



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Martin Bušina

**Teplotní závislost optického přepínání
antiferomagnetu CuMnAs**

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Lukáš Nádvorník, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Praha 2024

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Chtěl bych poděkovat svému vedoucímu práce RNDr. Lukáši Nádvorníkovi, Ph.D. za profesionální a zároveň trpělivé vedení práce a též za cenné připomínky k textu.

Dále bych chtěl poděkovat svému konzultantovi Mgr. Peteru Kubaščíkovi za nespočet praktických rad při měření, zpracování a interpretaci dat a vypracování práce, chci mu též poděkovat za to, že mi při měřeních dělal společnost.

Nakonec bych chtěl poděkovat své rodině a přátelům za podporu a trpělivost při bakalářském studiu i vypracování této práce.

Název práce: Teplotní závislost optického přepínání antiferomagnetu CuMnAs

Autor: Martin Bušina

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Lukáš Nádvorník, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: CuMnAs je antiferromagnet, u kterého již dříve byla demonstrována možnost zápisu a čtení informace pomocí krátkých elektrických, či optických pulzů. Tento zápis se projevuje přepínáním mezi různými rezistivními stavy materiálu. V této práci byly prozkoumány otázky ohledně optického zápisu a bezkontaktního vyčítání pomocí THz pulzů při vyšších teplotách vzorku. Pomocí detailní optimalizace kontroléru ohříváče pro jednotlivé teploty vzorku byly změřeny teplotní závislosti přepínaného odporu CuMnAs. Z nich byly extrahovány relaxační časy, prahové fluence a velikosti switchovacích oken v závislosti na teplotě. Ze závislosti relaxačních časů byla extrapolována vhodná teplota a vhodné podmínky pro budoucí pump-probe experiment.

Klíčová slova: CuMnAs, antiferromagnet, THz spektroskopie, optické přepínání, spintronika

Title: Temperature dependence of optical switching in CuMnAs antiferromagnet

Author: Martin Bušina

Department: Department of chemical physics and optics

Supervisor: RNDr. Lukáš Nádvorník, Ph.D., Department of chemical physics and optics

Abstract: CuMnAs is an antiferromagnet in which the possibility of writing and reading information using short electrical or optical pulses has already been demonstrated. This recording represents a switching between different resistive states of the material.

In this work, the issues of optical writing and contactless readout using THz pulses at higher than room sample temperatures were investigated. Using detailed optimization of the heater controller for individual sample temperatures, the temperature dependences of the switched resistance of CuMnAs were measured. Relaxation times, threshold fluences, and switching window sizes were extracted from these dependences as a function of temperature. A suitable temperature and suitable conditions for a future pump-probe experiment were extrapolated from the dependence of relaxation times.

Keywords: CuMnAs, antiferromagnet, THz spectroscopy, optical switching, spintronics

Obsah

Úvod	6
1 Teorie přepínání zamrzlého stavu	7
1.1 Antiferromagnetismus	7
1.2 Antiferromagnety manipulovatelné magnetickým polem	7
2 Metodika	12
2.1 Detekce THz záření	12
2.2 Nepřímé měření THz odporu pomocí THz svazku	13
2.3 Experimentální Setup	13
2.4 Zpracování switchovacích křivek	15
2.5 Odhad pálení	16
2.6 Teplotní kontrola	17
2.6.1 Způsob hledání optimálních parametrů	18
2.7 Cíle práce	19
3 Výsledky	20
3.1 Porovnání optimálních PID parametrů s výchozími	20
3.2 Switchování v závislosti na teplotě	21
3.3 Vývoj parametrů přepínání v závislosti na teplotě	24
4 Diskuze	28
Závěr	30
Literatura	31
A Přílohy	34
A.1 Průběhy teplot při různých PID parametrech	34
A.2 Průběhy switchování	35
A.3 Fluenční charakteristiky	37
A.4 Výsledky trojbodové metody	39

Úvod

Spintronika se zabývá vývojem součástek, které využívají spin elektronu k uložení a zpracování informace, jako alternativu vůči tradiční elektronice, či její rozšíření [1]. Existují úzké spojitosti mezi spinem a magnetismem, proto spintronická zařízení často pracují s magneticky uspořádanými látkami. Zatím se využití těší především ferromagnetické materiály, kvůli jednodušší metodě zápisu informace [2].

