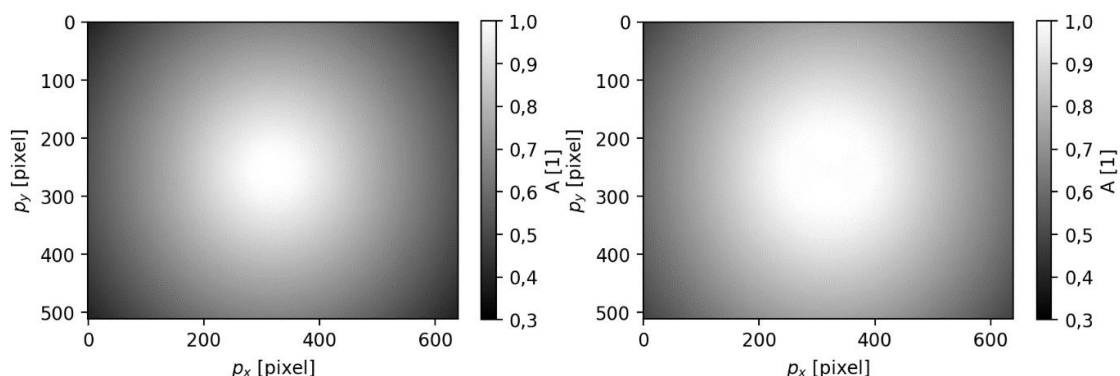
Předpoklad homogenity pozadí B umožní odečtení pozadí B u symetrizovaných relativních intenzit C_s pro různé teploty T . Ze vztahu (12) pak dostaneme vztah:

$$C_s(x, y; T_2) - C_s(x, y; T_1) = A(x, y)[I_s(x, y; T_2) - I_s(x, y; T_1)]. \quad (14)$$

Sečtením všech rozdílů relativních intenzit $\Delta C_s(x,y)$ určených pro všechny kombinace měřených teplot z rozsahu $T = 50 - 250\text{ °C}$ získáme zkreslení obrazu $A(x,y)$ násobené konstantou. Vydělením sečtených dat $\Delta C_s(x,y)$ maximální hodnotou pole $\Delta C_s(x,y)$ získáme normované zkreslení obrazu $A(x,y)$ vyjadřující vadu objektivu. Na Obr. 36 je zobrazeno zkreslení obrazu $A(x,y)$ pro mezikroužek D_4 pozici *near* (vlevo) a pozici *inf* (vpravo). Na Obr. 37 je zobrazeno zkreslení obrazu $A(x,y)$ pro mezikroužek D_3 pozici *near* (vlevo) a pozici *inf* (vpravo).



Obr. 36: Korekce zkreslení obrazu a pro mezikroužek D_4 pozici *near* (vlevo) a pozici *inf* (vpravo).



Obr. 37: Korekce zkreslení obrazu a pro mezikroužek D_3 pozici *near* (vlevo) a pozici *inf* (vpravo).

Symetrizovanou intenzitu záření měřeného objektu I_S lze ze vztahu (12) vyjádřit jako

$$I_S = \frac{c_S - B}{A}. \quad (15)$$

Konstantní hodnotu pozadí $B = b$ lze najít ze vztahu (15) minimalizováním standardní odchylky $\sigma^2(b)$, což je dáno podmínkou, že po odečtení pozadí bude symetrizovaný profil intenzity co možná nejvíce konstantní, tedy co možná nejméně zkřivený:

$$\sigma^2(b) = \left\langle \left(\frac{c_S - b}{A} \right)^2 \right\rangle - \left(\left\langle \frac{c_S - b}{A} \right\rangle \right)^2, \quad (16)$$

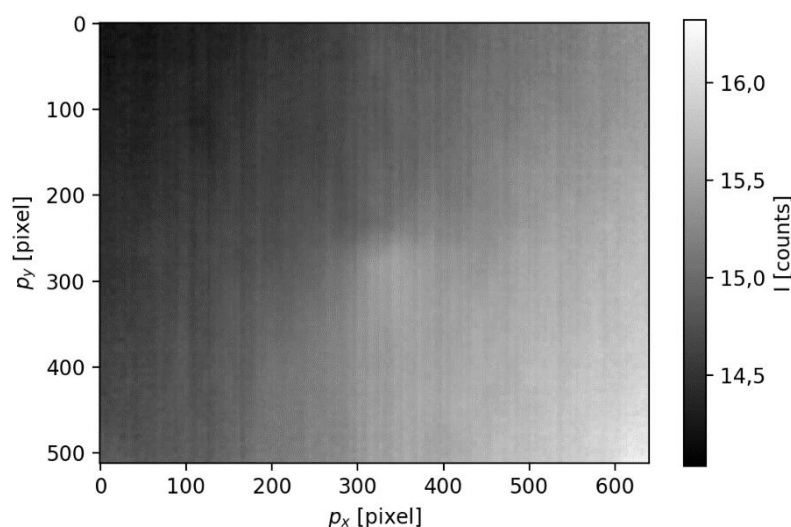
kde se středování provádí přes všechny pixely detektoru. Určené hodnoty pozadí $B = b$ pro teploty T jsou zaznamenány v Tab. 3.

| | D_4 <i>near</i> | D_4 <i>inf</i> | D_3 <i>near</i> | D_3 <i>inf</i> |
|----------|-------------------|------------------|-------------------|------------------|
| T [°C] | B [counts] | B [counts] | B [counts] | B [counts] |
| 50 | 1168 | 1165 | 1180 | 1180 |
| 100 | 1163 | 1157 | 1173 | 1181 |
| 150 | 1133 | 1100 | 1156 | 1138 |
| 200 | 1143 | 1118 | 1134 | 1184 |
| 250 | 1178 | 1185 | 1200 | 1178 |
| | 1160 ± 20 | 1150 ± 30 | 1170 ± 20 | 1170 ± 20 |

Tab. 3: Hodnoty pozadí B pro mezikroužky D_4 a D_3 , pozice *near* a *inf* určené pro jednotlivé teploty T .

Na Obr. 38 je zobrazena korekce naměřených dat pro mezikroužek D_4 pozici *near* a teplotu $T = 50$ °C. Relativní intenzita I je určena vztahem (intenzita) při dosažení naměřených

relativních intenzit C místo symetrizovaných hodnot C_S a s využitím konstanty $B = 1168$ z Tab. 3.

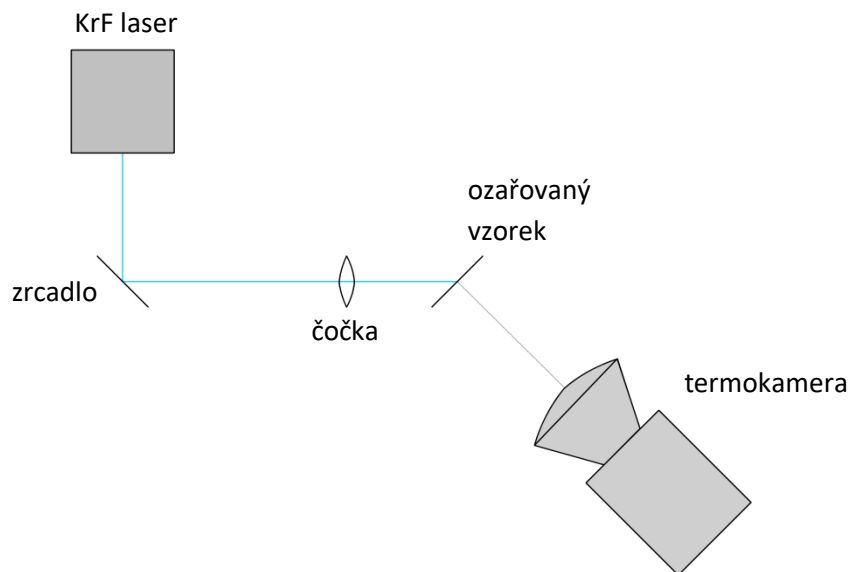


Obr. 38: Relativní intenzita I určená korekcí naměřených dat termokamerou s mezikoučkem D_4 v pozic *near* pro teplotu $T = 50$ °C.

2.3 Dynamické měření

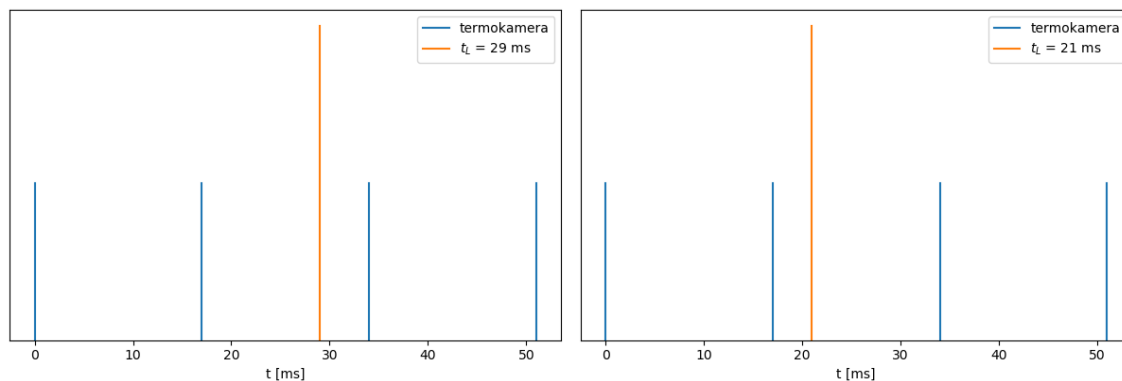
2.3.1 Uspořádání měření

Jako zdroj záření pro měření byl využit excimerový KrF laser Lambda Physik EMG 100/200 Series nacházející se na pracovišti PALS (Prague Asterix Laser System) emitující laserové záření ve střední ultrafialové oblasti. Aktivním prostředím KrF laseru je směs plynů Kr a F_2 čerpaných elektrickým výbojem. Tak jsou generovány laserové impulzy o vlnové délce $\lambda = 248$ nm a době trvání ~ 10 ns. Laser pracuje s opakovací frekvencí 1 Hz, energie v jednom impulzu je přibližně 730 mJ. Svazek má obdélníkový tvar se šířkou 30 mm a výškou 10 mm na výstupu laseru, divergence svazku je 4 mrad v horizontálním a 2 mrad ve vertikálním směru. Laserový svazek byl pomocí planárního zrcadla odkloněn do UV čočky s ohniskovou vzdáleností 250 mm a s její pomocí fokusován. Do ohniska čočky byl pod úhlem 45° umístěn vzorek – černá hliníková fólie BKF12 ThorLabs o tloušťce $50 \mu\text{m}$ [27]. Kolmo na zadní stranu vzorku byla zaostřena termokamera FLIR. Termokamera byla vybavena mezikoučkem D_4 . Její integrační doba byla zvolena jako $t_{int} = 66 \mu\text{s}$. Schéma experimentálního uspořádání je zobrazeno na Obr. 39.



Obr. 39: Schéma experimentu při ozařování vzorku laserovým svazkem.

Dva pulzní generátory Stanford zajišťovaly časový průběh experimentu. První z nich generoval impulzy s frekvencí 1 Hz. Tyto impulzy sloužily ke spuštění laseru, kdy laserový impulz byl generován s volitelným zpožděním o čas t_L od příchozího signálu. Impulzy z generátoru také sloužily k aktivaci druhého generátoru, který sloužil k aktivaci termokamery. Generoval sekvenci 40 impulzů vzdálených od sebe 17 ms. Pro každý impulz došlo k zaznamenání obrazu termokamery. Při zpoždění laseru o dobu $t_L = 34$ ms oproti termokamere byl na 3. snímku zaznamenán začátek laserového impulzu. Postupným zmenšováním času t_L až na hodnotu 18 ms bylo možné proměřit průběh šíření tepla ve vzorku. Pro každý čas t_L bylo generováno 8 laserových impulzů, které dopadaly na neozářenou část vzorku. Schéma generování pulzů pro čas $t_L = 29$ ms a $t_L = 21$ ms je zobrazeno na Obr. 40.



Obr. 40: Schéma zobrazující synchronizaci snímání obrazů termokamerou v čase t s časem vzniku laserového impulzu t_L . Vlevo je zobrazena situace pro čas generace laserového pulzu $t_L = 29$ ms, vpravo pro $t_L = 21$ ms.

2.3.2 Teorie experimentu

2.3.2.1 Rovnice vedení tepla

Tepelný tok $\vec{\phi}$ [Wm^{-2}] popisuje tok energie skrz jednotku plochy za jednotku času v určitém směru. Při nenulovém rozdílu teplot ΔT na koncích tepelného vodiče délky d a plošného průřezu S dochází k přenosu výkonu P , který je přímo úměrný součiniteli tepelné vodivosti κ použitého materiálu, ploše průřezu a rozdílu teplot ΔT a nepřímo úměrný délce, tedy:

$$P = \kappa \frac{S}{d} \Delta T. \quad (17)$$

Tepelný tok $\vec{\phi} = \frac{P}{S}$ získáme ze vztahu (17) limitním přechodem pro délku uvažovaného vodiče $d \rightarrow 0$. Získáváme tak vztah popisující tok tepla v závislosti na vlastnostech a teplotě prostředí:

$$\vec{\phi} = -\kappa \nabla T. \quad (18)$$

Záporné znaménko v rovnici (18) vyjadřuje tok z teplejší části do chladnější, tedy proti směru gradientu teplotního pole $T(\vec{r}, t)$.

Mějme těleso o objemu V , hustotě ρ a měrné tepelné kapacitě c . Pokud je těleso teplejší, než jeho okolí, tepelný tok $\vec{\phi}$ bude unikat z tělesa ve směru normály k jeho povrchu. To způsobí časovou změnu objemové hustoty energie, kterou lze zavést jako:

$$\frac{dE}{dV} = \rho c T. \quad (19)$$

Pokud nebudeme uvažovat jiné tepelné zdroje a ztráty tepelným zářením, musí veškerá energie uvolněná z tělesa protéci jeho povrchem. Časová změna energie tělesa tedy musí být v rovnováze s výkonem procházejícím jeho povrchem, což lze zapsat pomocí rovnice kontinuity:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho c T dV + \int_{\partial V} \vec{\phi} \cdot d\vec{S} = 0. \quad (20)$$

Její řešení s pomocí Gaussova teorému se získá rovnice vedení tepla:

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \alpha \Delta T(\vec{r}, t) = 0. \quad (21)$$

Ta popisuje vývoj teploty v závislosti na pozici \vec{r} , čase t a vlastnostech materiálu, které jsou zahrnuty v koeficientu tepelné difuzivity α [mm^2s^{-1}] (*thermal diffusivity*). Koeficient α je definován vztahem:

$$\alpha = \frac{\kappa}{\rho c}, \quad (22)$$

kde κ je součinitel tepelné vodivosti materiálu, ρ je hustota materiálu a c je měrná tepelná kapacita materiálu.

2.3.2.2 Obecné řešení rovnice vedení tepla

Tvar řešení rovnice vedení tepla (21) závisí na dimenzi a anizotropii konkrétní problematiky. Obecné řešení ve 3D lze získat pomocí Fourierovy transformace v prostoru z proměnné \vec{r} do $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$. Rovnice vedení tepla (21) přechází do tvaru:

$$\int_{R^3} \frac{\partial T}{\partial t} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r - \alpha \int_{R^3} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3r = 0. \quad (23)$$

Úpravou získáme rovnici ve tvaru:

$$\frac{\partial \hat{T}(\vec{k}, t)}{\partial t} + \alpha k^2 \hat{T}(\vec{k}, t) = 0. \quad (24)$$

Řešení této diferenciální rovnice má tvar:

$$\hat{T}(\vec{k}, t) = \hat{T}(\vec{k}, 0) e^{-\alpha k^2 t}. \quad (25)$$

První člen řešení (25) je Fourierova transformace rozložení teploty na počátku, tedy v čase $t = 0$, druhý člen je Fourierova transformace Greenovy funkce. Greenova funkce je ve tvaru:

$$G(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{R^3} e^{-\alpha k^2 t} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3k = \frac{1}{(4\pi\alpha t)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4\alpha t}}. \quad (26)$$

Výsledné řešení rovnice vedení tepla (21) má tvar konvoluce Greenovy funkce a počátečního teplotního pole:

$$T(\vec{r}, t) = \int_{R^3} G(\vec{r} - \vec{r}', t) T(\vec{r}', 0) d^3r'. \quad (27)$$

2.3.2.3 Přibližné řešení v nekonečně tenké fólii

Řešení rovnice vedení tepla (21) pro nekonečnou tenkou fólii o tloušťce D lze najít za určitých okrajových podmínek. Mějme počáteční rozdělení teploty takové, že celkový tepelný tok $\vec{\phi}$ skrz okraje fólie je nulový. Tuto podmínku platící ve všech časech na obou okrajích $z = 0$ a $z = D$ lze zapsat pomocí Neumannových okrajových podmínek:

$$\left. \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial z} \right|_{z=D} = 0. \quad (28)$$

S přihlédnutím na řešení rovnice vedení tepla (21) v příčném a podélném směru a k Neumannovým okrajovým podmínkám lze počáteční rozdělení teploty ve fólii v čase $t = 0$ zkonstruovat následovně:

$$T(x, y, z, 0) = \begin{cases} T_{max} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{|z+D|}{l_{at}}\right) + T_{room}, & z < 0 \\ T_{max} \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{|z-D|}{l_{at}}\right) + T_{room}, & z \geq 0 \end{cases} \quad (29)$$

Zde souřadnice (x, y) jsou v rovině fólie a směr z je na ně kolmý, T_{max} označuje maximální nárůst teploty od pokojové teploty T_{room} na čelní (vstupní) straně vzorku v čase $t = 0$, σ_x^2 , resp. σ_y^2 označují rozptyl svazku ve směru x resp. y , l_{at} je atenuační délka záření vyjadřující pokles fluence v materiálu na hodnotu $\frac{1}{e}$. Z celkového řešení v celém prostoru nás bude zajímat pouze oblast mezi vstupní rovinou $z = -D$ a výstupní rovinou $z = 0$. Dosazením funkce (29) do vztahu (27) se získá přibližné řešení rovnice vedení tepla v nekonečně tenké fólii. Posunutím vstupní roviny zpět na pozici $z = 0$ získáme řešení na vstupní straně fólie ve tvaru:

$$T(x, y, 0, t) = \frac{T_{max}}{2} \frac{\sigma_x \sigma_y}{\sqrt{\sigma_x^2 + 2\alpha t} \sqrt{\sigma_y^2 + 2\alpha t}} \exp\left(-\frac{x^2}{2(\sigma_x^2 + 2\alpha t)} - \frac{y^2}{2(\sigma_y^2 + 2\alpha t)}\right) \left\{ 2 \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}}\right) + \exp\left(-\frac{D^2}{\alpha t}\right) \left[\operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}} + \frac{D}{\sqrt{\alpha t}}\right) + \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}} - \frac{D}{\sqrt{\alpha t}}\right) \right] - \exp\left(-\frac{D^2}{4\alpha t} - \frac{D}{l_{at}}\right) \left[\operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}} + \frac{D}{\sqrt{4\alpha t}}\right) + \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}} - \frac{D}{\sqrt{4\alpha t}}\right) \right] \right\} + T_{room}, \quad (30)$$

a řešení na výstupní straně fólie, tedy na pozici $z = D$, ve tvaru:

$$T(x, y, D, t) = T_{max} \frac{\sigma_x \sigma_y}{\sqrt{\sigma_x^2 + 2\alpha t} \sqrt{\sigma_y^2 + 2\alpha t}} \exp\left(-\frac{x^2}{2(\sigma_x^2 + 2\alpha t)} - \frac{y^2}{2(\sigma_y^2 + 2\alpha t)}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{D^2}{4\alpha t}\right) \left[\operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}} + \frac{D}{\sqrt{4\alpha t}}\right) + \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}} - \frac{D}{\sqrt{4\alpha t}}\right) \right] - \exp\left(-\frac{D}{l_{at}}\right) \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{l_{at}}\right) \right\} + T_{room}. \quad (31)$$

Kde funkce $\operatorname{erfcx}(x)$ je tzv. škálovaná komplementární chybová funkce definovaná jako:

$$\operatorname{erfcx}(x) = \exp(x^2) \operatorname{erfc}(x) = \exp(x^2) [1 - \operatorname{erf}(x)] \quad (32)$$

Řešení rovnice vedení tepla s okrajovou podmínkou (29) je pouze přibližné. Toto řešení dobře popisuje vedení tepla v čase po příchodu laserového impulsu. Pro delší časy se Neumannova podmínka na čelní straně fólie začne rozpadat, podmínka na zadní straně však zůstává zachována, a proto lze řešení (31) považovat za dobrý popis měřeného teplotního pole. Přesné řešení rovnice vedení tepla v tenké fólii vyžaduje aplikaci periodické okrajové podmínky, kdy se část počátečního teplotního pole (29) z intervalu $-D \leq z < D$ periodicky opakuje podél osy z s periodou $2D$. Pouze tak lze zajistit stabilitu okrajové podmínky na čelní straně fólie ve všech časech. Řešení v příčném směru (v rovině fólie) zůstává nezměněno. Exaktní řešení však nabude složitějšího tvaru v podobě nekonečné funkční řady, proto jsem přistoupila k aproximaci.

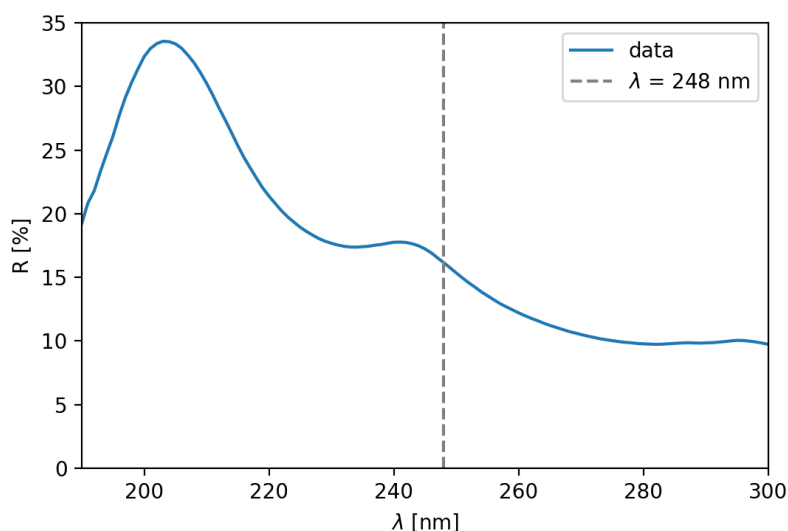
2.3.3 Vzorek – hliníková fólie

Černá hliníková fólie BKF12 ThorLabs je fólie tloušťky $D = 50 \mu\text{m}$ [27]. Hustota materiálu byla vážením určena jako $\rho = (2977 \pm 5) \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Jedná se o anodizovanou hliníkovou fólii, ve které je elektrolytickou pasivací zvětšena tloušťka oxidické vrstvy, tedy anodického oxidu hlinitého (Al_2O_3), na tloušťku 10 – 30 nm. Nad touto vrstvou se nachází porézní vrstva Al_2O_3 , jejíž tloušťka se obvykle pohybuje mezi 2,5 – 50 μm . V této vrstvě je absorbováno černé barvivo, které snižuje odrazivost materiálu R .