Antiferromagnetické látky byly dlouho považované za prakticky nevyužitelné kvůli obtížnosti zápisu informace, jelikož známé metody vyžadovaly k zápisu vysoké magnetické pole (typicky v řádu desítek Tesla) [3]. Nedávno však bylo objeveno několik jevů, kterými lze dosáhnout zápisu informace jednoduššími a dostupnějšími metodami, což vzbudilo zájem o výzkum této kategorii magnetických materiálů ve spintronice.

V této práci se dále zabýváme jevem nazývaným Quench switching [4], který lze využít pro zápis informace do tenké vrstvy CuMnAs s relativně vysokým signálem (na úrovni jednotek až desítek procent), což je jedna z důležitých vlastností pro potenciální využití. Konkrétně se budeme zabývat teplotní závislostí tohoto jevu. Tato závislost byla studovaná již dříve pomocí elektrických, či elektro-optických měření [5]. Přínos této práce je v tom, že závislost bude vyšetřena bezkontaktně pomocí THz pulzů.

Cílem práce je prozkoumat problematiku okolo měření quench switchování na vyšších teplotách, což otevře dveře pro navazující výzkum časové dynamiky přepínání pomocí pump-probe experimentu. Nejdříve prozkoumáme možnosti teplotní kontroly, kterou využijeme v experimentu. Z měření extrahujeme několik důležitých parametrů switchování, které porovnáme s dřívějšími měřeními. Nakonec navrhneme podmínky pro potenciální pump-probe experiment.

1 Teorie přepínání zamrzlého stavu

1.1 Antiferromagnetismus

Magnetické uspořádání je výsledkem vzájemné výměnné interakce mezi atomy s nenulovým celkovým momentem [6]. Na velikost celkového momentu hybnosti atomu má vliv především elektronová konfigurace atomu. Základní stav magnetického uspořádání v krystalu se liší v závislosti na síle a typu interakce. Například existuje paralelní (ferromagnetické) a antiparalelní (antiferromagnetické) uspořádání [7, 6, 8]. Kvůli paralelnímu magnetickému uspořádání sousedních atomů se ferromagnetické materiály mohou vyznačovat vnějším makroskopickým magnetickým polem, zatímco u antiferromagnetů jsou magnetické momenty atomů vždy plně navzájem kompenzované, a proto nemají žádné makroskopické pole.

U feromagnetik lze pozorovat, že při konečných rozměrech se materiál rozdělí na několik oblastí se shodnou orientací magnetických momentů, jelikož toto uspořádání je energeticky výhodnější [8]. U antiferromagnetických materiálů dochází k podobnému fenoménu, ale jelikož součet všech magnetických momentů je vždy nulový, tak jsou tyto antiferromagnetické domény definované jinak. Pro jednoduchost lze uvažovat kolineární antiferromagnet, u kterého jsou antiparalelní momenty orientovány rovnoběžně. V tomto případě je možné rozdělit krystalickou mřížku na 2 podmřížky podle orientace magnetického momentu atomu, specificky na orientaci nahoru a dolů. Tyto dvě podmřížky mají navzájem opačnou magnetizaci, jelikož se jedná o antiferromagnetický materiál. Dále definujeme Néelův vektor [7]:

$$\vec{L} = \vec{M}_{\uparrow} - \vec{M}_{\downarrow}, \quad (1.1)$$

kde \vec{M}_{\uparrow} je magnetizace podmřížky s horní orientací a \vec{M}_{\downarrow} je magnetizace s dolní orientací. S pomocí Néelova vektoru můžeme definovat orientaci antiferromagnetických domén. Hranice domén v antiferromagnetech se tvoří často kvůli přítomnému napětí v materiálu, či kvůli poruchám krystalické mřížky [9]. Pro antiferromagnety existuje kritická teplota tzv. Néelova teplota, nad kterou materiál přechází do paramagnetického stavu [8] [7].