Právě porézní oxidovaná struktura materiálu je příčinou jeho odlišných vlastností od hliníku. Zatímco hliník je dobrým vodičem tepla, vodivost oxidu hlinitého je přibližně 8x menší. Výrazná porézní struktura snížení schopnosti vedení tepla ještě umocní. Absorpční délka l_{at} v UV oblasti je velmi malá, pro čistý hliník se pohybuje kolem 8 nm, oxidická vrstva má absorpční délku velmi podobnou, a proto se veškerá absorpce záření bude odehrávat v ní.

Na Obr. 41 je zobrazena závislost odrazivosti vzorku R v závislosti na vlnové délce záření λ naměřená metodou difúzně reflexní spektrometrie. Šedá přerušovaná linka vyznačuje vlnovou délku $\lambda = 248 \text{ nm}$, která odpovídá vlnové délce KrF excimerového laseru. Pro ni byla naměřena hodnota odrazivosti $R = 16,2 \%$.

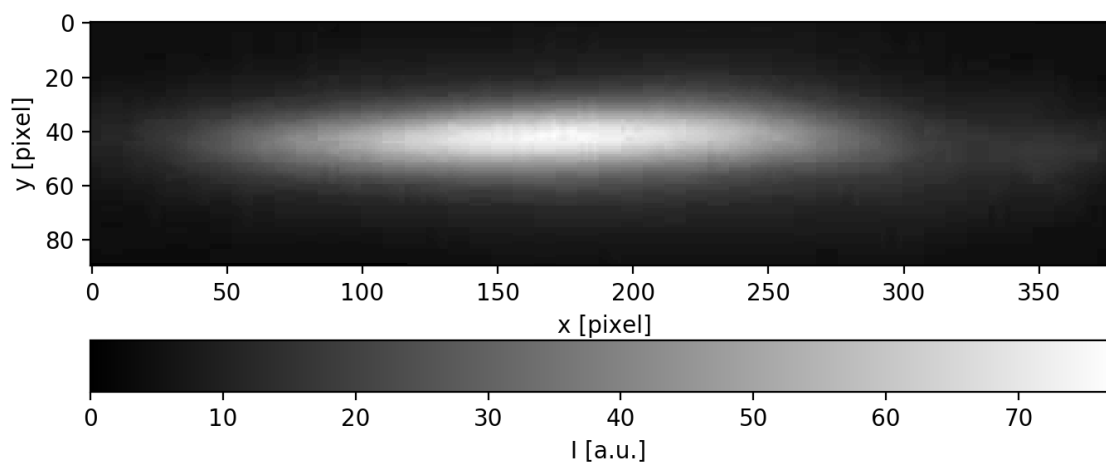


Obr. 41: Závislost odrazivosti anodizované hliníkové fólie R na vlnové délce záření λ . Šedá přerušovaná linka vyznačuje vlnovou délku $\lambda = 248 \text{ nm}$.

2.3.4 Profil laserového svazku

Profil laserového svazku byl změřen s pomocí CMOS kamery Pixelink PL-B741F. Rozlišení kamery je 1280×1024 pixelů a efektivní velikost pixelu je $6,7 \mu\text{m}$. Na Obr. 42 je zobrazen záznam z kamery zobrazující laserový svazek.

Analýzou naměřeného profilu jsem určila efektivní plochu svazku $A_{\text{eff}} = 0,312 \text{ mm}^2$. Druhý centrální statistický moment ve směru x vyšel $\sigma_x^2 = 0,457 \text{ mm}^2$ a ve směru y $\sigma_y^2 = 0,017 \text{ mm}^2$. Z těchto hodnot vychází rozptyly $\sigma_x = 0,68 \text{ mm}$ a $\sigma_y = 0,13 \text{ mm}$.



Obr. 42: Záznam profilu laserového svazku z detektoru PL-B741F.

2.3.5 Přepočet naměřených dat

Pro přepočet naměřené relativní intenzity C na teplotu T jsem využila kalibrační křivku zobrazenou na Obr. 31. Její lineární část popsaná vztahem

$$C = GI + H = (21,6 \pm 0,5)I + (1310 \pm 80). \quad (33)$$

obsahuje závislost relativní intenzity C na teplotě T skrz intenzitu I určenou z Planckova zákona (1) a spektrální odezvu detektoru q . Konstanta $H = (1310 \pm 80)$ představuje pozadí dané termokamerou, resp. jejím detektorem a jeho chlazením.

Pro získání vyzářené intenzity I zahřáté fólie z naměřené relativní intenzity C je třeba od relativních intenzit C odečíst pozadí B . To je naměřeno na prvním snímku každého měření před časem t_L , kdy fólie ještě nebyla vystavena laserovému impulsu. Odečtením pozadí B zároveň dojde k odstranění křivosti a dalších vad pozadí, které mohou být dány objektivem termokamery a detektorem. Pro takto korigovaná data už lze použít korekci na vadu zobrazení a způsobenou využitím mezikoužku D_4 v pozici *near* zobrazenou na Obr. 36 vlevo.

Pro přepočet relativní intenzity C na intenzitu I ze vztahu (33) je potřeba po odečtení pozadí a odstranění vady zobrazení dělit konstantou $G = 21,6$. Tato hodnota je určena na destičce B_4C . Hliníková fólie však má menší emisivitu než B_4C . Z porovnání jejich relativních intenzit C měřených pro stejnou teplotu T (11) plyne, že je třeba naměřené korigované relativní intenzity násobit hodnotou $a = 1,25$.

Při odečtení pozadí B zároveň dochází k odečtení signálu, který odpovídá teplotě místnosti $T_{\text{room}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$. Této teplotě odpovídá intenzita I určená z Planckova zákona a spektrální intenzity detektoru $I_{\text{room}} = 6,12 \text{ Wm}^{-2}$, kterou je potřeba k výsledné intenzitě přičíst.

Výsledný vztah pro přepočet naměřené relativní intenzity C na intenzitu I má tvar:

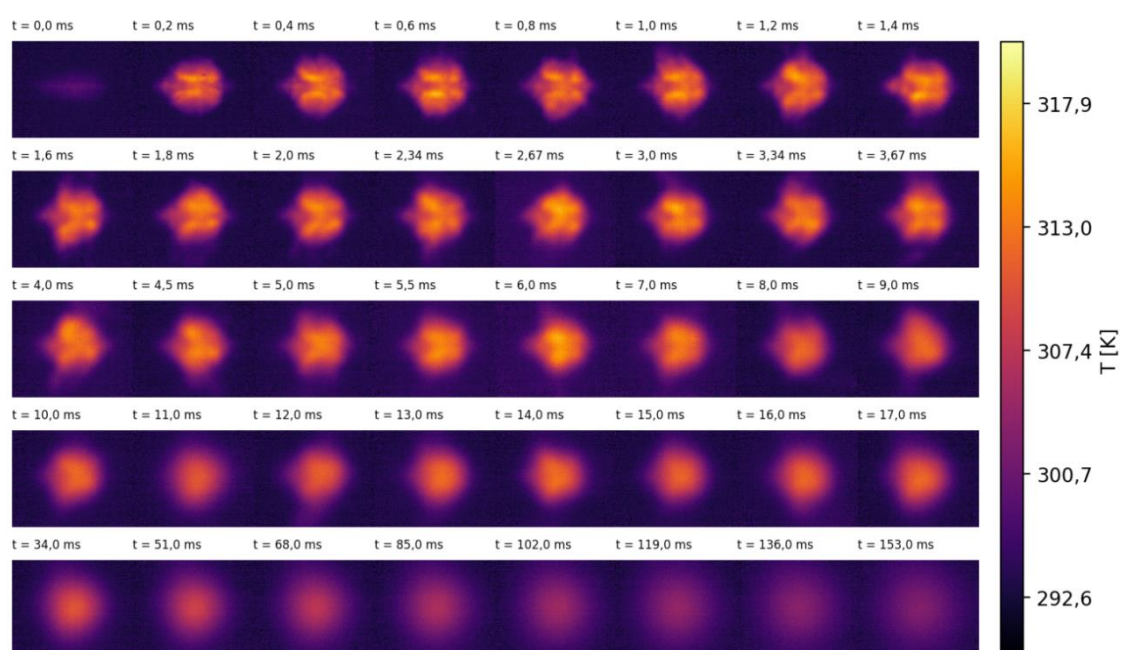
$$I(T) = \frac{1,25(C-B)}{21,6A} + I_{room}. \quad (34)$$

Takto určenou intenzitu I lze s pomocí Planckova zákona a spektrální odezvy detektoru q převést na teplotu T .

2.3.6 Měření pro vzorek ve fokusu

2.3.6.1 Časový vývoj teploty na zadní straně tenké fólie

Jak je vidět na schématu Obr. 40, tepelné zabarvení vzorku způsobené impulsním laserovým ohřevem lze poprvé očekávat na 3. snímku ze 40 naměřených snímků. Na Obr. 43 je zaznamenán vývoj teplotního pole T v čase $t = 34 - t_L$ ms po příchodu laserového impulsu. Od zpoždění $t = 17$ ms jsou pak zobrazeny teplotní profily v celočíselných násobcích snímací periody kamery, tj. 17 ms.



Obr. 43: Šíření tepla ve vzorku zaznamenané termokamerou v čase t po příchodu laserového impulsu.

2.3.6.2 Vedení tepla v příčném směru

Šíření tepla je popsáno diferenciální rovnicí (21). Koeficient tepelné difuzivity α bude v homogenním izotropním prostředí stejný pro šíření tepla ve všech směrech. V případě tenké fólie tvořené více vrstvami z různých materiálů se teplo bude šířit různě v rovině vzorku (příčný směr) a do hloubky materiálu (podélný směr). Z naměřeného vývoje teploty na zadní straně fólie lze určit, jak se teplo šíří v příčném směru. Vzniklý teplotní profil je popsán funkcí (31). Rozptyl teplotního pole $T(x,y)$ ve směru x a v libovolný čas t je možné získat ze vztahu:

$$\sigma^2(x) = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2. \quad (35)$$

Hodnota $\langle x \rangle$ resp. $\langle x \rangle^2$ je určena ze vztahů:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \int x T(x, y) dx dy \quad (36)$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \int x^2 T(x, y) dx dy \quad (37)$$

$$N = \int T(x, y) dx dy \quad (38)$$

Funkce (30) má část závislou na souřadnicích (x, y) . Zbylá část funkce závisí pouze na čase t a při integraci bude tvořit konstantu, která se dělením normou N vykrátí. Příčný rozptyl teplotního pole je funkcí času t a bude mít stejný předpis v souřadnici x i y :

$$\sigma_x^2 = \sigma_{x0}^2 + 2\alpha t \quad (39)$$

$$\sigma_y^2 = \sigma_{y0}^2 + 2\alpha t \quad (40)$$

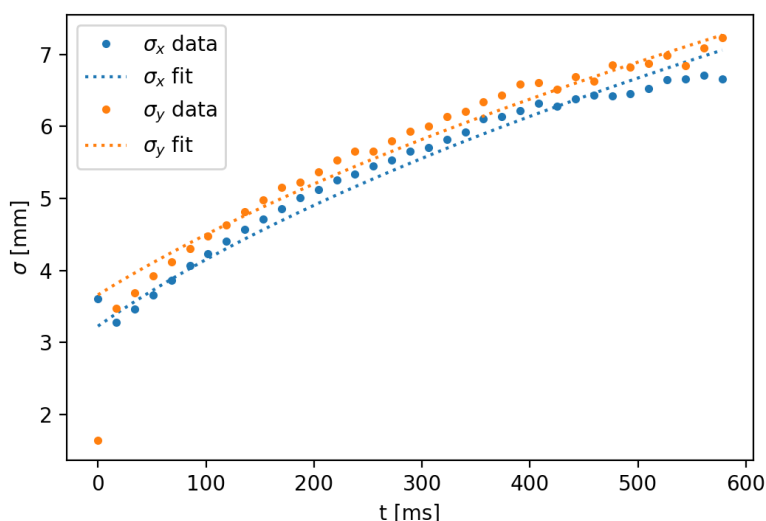
Měření v čase $t_L = 34$ ms obsahuje sadu snímků pořízených s časovým rozestupem 17 ms. Tyto snímky zachycují vývoj teplotního pole $T(x,y)$ v čase t . Naměřené relativní intenzity jsem po odečtení pozadí B a korekci na vadu zobrazení a fitovala 2D Gaussovou funkcí ve tvaru:

$$f(x,y) = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}} \quad (41)$$

Z fitu jsem určila hodnoty rozptylů σ_x^k a σ_y^k pro jednotlivé časy t_k . Určené hodnoty jsem následně použila k získání konstant α , σ_{x0} a σ_{y0} z minimalizování součtu čtverců:

$$\chi^2(\alpha, \sigma_{x0}, \sigma_{y0}) = \sum_k \left\{ \left(\sigma_x^k - \sqrt{\sigma_{x0}^2 + 2\alpha t_k} \right)^2 + \left(\sigma_y^k - \sqrt{\sigma_{y0}^2 + 2\alpha t_k} \right)^2 \right\} \quad (42)$$

Výsledné konstanty mají hodnotu $\alpha = (34,1 \pm 0,7) \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, $\sigma_{x0} = (3,2 \pm 0,1) \text{ mm}$ a $\sigma_{y0} = (3,66 \pm 0,08) \text{ mm}$. Změřené hodnoty rozptylu σ_x a σ_y ve směru x a y proložené odmocninami funkcí (39) a (40) s dosazenými fitovacími konstantami jsou zobrazeny na Obr. 44.



Obr. 44: Změřená závislost rozptylu teplotního pole σ na čase t ve směrech x a y .

2.3.6.3 Vedení tepla v podélném směru

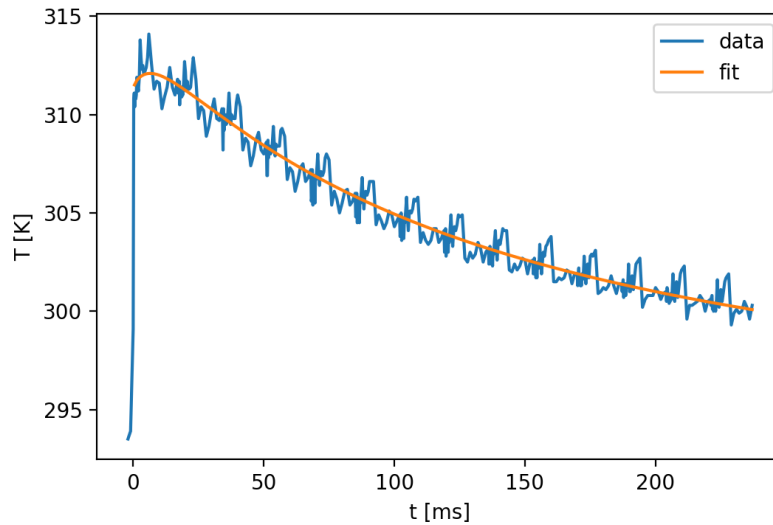
S ohledem na velkou anizotropii fólie můžeme očekávat různou dynamiku šíření tepla v příčném a podélném směru. Proto jsem odlišila tepelné difuzivity v příčném směru α a v podélném směru α_z . Přibližné řešení teplotního profilu na přední straně fólie tedy bude mít tvar:

$$T(x, y, 0, t) = \frac{T_{max}}{2} \frac{\sigma_x \sigma_y}{\sqrt{\sigma_x^2 + 2at} \sqrt{\sigma_y^2 + 2at}} \exp\left(-\frac{x^2}{2(\sigma_x^2 + 2at)} - \frac{y^2}{2(\sigma_y^2 + 2at)}\right) \left\{ 2 \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}}\right) + \exp\left(-\frac{D^2}{\alpha_z t}\right) \left[\operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}} + \frac{D}{\sqrt{\alpha_z t}}\right) + \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}} - \frac{D}{\sqrt{\alpha_z t}}\right) \right] - \exp\left(-\frac{D^2}{4\alpha_z t} - \frac{D}{l_{at}}\right) \left[\operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}} + \frac{D}{\sqrt{4\alpha_z t}}\right) + \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}} - \frac{D}{\sqrt{4\alpha_z t}}\right) \right] \right\} + T_{room}. \quad (43)$$

Vývoj teploty na zadní straně tenké fólie se z tvaru (31) změní na tvar:

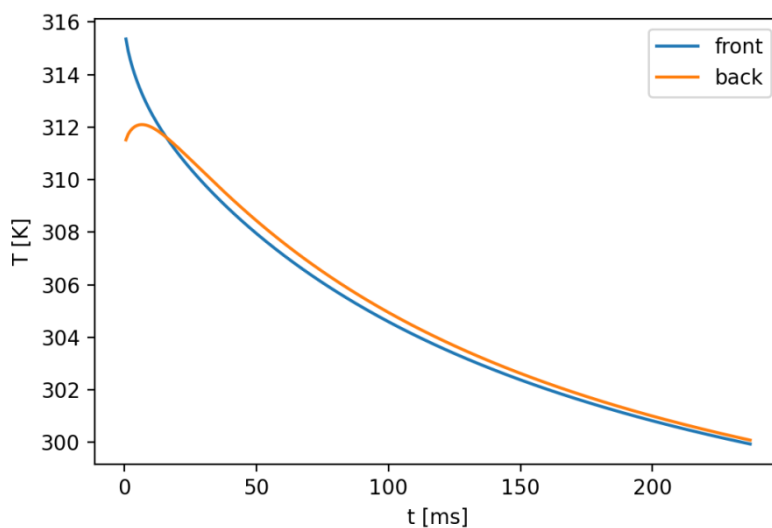
$$T(x, y, D, t) = T_{max} \frac{\sigma_x \sigma_y}{\sqrt{\sigma_x^2 + 2at} \sqrt{\sigma_y^2 + 2at}} \exp\left(-\frac{x^2}{2(\sigma_x^2 + 2at)} - \frac{y^2}{2(\sigma_y^2 + 2at)}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{D^2}{4\alpha_z t}\right) \left[\operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}} + \frac{D}{\sqrt{4\alpha_z t}}\right) + \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}} - \frac{D}{\sqrt{4\alpha_z t}}\right) \right] - \exp\left(-\frac{D}{l_{at}}\right) \operatorname{erfcx}\left(\frac{\sqrt{\alpha_z t}}{l_{at}}\right) \right\} + T_{room}. \quad (44)$$

Na Obr. 45 je zobrazena naměřená závislost teploty T na čase pozorování t ve středu stopy laserového svazku, tedy $(x, y) = (0, 0)$. Naměřená data jsou fitována funkcí (44). Parametry $T_{room} = 293,15$ K, $\sigma_x = 3,2$ mm a $\sigma_y = 3,66$ mm, $\alpha = 34,1$ mm²s⁻¹, $D = 50$ μm jsou pevně stanovené, parametry T_{max} , α_z , l_{at} jsou volné parametry. Fitováním vyšly hodnoty $T_{max} = (22,8 \pm 0,3)$ K, $\alpha_z = (0,044 \pm 0,003)$ mm²s⁻¹, $l_{at} = (0,21 \pm 0,02)$ mm.



Obr. 45: Naměřená závislost teploty hliníkové fólie T na čase t . Naměřená data jsou fitována funkcí (44) popisující vývoj teploty na zadní straně tenké fólie.

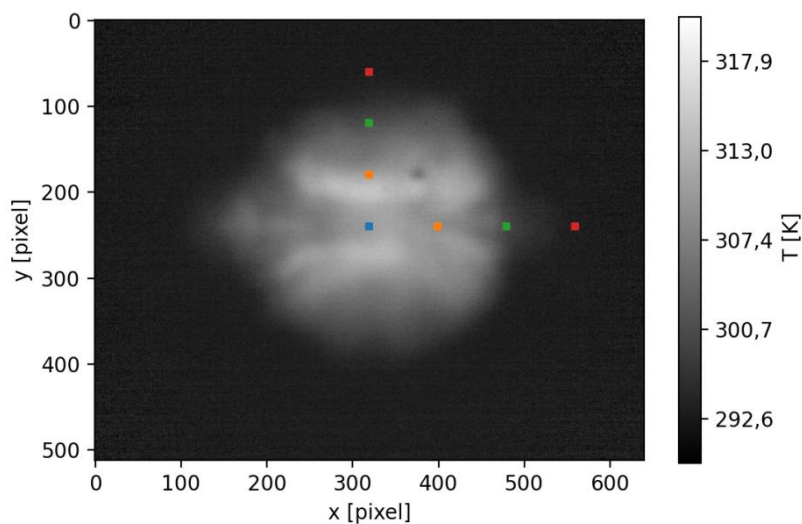
Na Obr. 46 je zaznamenán vývoj teploty T v čase t na přední a zadní straně fólie určený z funkcí (43), (44) pro konstanty určené z fitu. Maximální teplota na přední straně fólie vyšla $T_{f,max} = 315,6$ K.



Obr. 46: Vývoj teploty T na přední (front) a zadní (back) straně fólie ozářené laserem určený z přibližného řešení (43), (44) rovnice vedení tepla v tenké fólii.

2.3.6.4 Závislost vývoje teploty na místě pozorování

Na Obr. 43 je vidět, že maximální dosažená teplota se mění v závislosti na pozici, ve které teplotu pozorujeme. Na Obr. 47 je zaznamenáno 5 pozic $(x_p, y_p) = (320, 240), (400, 240), (480, 240), (560, 240), (320, 180), (320, 120)$ a $(320, 60)$, pro které jsem vykreslila průběh teploty.



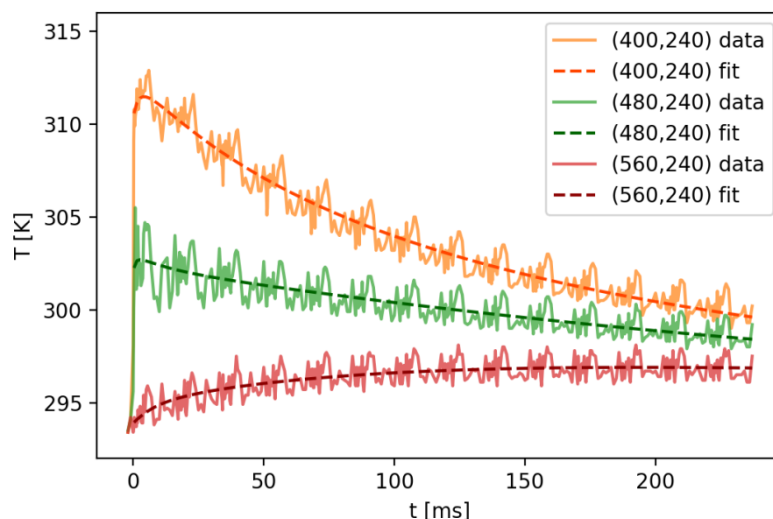
Obr. 47: Označení pozic (x_p, y_p) pro zkoumání závislosti průběhu teploty hliníkové fólie T na čase t .