V nynější době se pro zápis a čtení informace využívají feromagnetika především díky jednoduché manipulaci s magnetizací pomocí vnějšího magnetického pole (a tím i jednoduchým zápisem informace). Potenciálními výhodami antiferromagnetik je právě to, že jsou ve srovnání s antiferromagnetiky o mnohem více robustní vůči vnějšímu magnetickému poli. Dále kvůli síle výměnné interakce je možná až THz dynamika zápisu informací [4]. Další výhodou je ta, že antiferromagnetika pokrývají velkou škálu materiálů od vodičů až po nevodivé materiály [5].

1.2 Antiferromagnety manipulovatelné magnetickým polem

Zápis informace bez aplikace silného magnetického pole není možný u všech antiferromagnetů, ale nedávno byl demonstrován reprodukovatelný a vratný způ-

sob, jak tohoto cíle dosáhnout u vybrané skupiny materiálů. Do této skupiny patří Mn_2Au [10], $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, NiO [11] a CuMnAs .

Pro CuMnAs a Mn_2Au lze využít pro zápis informace jev *Néel spin orbit torque* (NSOT), který byl demonstrován pro CuMnAs v [12]. NSOT je způsoben spin-orbitální interakcí magnetických momentů antiferomagnetika a momentu hybnosti elektrického proudu, který prochází vzorkem. Podmínkou pro tento jev je, že inverzně symetrická krystalická mřížka antiferomagnetika musí mít v každé magnetické podmřížce narušenou inverzní symetrii [13]. V tomto případě interakce působí na podmřížky s magnetizacemi \vec{M}_\downarrow a \vec{M}_\uparrow přesně opačně, což vede k natočení Néelova vektoru. Takto zapsanou informaci lze následně změřit jako příčnou složku anizotropní magnetorezistence [12]. Bohužel změna odporu je maximálně v rámci desetin procenta. U CuMnAs byl nedávno demonstrován způsob, jak zapsat informaci s mnohem větším signálem. Tímto efektem je *Quench switching* [5].

Quench switching (dále switchování či přepínání) je magnetický jev, který nastává při vystavení tenké vrstvy CuMnAs dostatečně intenzivnímu elektrickému či optickému pulzu. Makroskopicky se projevuje prudkým nárůstem odporu (za pokojové teploty může dosahovat až 20 % [5]), který poté následně relaxuje na původní hodnotu. Nárůst odporu je daný 4 různými komponentami: normální (s relaxačním časem v řádu jednotek s), negativní rychlá (~ 100 ms), ultra-rychlá (~ 10 ms) a pomalá (do ~ 100 s) komponenta [7]. Charakteristické relaxační časy jsou uvedené pro pokojovou teplotu.

Pro měření v této práci bude nejrelevantnější pouze normální komponenta, jelikož je nejsilnější a její relaxační čas odpovídá měřeným časovým intervalům. Relaxační závislost odporu na čase lze popsat pomocí tzv. *stretched exponential function* [7]:

$$R(t) = R_0 + \Delta R \exp - \left(\frac{t}{\tau} \right)^{3/5}, \quad (1.2)$$

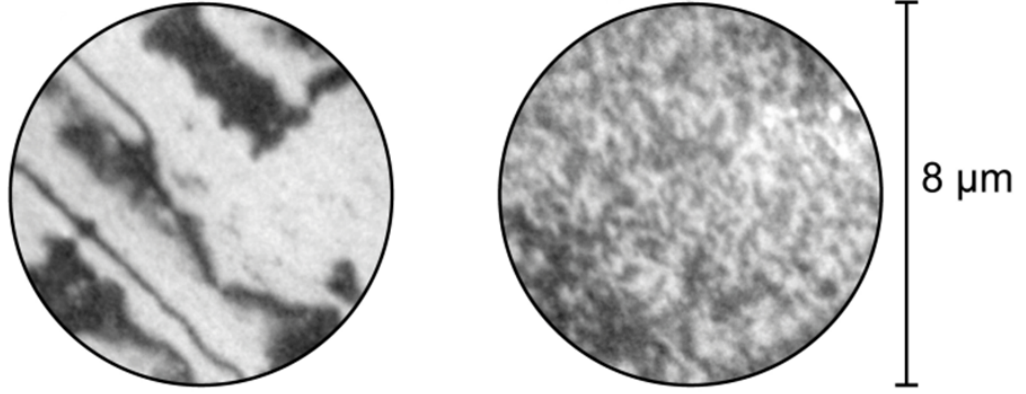
kde $R(t)$ je časový průběh elektrického odporu, R_0 je rovnovážný odpor před dopadem excitačního pulzu, ΔR je rozdíl mezi základním a maximálním odporem, t je čas a τ je relaxační doba. Ve vztahu (1.2) se předpokládá, že počátek časové osy odpovídá momentu přepnutí.

V mikroskopickému popisu je třeba se vrátit k doménám v antiferomagnetiku. Za normálních okolností tyto domény mají typicky velikost v řádu jednotek až desetin μm [14]. Po aplikování dostatečně silného pulzu dojde k tzv. nanofragmentaci domén, což znamená, že existující domény se rozpadnou na mnoho menších domén, které mají velikost řádu desítek nm [7]. Tuto skutečnost lze vidět na obr 1.1. Dodnes není jasné, jakým mechanismem dochází k rozbití domén a jak to souvisí s nárůstem odporu, což komplikuje teoreticky předpovědět dynamiku.

Quench switching má výraznou nelineární závislost na fluenci. Nejprve je vhodné si připomenout definici fluence F :

$$F = \frac{E_1}{S_I}, \quad (1.3)$$

kde E_1 je dopadající energie v jednom pulzu a S_I obsah plochy, na kterou dopadá světlo. Energie na jeden pulz je rovna výkonu laseru poděleného frekvencí laseru. Fluence bude v této práci normována na obsah kruhu o průměru rovnému



Obrázek 1.1 Nanofragmentace domén v tenké vrstvě CuMnAs, pozorovaná metodou XMLD-PEEM. Černá a bílá barva odpovídá různým orientacím Néelova vektoru. Vlevo orientace domén před příchodem excitačního pulzu, vpravo po dopadu pulzu. Převzato z [7]

FWHM dopadajícího excitačního svazku. V této práci budeme definovat FWHM jako plnou šířku v polovině maxima intenzity gaussovského svazku, jelikož intenzita ($\propto F$) světla je více relevantní než intenzita elektrického pole pro pozorovaný jev. Díky tomuto bude možné fluenci jednoduše spočítat ze vztahu:

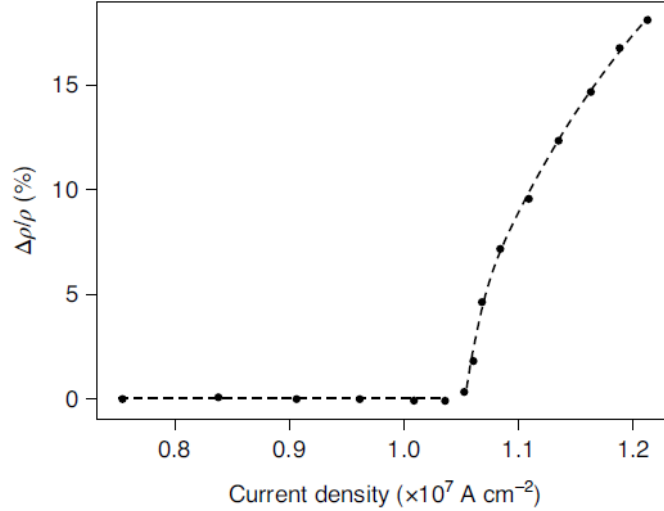
$$F = \frac{4P}{\pi f W_{FWHM}^2}, \quad (1.4)$$

kde P je výkon svazku, W_{FWHM} je FWHM a f je frekvence laseru.

Jestliže vykreslíme hodnoty signálu v závislosti na fluenci, tak dostaneme fluenční charakteristiku. Fluenční charakteristiku lze popsat vztahem [15]:

$$F = \begin{cases} a \ln^2 \frac{F}{F_{th}} & \text{pro } F > F_{th} \\ 0 & \text{pro } F < F_{th}, \end{cases} \quad (1.5)$$

kde a je konstanta úměrnosti a F_{th} je prahový výkon switchování. Vztah je výrazně nelineární ve fluencích, což se vyznačuje tím, že pro podprahové fluence nedochází téměř k přepínání, ale po překročení prahové fluence switchovací amplituda prudce roste viz obr. 1.2.



Obrázek 1.2 Výrazně nelineární závislost rezistivity přepínání na aplikované hustotě elektrického proudu. Hodnoty rezistivity jsou normované na rovnovážnou hodnotu. Převzato z [5]

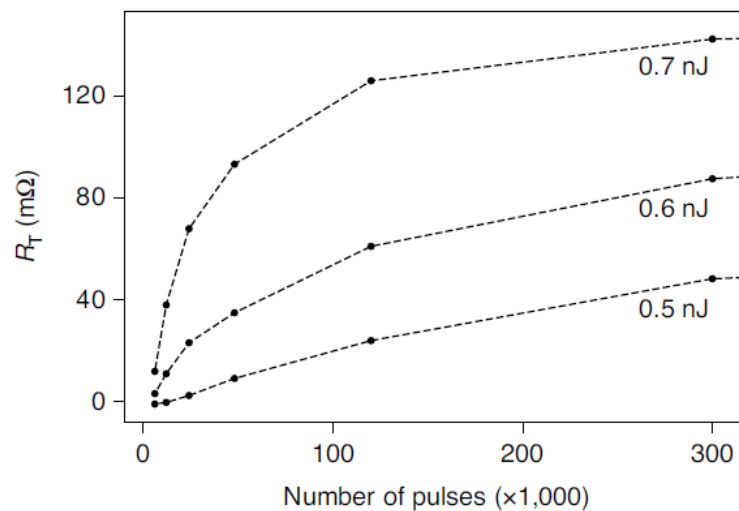
Jestliže má vzorek vyšší teplotu, tak relaxuje do původního stavu výrazně rychleji (několikanásobně-krát rychleji při posunu pouze několika jednotek stupňů). Pro relaxační dobu τ v závislosti na teplotě platí [5]:

$$\tau = t_p \exp \frac{U_A}{k_B \mathcal{T}}, \quad (1.6)$$

kde \mathcal{T} je termodynamická teplota, k_B je Boltzmanova konstanta, U_A je aktivační energie a t_p je charakteristický čas. Pro normální komponentu byla extrahována aktivační energie $U_A=0,8$ eV a charakteristický čas $t_p=0,3$ ps v předchozí práci [7].

Z této teplotní závislosti relaxace vychází tzv. mazání zápisu. Jestliže vzorek je přepnutý a v průběhu relaxace, tak je možné jej vystavit dalšímu tentokrát podprahovému pulzu. Tímto dojde k okamžitému zahřátí vzorku a několikanásobnému zrychlení relaxace, což má za následek prudký pokles odporu zpět k základnímu odporu [5].