Na Obr. 48 a Obr. 49 je zaznamenán vývoj teploty v tenké fólii v různých pozicích (x, y) měřeného obrazu. Naměřená data jsou fitována funkcí (44). Parametry $T_{room} = 293,15$ K, $\sigma_x = 3,2$ mm a $\sigma_y = 3,66$ mm, $\alpha = 34,1$ mm²s⁻¹, $D = 50$ μm jsou pevně stanovené, parametry T_{max} , α_z , l_{at} jsou volné parametry. Pozice (x, y) je určena ze vztahu:

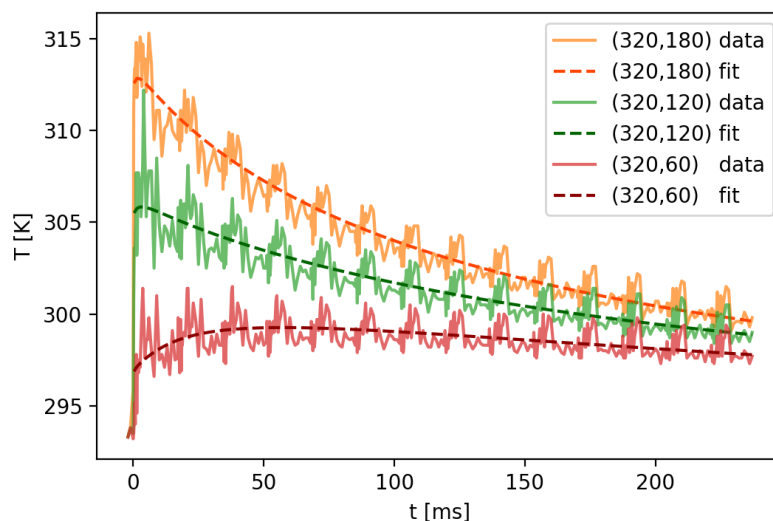
$$x = \left| x_p - x_c \right| \frac{15 \cdot 10^{-3}}{0,41}, \quad (45)$$

kde x_p [pixel] je pozorovaná pozice, x_c [pixel] je pozice středu, $15 \cdot 10^{-3}$ [mm] je efektivní velikost pixelu, 0,41 [1] je relativní zvětšení mezikoužku D_4 v pozici *near*.

Fitovací parametry T_{max} , α a l_{at} pro různé horizontální pozice x resp. vertikální pozice y jsou zaznamenány v Tab. 4 resp. Tab. 5.



Obr. 48: Naměřená závislost teploty hliníkové fólie T na čase t pro různé horizontální pozice x . Naměřená data jsou fitována funkcí (44) popisující vývoj teploty na zadní straně tenké fólie.



Obr. 49: Naměřená závislost teploty hliníkové fólie T na čase t pro různé vertikální pozice y . Naměřená data jsou fitována funkcí (44) popisující vývoj teploty na zadní straně tenké fólie.

| (x, y) | T_{max} [K] | α_z [mm^2s^{-1}] | l_{at} [mm] |
|------------|----------------|-------------------------------------------|-------------------|
| (400, 240) | $31,1 \pm 0,3$ | $0,16 \pm 0,02$ | $0,25 \pm 0,03$ |
| (480, 240) | $53,6 \pm 0,8$ | $0,5 \pm 0,1$ | $0,28 \pm 0,06$ |
| (560, 240) | 130 ± 20 | $0,043 \pm 0,003$ | $0,032 \pm 0,006$ |

Tab. 4: Fitovací konstanty určené z přibližného řešení rovnice vedení tepla na zadní straně tenké fólie (44) pro měnící se pozice v horizontálním směru x .

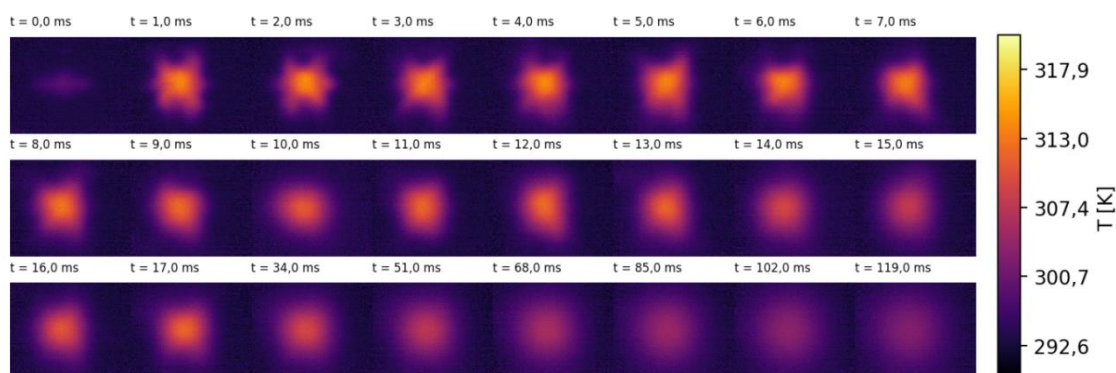
| (x, y) | T_{max} [K] | α_z [mm ² s ⁻¹] | l_{at} [mm] |
|------------|----------------|-----------------------------------------------|-------------------|
| (320, 180) | $25,0 \pm 0,2$ | $0,32 \pm 0,09$ | $0,5 \pm 0,1$ |
| (320, 120) | $27,8 \pm 0,4$ | $0,21 \pm 0,08$ | $0,4 \pm 0,1$ |
| (320, 60) | 44 ± 2 | $0,021 \pm 0,001$ | $0,055 \pm 0,006$ |

Tab. 5: Fitovací konstanty určené z přibližného řešení rovnice vedení tepla na zadní straně tenké fólie (44) pro měnící se pozice ve vertikálním směru y .

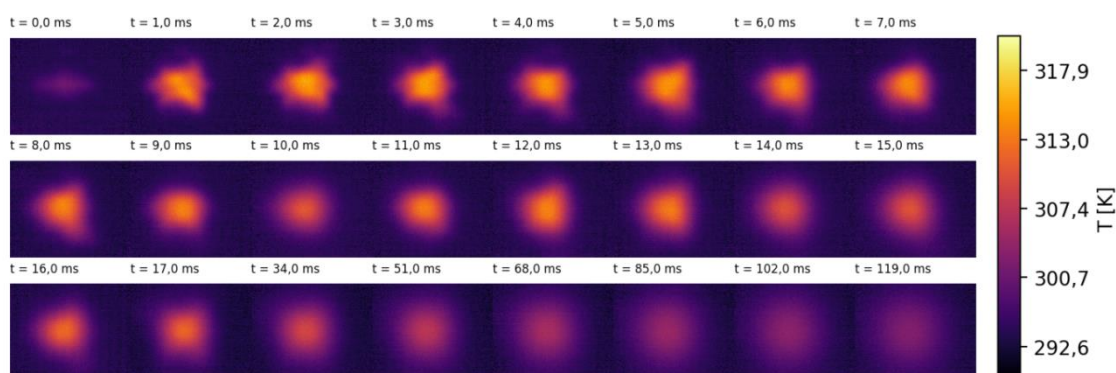
2.3.7 Měření pro vzorek ve vzdálenosti 1,5 cm před fokusem

2.3.7.1 Časový vývoj teploty zadní strany tenké fólie

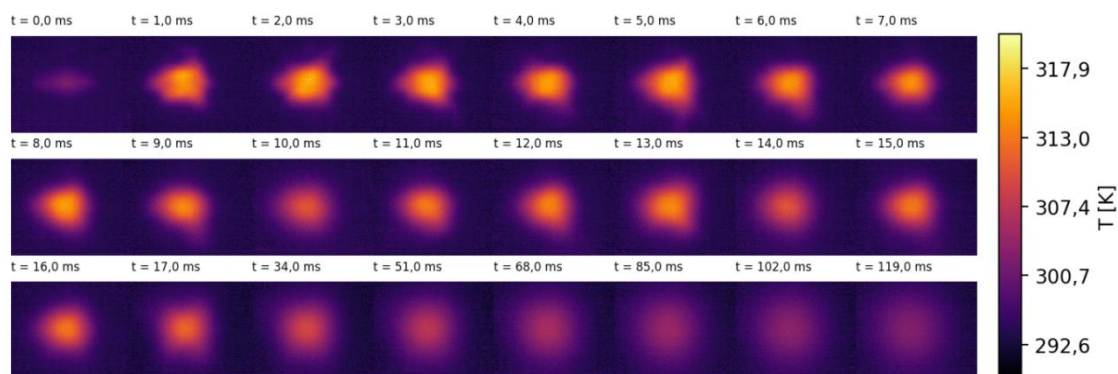
Na Obr. 50, Obr. 51 a Obr. 52 je zobrazen vývoj naměřené teploty T v čase $t = 34 - t_L$ ms po příchodu laserového impulsu. Od zpoždění $t = 17$ ms jsou pak zobrazeny teplotní profily v celočíselných násobcích snímací periody kamery, tj. 17 ms. Obr. 50 zachycuje vývoj pro 1. laserový impuls dopadající na neozářenou fólii. Obr. 51 zachycuje vývoj pro 2. impuls dopadající na stejné místo, Obr. 52 pak vývoj pro 3. impuls.



Obr. 50: Šíření tepla ve vzorku zaznamenané termokamerou v čase t pro 1. impuls.



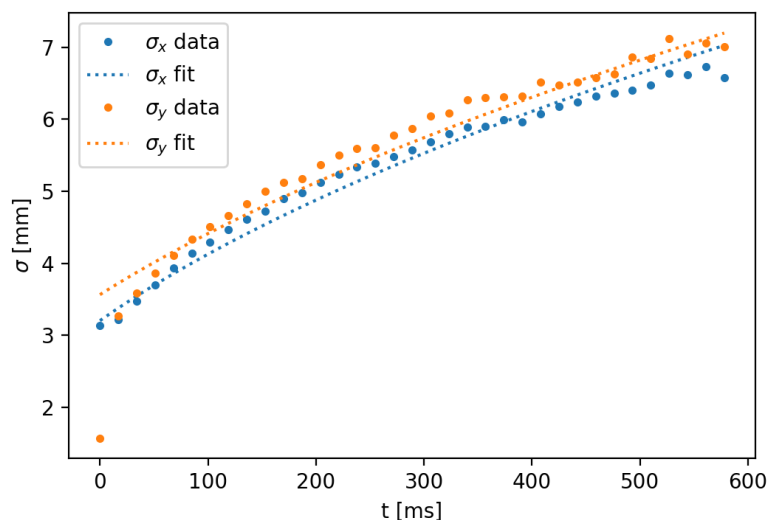
Obr. 51: Šíření tepla ve vzorku zaznamenané termokamerou v čase t pro 2. impuls.



Obr. 52: Šíření tepla ve vzorku zaznamenané termokamerou v čase t pro 3. impuls.