Jestliže ale bude zápis následovat další nadprahový pulz, tak dojde k opačnému jevu, signál se zesílí, tento jev se nazývá multi-pulzní režim. Při každém dalším pulzu se přepínací odpor zvýší, ale tento nárůst přepínacího odporu není lineární v závislosti na počtu excitačních pulzů. Při vysokém počtu excitačních pulzů lze pozorovat saturaci přepínacího odporu viz obr. 1.3.



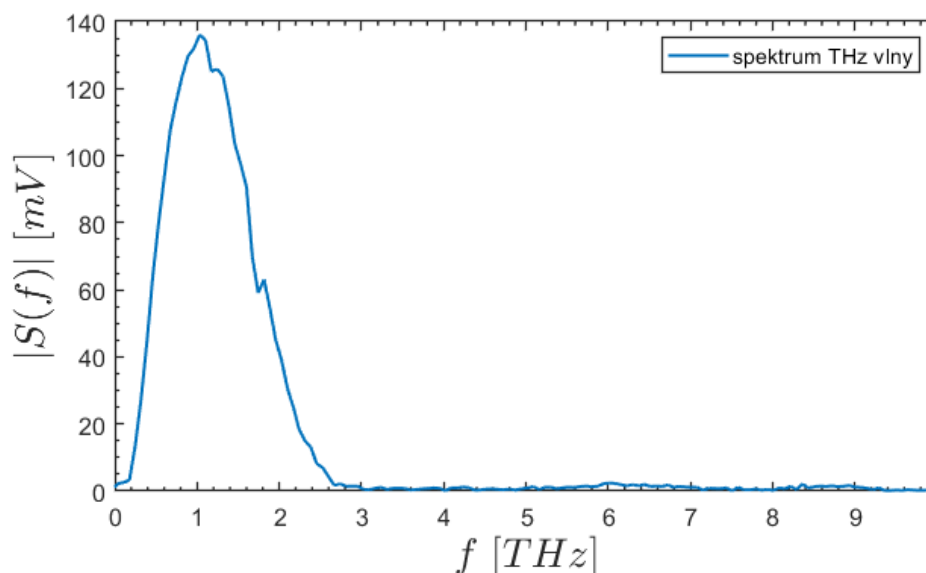
Obrázek 1.3 Nelineární závislost přepínacího odporu na počtu excitačních optických pulzů s délkou 100 fs při různých energiích v jednotlivých pulzech. Převzato z [5]

Pro shrnutí Quench switching je charakteristický relativně velkým signálem při multi-pulzovém režimu, nelinearitě efektu ve fluencích a relaxací odporu v laboratorním čase pomocí stretched exponenciály, přičemž relaxační časy záleží silně na teplotě.

2 Metodika

2.1 Detekce THz záření

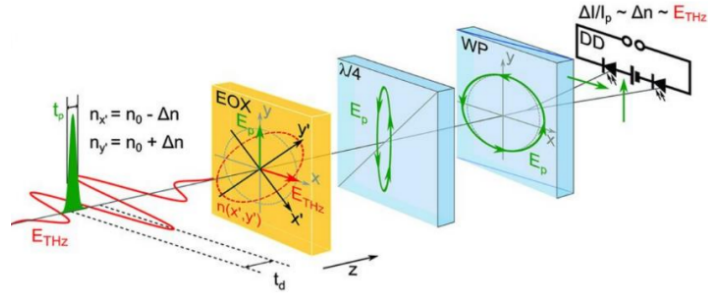
V experimentu v této práci se za účelem nepřímého měření odporu používá THz záření. THz lze generovat různými způsoby, ale v použitém setupu se využívá spintronický emitor, který pro generaci THz záření využívá inverzní spinový Hallův jev [16]. Poměr signálu vůči šumu (SNR) generované vlny prošlé přes vzorek dosahuje v experimentálním uspořádání v laboratoři THz spintroniky na MFF UK hodnot až 1000. Z důvodů charakteristik použitých laserových zdrojů je spektrální rozsah generovaného THz záření 0,2 až 2,5 THz, pro příklad vlny viz 2.4 a spektra 2.1. K detekci THz záření je využita metoda EOS - Electro optic sampling, která je vhodná pro časově rozlišenou spektroskopii [17] [18].



Obrázek 2.1 Spektrum THz vlny prošlé přes CuMnAs o teplotě 30 °C a 5 % RH. Na spektru jsou zářezy způsobené absorpčními čarami vody v atmosféře.

Princip detekce je založen na Pockelsově jevu [17]. Jedná se o lineární závislost změny indexu lomu vhodného optického nelineárního krystalu na přiloženém elektrickém poli. Na takový detekční krystal necháme dopadat lineárně polarizovaný THz pulz (obr. 2.4), jehož elektrické pole mění index lomu krystalu v jedné rovině a tím narušuje izotropii krystalu. Díky tomu lze v materiálu pozorovat dvojlom. V experimentu je využit pro tyto účely krystal GaP o tloušťce 2 mm.

Dvojlom detekujeme pomocí optického pulzu (dále gateovací pulz). V důsledku dvojlomu dojde ke změně polarizačního stavu gateovacího pulzu, zároveň tato změna je přímo úměrná intenzitě elektrického pole THz svazku. Jelikož THz pulz je o mnohem delší (v jednotkách ps) než délka gateovacího pulzu (o délce 170 fs), tak lze uvažovat, že takto změříme velikost THz pole opravdu v jednom definovaném čase. Dále můžeme upravit zpoždění THz pole vůči gateovacímu svazku a takto změřit postupně celou THz vlnu.



Obrázek 2.2 THz (červený) a optický geteovací (zelený) pulz společně dopadají na detekční krystal, kde kvůli THz poli dochází k dvojlomu optického pulzu. Kvůli natočení detekčního krystalu a dvojlomu se mění polarizační stav optického pulzu z lineární polarizace na eliptickou. Pulz dále prochází čtvrtvlnnou destičkou a přes Wollastonův hranol, kde se rozděluje na dva svazky s navzájem kolmou polarizací. Tyto dva svazky detekujeme na dvojici balancovaných detektorů. Převzato z [19].

Detekovaný signál budeme označovat S jako elektro-optický signál.