2.3.7.2 Vedení tepla v příčném směru

Na Obr. 53 je zaznamenaný vývoj rozptylu teplotního pole v horizontálním směru σ_x a vertikálním směru σ_y pro naměřené teplotní pole vzniklé ve vzorku mimo fokus laseru. Rozptyly jsou získány fitováním dat funkcí (41). Změřené hodnoty jsem následně využila pro minimalizaci vztahu (42). Fitováním vyšly konstanty $\alpha = (33,8 \pm 0,8) \text{ mm}^2 \text{ s}^{-1}$, $\sigma_{x0} = (3,2 \pm 0,1) \text{ mm}$ a $\sigma_{y0} = (3,57 \pm 0,08) \text{ mm}$. Změřené hodnoty rozptylu σ_x a σ_y ve směru x a y proložené odmocninami funkcí (39) a (40) s dosazenými konstantami jsou zobrazeny na Obr. 53.

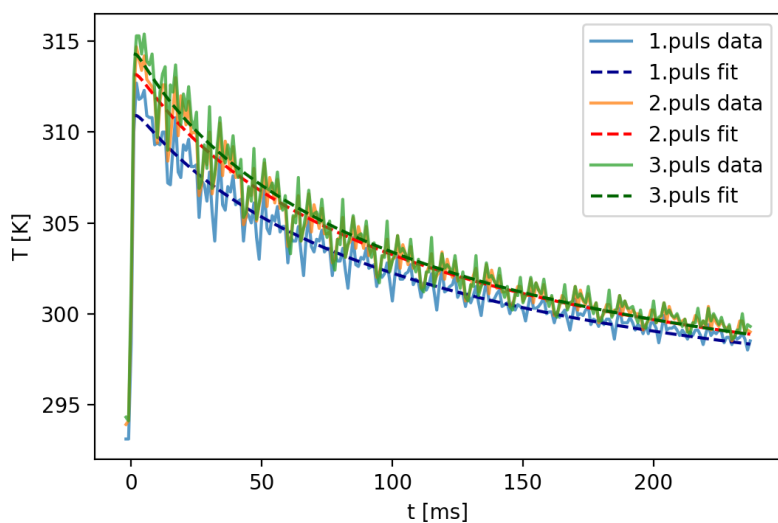


Obr. 53: Změřená závislost rozptylu teplotního pole σ na čase t ve směru x a y .

2.3.7.3 Vedení tepla v podélném směru

Na Obr. 54 je zaznamenaná závislost naměřené teploty T v čase t pro 1., 2., a 3. laserový impuls dopadající na stejné místo hliníkové fólie. Vývoj teploty odpovídá středu laserového svazku, tedy pozici $(x, y) = (0, 0)$.

Naměřené závislosti jsou fitovány funkcí (44). Parametry $T_{room} = 293,15 \text{ K}$, $\sigma_x = 3,2 \text{ mm}$ a $\sigma_y = 3,57 \text{ mm}$, $\alpha = 33,8 \text{ mm}^2 \text{ s}^{-1}$, $D = 50 \mu\text{m}$ jsou pevně stanovené, parametry T_{max} , α_z , l_{at} jsou volné parametry. Získané fitovací konstanty T_{max} , α_z a l_{at} pro jednotlivé pulsy jsou zaznamenány v Tab. 6.



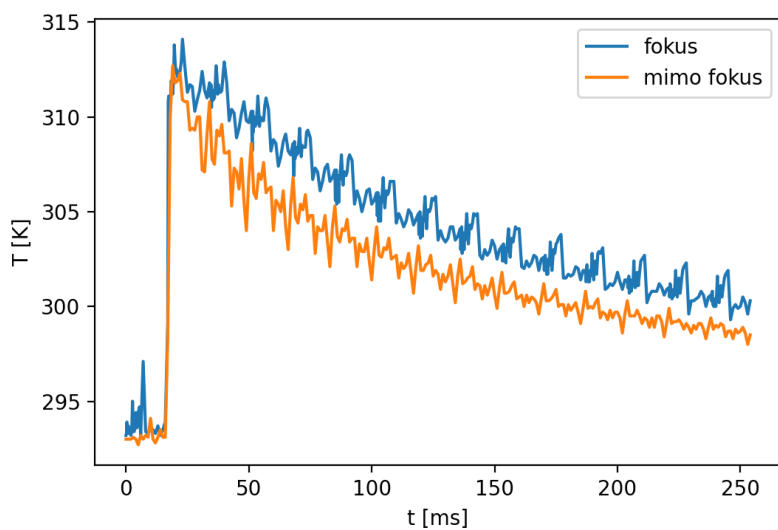
Obr. 54: Naměřená závislost teploty T v čase t při vystavení 1, 2 a 3 laserovým pulsům. Naměřená data jsou fitována funkcí (44) popisující vývoj teploty na zadní straně tenké fólie.

| | T_{max} [K] | α_z [mm^2s^{-1}] | l_{at} [mm] |
|---------|----------------|-------------------------------------------|---------------|
| 1. puls | $18,9 \pm 0,2$ | $0,3 \pm 0,2$ | $0,6 \pm 0,2$ |
| 2. puls | $21,2 \pm 0,2$ | $0,4 \pm 0,2$ | $0,6 \pm 0,2$ |
| 3. puls | $22,4 \pm 0,3$ | $0,5 \pm 0,3$ | $0,6 \pm 0,2$ |

Tab. 6: Fitovací konstanty určené z řešení rovnice vedení tepla na zadní straně tenké fólie (44) pro 1., 2. a 3. puls.

2.3.8 Srovnání vývoje teploty ve fokusu svazku a mimo fokus

Na Obr. 55 je zobrazena závislost naměřené teploty T v čase t pro fólii umístěnou ve fokusu laserového svazku a 1,5 cm před fokusem. Měření odpovídá středu svazku.



Obr. 55: Srovnání naměřené teploty T v čase t při umístění fólie ve fokusu laserového svazku a 1,5 cm před fokusem.

3 Výsledky a diskuze

3.1 Statická měření

3.1.1 Kalibrace termokamery

Na Obr. 31 a Obr. 32 jsou zobrazeny kalibrační křivky pro integrační čas $t_{int} = 66 \mu s$. Naměřená data ukazují, že Planckova funkce (1) integrovaná ve spektrálním rozsahu termokamery spolu s využitím spektrální odezvy detektoru dobře popisuje naměřenou závislost relativní intenzity C na teplotě T . Kalibrační křivky bez a s filtrem ND1 umožňují měření v rozsahu teplot od pokojové teploty do teploty $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$. Pro vyšší teploty už bude možné využít kalibraci dodanou dodavatelem termokamery.

Pro kalibraci naměřených hodnot je potřeba vždy určit teplotu místnosti, ve které se termokamera nachází. Z Planckova zákona (1) se poté určí relativní intenzita, která odpovídá pozadí. Tuto hodnotu je potřeba od naměřených dat odečíst. Tento postup zaručí eliminaci vlivu termokamery, která má sice chlazený detektor, v každém prostředí se ovšem může chladit různě či nedokonale.

Stejný integrační čas $t_{int} = 66 \mu s$ umožnil srovnání kalibračních křivek pro měření bez a s filtrem ND1. Podíl fitovacích konstant $G = (21,6 \pm 0,5) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a $G_{ND} = (1,7 \pm 0,7) \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ by měl vycházet 10, jelikož byl při měření použit filtr, který propouští desetinu dopadající intenzity záření. V tomto případě však podíl vyšel $\cong 12,7$. Z tohoto důvodu soudím, že by bylo vhodné kalibrační křivku bez filtru proměřit detailněji, čímž se zpřesní hodnota konstanty G a pozorovanou skutečnost potvrdí či vyvrátí. Alternativní vysvětlení tohoto pozorování může být kvalita filtru či závislost jeho tlumení na dopadající vlnové délce.

3.1.2 Mezikroužky

Při měření s mezikroužky byla pozorována vada objektivu, která se projevuje zakřivením hodnot relativní intenzity na okrajích obrazu – zobrazuje je nižší než ve středu obrazu. Na Obr. 35 je vidět, jak se intenzita mění. Z koncových bodů vynesných křivek je také vidět, že je obraz zkřivený.

Zakřivení obrazu termokamery bylo pozorováno vždy při měření s mezikroužky bez ohledu na pozorovanou teplotu, zaostření termokamery či využití filtru ND1. Proto se domnívám, že jde o problém způsobený mezikroužky. Jejich vložení do optické soustavy může způsobit změnu v průchodu paprsků objektivem a jejich fokusaci do jednoho místa.

Eliminace vady způsobené mezikroužky je možná pomocí korekce popsané v sekci 2.2.7. Určené pole pro korekci zakřivení a je aplikovatelné na libovolná naměřená data. Určené pozadí B je však vztažené ke konkrétnímu měření, zahrnuje v sobě vliv okolí, teplotu detektoru kamery a sklon, pod kterým termokamera pozoruje měřený objekt.

3.2 Dynamické měření

3.2.1 Kalibrace naměřených dat

Znalost kalibrační křivky a korekce zakřivení obrazu způsobené použitím mezikroužku umožňuje určení teplotního pole z naměřených relativních intenzit C . Pro správnost korekce je třeba před dynamickým měřením snímat nezahřátý vzorek a tím určit pozadí B . Tomuto pozadí B je poté třeba přiřadit teplotu místnosti změřenou jiným způsobem.

3.2.2 Vedení tepla v tenké fólii

3.2.2.1 Naměřené teplotní pole

Obr. 43 zachycuje vývoj naměřené teploty v čase. Z jednotlivých naměřených snímků je patrné, že difuze tepla probíhá ve vertikálním směru y mnohem rychleji než ve směru horizontálním x . Na prvním snímku v čase $t = 0$ ms můžeme pozorovat eliptický tvar laserového svazku, na všech ostatních už ale vidíme teplotní pole kruhově symetrické. Toto pozorování odpovídá toku tepla (18), který je závislý na gradientu teploty, který je ve vertikálním směru na počátku měření vyšší. To je dáno lepší fokusací ve vertikálním směru.

Po dobu $t = 6$ ms je možné pozorovat nehomogenní rozložení tepla. Tento jev je pravděpodobně zapříčiněn materiálem tenké fólie. Její povrchová porézní struktura oxidu hlinitého a čistého hliníku ve středu fólie vytváří nehomogenní anizotropní prostředí a kontakt různých materiálů s různou vodivostí tepla. V takové struktuře se proto teplo bude v různých směrech šířit různě rychle a efektivně. Na rozhraní také mohou vznikat defekty, které zabrání průchodu tepla a způsobí jeho akumulaci v jednom místě.

Na Obr. 45 je zaznamenán vývoj teploty v čase. Naměřená teplota fluktuuje, což je způsobeno fluktuací energie laseru výstřel od výstřelu.

3.2.2.2 Rozptyl teplotního pole

Na Obr. 44 je zobrazen vývoj rozptylu teplotního pole σ v horizontálním x a vertikálním y směru. Hodnota $\sigma_y = 1,64$ mm, která vyšla v čase $t = 0$ ms, odpovídá prvnímu naměřenému snímku. Na Obr. 44 je vidět, že toto rozložení teplot odpovídá začátku měření a projevuje se v něm oválný tvar samotného svazku, který je zobrazen na Obr. 42. V dalších časových snímcích už se teplotní pole díky rozdílné rychlosti difuze v horizontálním a vertikálním směru symetrizuje podle středu.

Z analýzy obrazu laserového svazku zobrazeného na Obr. 42 jsem určila rozptyl $\sigma_x = 0,68$ mm v horizontálním směru a $\sigma_y = 0,13$ mm ve vertikálním směru. Hodnoty určené z vývoje rozptylu vyšly $\sigma_x = (3,2 \pm 0,1)$ mm a $\sigma_y = (3,66 \pm 0,08)$ mm. Velký rozdíl v určených hodnotách naznačuje, že pomocí termokamery nebylo možné změřit změnu teploty v okamžiku, kdy laserový svazek interagoval s materiálem, ale bylo naměřeno teplotní pole po určité době vývoje teploty. Zároveň si můžeme všimnout, že rozptyl teplotního pole v čase $t = 0$ ms se výrazně odchyluje od předpovědi modelu. Z toho usuzuji, že model nelze aplikovat pro velmi krátké časy po příchodu impulsu. To je zřejmě dáno také tím, že laserový impuls je nanosekundový a model předpokládá okamžitou depozici energie, tedy δ -impuls. Od určitého času, kdy je už teplotní pole symetrické, však model funguje velmi dobře. Fit modelu tedy dobře popisuje ustálené vedení tepla pro delší časy. Pro velmi krátké časy (< 200 μ s), tedy v době bezprostředně po příchodu impulsu, kdy je dynamika vedení tepla silně nerovnovážná, jej nelze dobře aplikovat. Po této úvaze jsem tedy jako výchozí stav modelu neuvažovala původní tvar svazku, ale ustálený profil, jehož rozměry plynou z fitu rozptylu pro čas $t = 0$ ms.

3.2.2.3 Přibližné řešení rovnice vedení tepla

Řešení rovnice vedení tepla v tenké fólii na přední (30) a zadní (31) straně je závislé na několika volných parametrech: T_{max} , α a l_{at} . Parametr T_{max} určuje maximální změnu teploty na čelní straně fólie. Druhé dva parametry souvisí s vlastnostmi materiálu, resp. s vlnovou délkou laserového záření, které je v látce absorbováno. Koeficient tepelné difuze α popisuje, jak rychle je teplo vedeno v materiálu, absorpční délka l_{at} popisuje, v jaké vzdálenosti od povrchu je absorbována většina dopadajícího záření.

Vzhledem ke složité kompozici vzorku (povrch vzorku je tvořen zoxidovaným porézním hliníkem, zatímco v jeho středu je čistý hliník) bylo třeba získané přibližné řešení rovnice vedení tepla modifikovat a zohlednit rozdílnou tepelnou difuzi v podélném a příčném směru. Za koeficient tepelné difuze v příčném směru jsem dosadila hodnotu $\alpha = (34,1 \pm 0,7) \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ změřenou z rozptylů, v podélném směru jsem koeficient α_z ponechala jako volný parametr.

Fitováním naměřených hodnot vyšly hodnoty $T_{max} = (22,8 \pm 0,3) \text{ K}$, $\alpha_z = (0,044 \pm 0,003) \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, $l_{at} = (0,21 \pm 0,02) \text{ mm}$.

Maximální teplota tenké fólie vyšla $T_{max} = (22,8 \pm 0,3) \text{ K}$. Takto nízká teplota neodpovídá intenzitě laseru ani pozorované ablaci materiálu. Její velikost však dává smysl z hlediska ustáleného vedení tepla. Rozdílná hodnota rozptylů určená z profilu svazku a z naměřeného teplotního pole naznačuje, že už na prvním naměřeném snímku je teplota ve vzorku významně rozprostřena v materiálu, ne jen v oblasti interakce laserového svazku s materiálem. Určená maximální teplota T_{max} proto odpovídá teplotě v delších časech, kdy už je teplotní pole významně rozprostřeno v objemu materiálu a model je schopen toto pole popsat.

Koeficienty tepelné difuze se v podélném a příčném směru liší o tři řády. Přestup tepla v podélném směru je mnohem menší, což může být způsobeno nutností přestupu tepla skrz rozhraní materiálů s rozdílnými vlastnostmi. Šíření v příčném směru odpovídá šíření tepla v homogenním prostředí a probíhá proto mnohem rychleji, řádově srovnatelně s koeficientem tepelné difuze v hliníku, který se nachází uprostřed fólie.

Hodnota parametru $l_{at} = (0,21 \pm 0,02) \text{ mm}$ by se měla pohybovat v řádu jednotek nanometrů. Určená hodnota se od té očekávané velmi liší, opět kvůli tomu, že řešení vlnové rovnice nedokáže dobře popsat nerovnovážený vývoj teplotního pole bezprostředně po příchodu impulsu, nýbrž v delších časech. Parametr l_{at} proto pouze popisuje efektivní rozdělení teploty v hloubi materiálu.

Všechny fitované parametry, včetně parametrů získaných z rozptylů, se tedy vztahují k ustálenému stavu, kdy se vedení tepla již odehrává bez prudkých změn. Množství tepla deponované v materiálu lze odhadnout ze vztahu:

$$Q = mc\Delta T = \rho Vc\Delta T = \rho S D c \Delta T, \quad (46)$$

kde ρ je průměrná hustota materiálu fólie, S je efektivní plocha teplotního pole, D je tloušťka fólie, c je měrná tepelná kapacita materiálu fólie a ΔT je maximální změna teploty na povrchu materiálu.

Deponované teplo Q je dané průměrnou energií v jednom laserovém impulzu $E = 730 \text{ mJ}$. Hustota hliníkové fólie je $\rho = (2977 \pm 5) \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Efektivní plochu S lze získat z nafitovaných rozptylů teplotního pole (39) a (40) v čase $t = 0$:

$$S = 2\pi\sigma_x\sigma_y. \quad (47)$$

Z určených rozptylů $\sigma_x = (3,2 \pm 0,1) \text{ mm}$ a $\sigma_y = (3,66 \pm 0,08) \text{ mm}$ vychází efektivní plocha $S = (74 \pm 4) \text{ mm}^2$. Tloušťka fólie je $D = 50 \text{ }\mu\text{m}$. Měrná tepelná kapacita anodizovaného oxidu hlinitého Al_2O_3 je $c = 0,860 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$ [27] a je srovnatelná s měrnou tepelnou kapacitou hliníku $0,897 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$ [28]. Ze vztahu (46) lze určit změnu teploty $\Delta T = (76,8 \pm 0,1) \text{ K}$. Při zohlednění odrazivosti hliníkové fólie $R = 16,2\%$ pro vlnovou délku $\lambda = 248 \text{ nm}$ vychází změna teploty $\Delta T = (62,4 \pm 0,1) \text{ K}$.

Tato hodnota se neshoduje s maximálním určeným rozdílem teplot ve středu $T_{max} = (22,8 \pm 0,3) \text{ K}$, který byl získaný z modelu. Určená hodnota $\Delta T = (62,4 \pm 0,1) \text{ K}$ je však pouze horním odhadem; neuvažuje, že při rychlém zahřátí materiálu dochází k ablaci materiálu

a vzniku plazmatu, které v důsledku expanze povrch ochlazuje. Ochlazení v důsledku expanze plazmatu je pozorovatelné v raných časech po příchodu impulsu, kdy je ve středu teplotního pole patrné lokální minimum. Zároveň se přední strana fólie ochlazuje zářením a okolním vzduchem, což taktéž není v odhadu zahrnuto. Proto bude celková energie deponovaná v objemu $S \cdot D$ menší než energie impulsu, a tím i změna teploty. Modelový odhad maximální změny teploty $T_{max} = (22,8 \pm 0,3)$ K je realistický, avšak v časech, kdy je vedení tepla ustálené. Samotný impuls zcela jistě zvýší lokální teplotu mnohem více.

3.2.2.4 Řešení rovnice vedení tepla mimo střed laserového svazku

Na Obr. 48 a Obr. 49 je zaznamenán vývoj teploty v tenké fólii v různých pozicích (x , y) měřeného obrazu. Fitování naměřených dat funkcí (44) prokázalo, že je model schopný popsat vývoj teploty v celém pozorovaném obrazu. Určené fitovací konstanty jsou zaznamenány v Tab. 4 a Tab. 5. Vyšlé konstanty α_z i l_{at} vykazují klesající tendenci s rostoucí vzdáleností od středu svazku. Zpomalující prostup tepla je způsoben menším gradientem teploty. Naopak určený maximální rozdíl teplot T_{max} roste. Vysvětlení tohoto jevu spočívá právě ve vzdálenosti od středu laserového svazku. V místě interakce svazku s materiálem vzniká velký gradient teploty a teplo se šíří tak rychle, že není možné termokamerou detekovat nerovnovážné počáteční děje, které se odehrávají v řádu nano až pikosekund. Určená maximální teplota proto odpovídá až ustálenému vedení tepla, jak bylo popsáno výše. Šíření tepla ve fólii, tedy prostředí s odporem, způsobuje, že se informace o počátečním vývoji ve středu svazku roztáhne v čase. Vyšší naměřená teplota T_{max} proto odpovídá počátečnímu ohřevu, který ve středu termokamerou pozorovat nemůžeme.

3.2.3 Vedení tepla v tenké fólii při jejím umístění mimo fokus laseru

Na Obr. 54 je vyneseno naměřený vývoj teploty na zadní straně tenké fólie pro případ umístění fólie mimo fokus laserového svazku. Jsou zde vyneseny první tři laserové impulzy dopadající na stejné místo. Z grafu i hodnot fitovací konstanty T_{max} je patrné, že pro každý následující pulz docházelo k nárůstu maximální dosažené teploty. To může být způsobeno buď nedokonalým vychladnutím fólie mezi jednotlivými impulzy, nebo ztenčováním fólie v důsledku ablace čelní strany.

Konstanty příslušící jednotlivým impulzům je obtížné srovnávat mezi sebou, jelikož při ozařování dochází k postupné ablaci materiálu a teplo se šíří jiným prostředím.

3.2.4 Srovnání vývoje teploty ve fokusu svazku a mimo fokus

Obr. 55 ukazuje rozdílný vývoj teploty na zadní straně hliníkové fólie, pokud je umístěna ve fokusu laserového svazku a 1,5 cm před fokusem. Z křivek je patrné, že při umístění ve fokusu je vzorek zahřátý na vyšší teploty. To dokazují i získané konstanty $T_{max} = (22,8 \pm 0,3)$ K ve fokusu a $T_{max} = (18,9 \pm 0,2)$ K mimo fokus. Pokud je fólie mimo fokus laserového svazku, celková energie laserového svazku je distribuována na větší plochu a nedosahuje tak velkých intenzit.

4 Závěr

V teoretické části práce jsou shrnuty základní charakteristiky interakce intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou a její možné následky. Jsou představeny podmínky, kdy interakci provází tavení, jiné fázové přeměny a až eroze materiálu. Mechanismy těchto procesů mohou být různé. Zde se zaměřujeme na rozdíly mezi desorpcí a ablací a jejich tepelným a netepelným charakterem. V této části práce jsou popsány jak teoretické, tak experimentální metody a přístupy ke studiu rozdílů mezi tepelnými a netepelnými účinky krátkovlnného laserového záření. Hlavním cílem je zde stanovení podílu termalizované (disipované) části energie laserového svazku deponované ve vzorku. Interakce intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou vede ke vzniku prohřáté husté hmoty (WDM). Jedná se o prostředí s vysokými hustotami, ale, v porovnání s ideálním (srážkovým) plazmatem, s nízkými teplotami dosahujícími maximálně desítek elektronvoltů. Vzniklý stav hmoty je velmi nestabilní a rychle zaniká. Jeho studium v reálném čase je experimentálně náročné. Lze ho těž jen obtížně teoreticky popsat a přesné modely chybí. Z tohoto důvodu jsou experimenty nutné pro potvrzení teorií a podpoření počítačových simulací. Při experimentech se využívají tlusté stlačené terče či diamantové kovadliny, které umožní WDM udržet po delší dobu a zkoumat složitější přeměny látky na jiné fázové struktury.

Při interakci dostatečně intenzivního záření s pevnou látkou vzniká také prohřátá hustá hmota. Předaná energie záření narušuje strukturu látky. Neméně důležité je však také poškození látky předaným teplem. Oba procesy materiál poškozují a ke správnému vyhodnocení je třeba znát kromě parametrů záření také množství tepla uvolněného ve vzorku v průběhu ozařování i po něm. K měření teploty v průběhu experimentu se využívá více metod. Jde o měření elektrická, optická a ta, využívající nepružného rozptylu rtg. záření v materiálu. Při sestavování energetické bilance se nelze zaměřit pouze na ohřev látky způsobený laserem. Musíme vzít v potaz i další vlivy. Musíme ocenit a uvažovat také tepelné zabarvení chemických reakcí a strukturních přeměn, jež může být exotermní nebo endotermní.

Experimentální část práce popisuje měření provedená termokamerou FLIR A6700sc detekující infračervené záření o vlnové délce 1 – 5 μm . První statická měření osvědčila způsobilost termokamery k dalším měřením. Pomocí kalibrační destičky jsme stanovili kalibrační křivku přepočítávající naměřenou relativní intenzitu tepelného záření na teplotu do 500 °C.

Další série statických měření využívala mezikroužky – komponenty termokamery zvětšující vzdálenost mezi čočkou termokamery a detektorem záření. Tím zkracují pracovní vzdálenost a zvyšují zvětšení. Jejich využití umožní měřit termokamerou rozložení teplot na malé plošce velikostí odpovídající stopě fokusovaného laserového svazku na povrchu terče. Měření s mezikroužky a filtrem ND1 ukázalo vadu objektivu. Pro mezikroužky D_3 a D_4 pro zaostření na blízko a na dálku pak byla stanovena korekce vady zobrazení.

Dále bylo provedeno dynamické měření využívající termokamery ke sledování vývoje teplotního pole vyvolaného zahříváním hliníkové fólie impulzy KrF excimerového laseru. Termokamera sledovala časové změny plošného rozložení teplot na zadní straně vzorku. Pomocí mezikroužků bylo možné detailně pozorovat vývoj teploty v celé stopě svazku a jejím okolí na milisekundové časové škále. Touto termokamerou nelze pozorovat děje nanosekundové a kratší odehrávající se v průběhu ozáření vzorku nanosekundovým impulzem a bezprostředně po něm. Přibližné řešení rovnice vedení tepla v tenké fólii umožnilo popsat vývoj teploty v libovolném místě měřeného teplotního pole na odvrácené straně terče, avšak pouze v delších časech, kdy se vedení tepla ustálí a již nedochází k náhlým změnám.

Tato práce prokázala možnost využití termokamery k měření šíření tepla v materiálu terče ozářeného UV laserem v delších časech. Další experimenty s termokamerou již mohou sloužit ke studiu dynamických tepelných procesů odehrávajících se v homogenních a tenčích vzorcích. Pomocí vhodného zdroje záření lze zkoumat reakci materiálu na zvyšující se teplotu ohřevu či prostudovat závislost vedení tepla na intenzitě laserového svazku. Vliv na výsledky může mít také provedení interakčních experimentů ve vakuu, které je pro práci s XUV/rtg. lasery nutné. Vyhodnocení takových experimentů si v budoucnu vyžádá zahrnutí do teoretického popisu i ztráty tepelným zářením a ztráty způsobené jinými procesy (např. endotermickými reakcemi a strukturními fázovými přeměnami), aby bylo možno plně kvantifikovat podíl termalizované energie z celkové energie deponované laserovým impulzem v terči. Řešení rovnice vedení tepla v tenké fólii si pak pravděpodobně vyžádá numerické řešení. Dosáhnout analytického řešení by již bylo neúměrně obtížné, ne-li nemožné.

5 Literatura

- [1] B. Rus, T. Mocek, M. Kozlová, A. R. Prag, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros a D. Joyeux. Rentgenový laser: Nový nástroj fyzikálního výzkumu, *Československý časopis pro fyziku*, 52, 9 (2002).
- [2] Vrbová M. et al. *Úvod do laserové techniky*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1994. ISBN 80-01-01108-9.
- [3] *Astronomy & Astrophysics* [online]. The University of Iowa. [cit. 9.7.2021]
Dostupné z: http://astro.physics.uiowa.edu/~kaaret/heastro10s/L02_detect.pdf
- [4] Bergh M. *Interaction of Ultrashort X-ray Pulses with Material*. Uppsala, 2007. PhD Thesis. Uppsala Universitet.
- [5] Kuglerová Z. *Tepelné a netepelné projevy interakce intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou*. Praha, 2020. Výzkumný úkol. ČVUT v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská.
- [6] N. Medvedev, M. Kopecký, J. Chalupský and L. Juha. Femtosecond x-ray diffraction can discern nonthermal from thermal melting. *Physical Review B*, 99, 100303 (2019).
- [7] D. D. Ryutov. Thermal stresses in the reflective x-ray optics for the Linac Coherent Light Source. *Review of Scientific Instruments*, 74, 3722 (2003).
- [8] T. Burian, J. Chalupský, V. Hájková, M. Toufarová, V. Vorlíček, S. Hau-Riege, J. Krzywinski, J.D. Bozek, C. Bostedt, A. T. Graf, U. F. Jastrow, S. Kreis, R.A. London, M. Messerschmidt, S. Moeller, R. Sobierajski, K. Tiedtke, M. de Grazia, T. Auguste, B. Carré, S. Guizard, H. Merdji, N. Medvedev, and L. Juha. Subthreshold erosion of an organic polymer induced by multiple shots of an X-Ray free-electron laser. *Physical Review Applied*, 14, 034057 (2020).
- [9] R. Sobierajski, I. Jacyna, P. Dłużewski, M. T. Klepka, D. Klinger, J. B. Peřka, T. Burian, V. Hájková, L. Juha, K. Saksl, V. Vozda, I. Makhotkin, E. Louis, B. Faatz, K. Tiedtke, S. Toleikis, H. Enkisch, M. Hermann, S. Strobel, R. A. Loch and J. Chalupský. 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, 15468-15477 (2016).
- [10] K. Jungwirth, M. Bittner, L. Juha, V. Kmetík, J. Kodymová, J. Krása, T. Mocek, O. Renner, K. Rohlena, B. Rus., P. Straka a J. Ullschmied. Fyzika vysokých hustot energie, *Československý časopis pro fyziku*, 55, 375 (2005).
- [11] K. Falk. Experimental methods for warm dense matter research. *High Power Laser Science and Engineering*, 6, e59 (2018).
- [12] A. Ng, T. Ao, F. Perrot, M. W. C. Dharma-Wardana and M. E. Foord. Idealized slab plasma approach for the study of Warm Dense Matter . *Laser and Particle Beams*, 23, 527-537 (2005).
- [13] J. Meza-Galvez, N. Gomez-Perez, A. S. Marshall, A. L. Coleman, K. Appel, H. P. Liermann, M. I. Mahon, Z. Konôpková and R. S. McWilliams. Thermomechanical response of thickly tamped targets and diamond anvil cells under pulsed hard x-ray irradiation. *Journal of Applied Physics*, 127, 195902 (2020).

- [14] R. J. Husband, R. S. McWilliams, E. J. Pace, A. L. Coleman, H. Hwang, J. Choi, T. Kim, G. Ch. Hwang, O. B. Ball, S. H. Chun, D. Nam, S. Kim, H. Cynn, V. B. Prakapenka, S.-H. Shim, S. Toleikis, M. I. McMahon, Y. Lee and H.-P. Liermann. X-ray free electron laser heating of water and gold at high static pressure, *Communications Materials*, 2, 61 (2021).
- [15] F. Ladieu, Ph. Martin and S. Guizard. Measuring thermal effects in femtosecond laser-induced breakdown of dielectrics. *Applied Physics Letters*, 81, 957-959 (2002).
- [16] A. Y. Vorobyev and C. Guo. Nanochemical effect in femtosecond laser ablation of metals. *Applied Physics Letters*, 102, 074107 (2013).
- [17] Gross, B. *Měření vysokých teplot*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1962.
- [18] *The ultimate infrared handbook for R&D professionals* [online]. FLIR AB. [cit. 25.11.2019].
Dostupné z WWW: www.flirmedia.com/MMC/THG/Brochures/T559243/T559243_EN.pdf
- [19] J. Martan, N. Semmar and O. Cibulka. Precise nanosecond time resolved infrared radiometry measurements of laser induced silicon phase change and melting front propagation. *Journal of Applied Physics*, 103, 084909 (2008).
- [20] J. Martan, O. Cibulka, N. Semmar. Nanosecond pulse laser melting investigation by IR radiometry and reflection-based methods. *Applied Surface Science*, 253, 1170-1177 (2006).
- [21] E. Principi, C. Ferrante, A. Filipponi, F. Bencivenga, F. D'Amico, C. Masciovecchio and A. Di Cicco. a method for estimating the temperature in high energy density free electron laser experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 621, 643-649 (2010).
- [22] E. Principi, R. Cucini, A. Filipponi, A. Gessini, F. Bencivenga, F. D'Amico, A. Di Cicco and C. Masciovecchio. Determination of the ion temperature in a stainless steel slab exposed to intense ultrashort laser pulses. *Physical Review Letters*, 109, 025005 (2012).
- [23] P. Lin, B. Falk, M. Jang and J. V. Crivello. Study of laser-induced photopolymerizations by optical pyrometry. *Macromolecular Chemistry and Physics*, 205, 2040-2047 (2004).
- [24] A. Descamps, B. K. Ofori-Okai, K. Appel, V. Cerantola, A. Comley, J. H. Eggert, L. B. Fletcher, D. O. Gericke, S. Göde, O. Humphries, O. Karnbach, A. Lazicki, R. Loetzsch, D. McGonegle, C. A. J. Palmer, C. Plueckthun, T. R. Preston, R. Redmer, D. G. Senesky, C. Strohm, I. Uschmann, T. G. White, L. Wollenweber, G. Monaco, J. S. Wark, J. B. Hastings, U. Zastrau, G. Gregori, S. H. Glenzer and E. E. McBride. An approach for the measurement of the bulk temperature of single crystal diamond using an X-ray free electron laser. *Scientific Reports*, 10, 14564 (2020).
- [25] F. Kaminaga, S. Sato and Y. Okamoto. Evaluation of gap heat transfer between boron carbide pellet and cladding in control rod of FBR. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 29, 121-130 (1992).
- [26] *Spectral response curves of various photonic sensors* [online]. FLIR. [cit. 26.3.2021]
Dostupné z: https://flir.custhelp.com/app/answers/detail/a_id/3634/~spectral-response-curves-of-various-photonic-sensors
- [27] *Blackout and laser safety materials* [online]. Thorlabs. [cit. 13.4.2021]
Dostupné z: www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=190&pn=BKF12
- [28] B. Abad, J. Maiz and M. Martin-Gonzalez. Rules to determine thermal conductivity and density of anodic aluminium oxide (AAO) membranes. *The Journal of Physical Chemistry C*, 120(10), 5361-5370 (2016).

[29] *Aluminum* [online]. eFunda. [cit. 14.7.2021]

Dostupné z: www.efunda.com/materials/elements/HC_Table.cfm?Element_ID=Al