2.2 Nepřímé měření THz odporu pomocí THz svazku

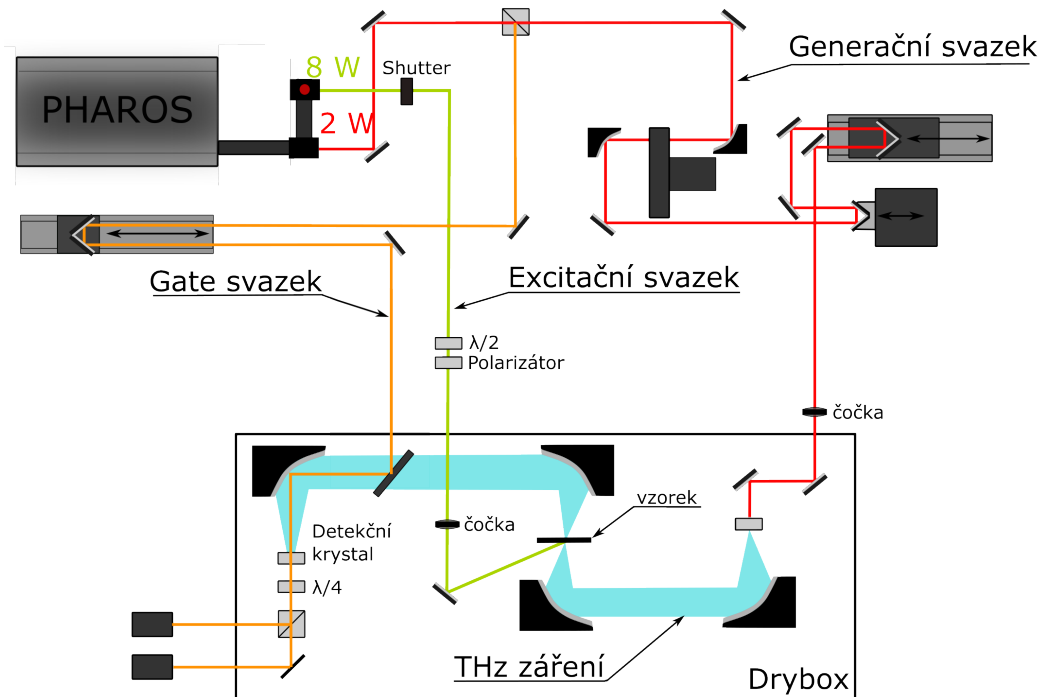
Při průchodu THz svazku médiem, např. substrátem vzorku, se zvětšuje optická dráha v závislosti na indexu lomu materiálu a amplituda se moduluje komplexním koeficientem transmise [17] [18]. Zvětšení optické dráhy ve výše popsaném způsobí, že se vlna posune v čase, protože na detekční krystal dopadne později. Vodivost vzorku způsobuje absorpci záření a rozhraní vzorku dodatečné Fresnelovy odrazy. Jelikož všechna naše měření budou probíhat na tenkých vrstvách vodivého materiálu deponovaného na nevodivý substrát, pak můžeme použít Tinkhamovu aproximaci tenkých vrstev (použitelnost pro CuMnAs byla ukázána například v [20]). Tato aproximace přechází ve výraz pro odpor tenké vrstvy R nanesené na substrátu [21] [22]:

$$R = \frac{Z_0}{(n + 1) \left(\frac{E_1}{E_2} - 1 \right)}, \quad (2.1)$$

kde Z_0 je impedance, n je THz index lomu substrátu, na který je nanesena tenká vrstva, E_1 je vlna prošlá pouze přes substrát a E_2 vlna prošlá přes substrát i přes tenký film.

2.3 Experimentální Setup

Pro generaci femtosekundových pulzů o vlnové délce 1030 nm byl použit laser Pharos s nastavitelnou opakovací frekvencí a možným výkonem až 10 W s délkou pulzu 170 fs (měřenou jako FWHM). Po dobu experimentu byl výhradně nastavený mód s opakovací frekvencí 10 kHz a maximálním výkonem 2,4 W. Z laseru byly využity 2 výstupy, tak jak je ukázáno na obr. 2.3.



Obrázek 2.3 Schéma experimentálního setupu. 8 W výstup z laseru tvoří excitacní rameno, kde se následně nachází shutter, půlvlnná destička v rotátoru, polarizátor a nakonec čočka, která svazek fokusuje na vzorek. Svazek z 2 W výstupu laseru se pomocí děliče rozdělí na generační a gateovací svazek. V generačním ramenu se nachází chopper, rychlá a krátká zpožďovací dráha a nakonec se svazek fokusuje na THz emitor, kde vzniká THz záření. THz záření dále pokračuje na parabolická zrcadla, fokusuje se na vzorek a pomocí dalších parabolických zrcadel se fokusuje na detekční krystal. Gateovací svazek prochází přes detekční krystal, kde se překrývá s THz svazkem a v důsledku dvojlomu mění svůj polarizační stav, dále pokračuje přes čtvrtvlnnou destičku a Wollastonův hranol, kde se rozděljuje a končí ve dvou balancovaných detektorech.

V excitacní větvi (vycházející z 8 W výstupu) nachází uzávěr laserového svazku (shutter), který může být otevřený na definovanou dobu (minimálně na 10 ms), za ním půlvlnná destička s polarizátorem pro regulaci excitacního výkonu. Půlvlnná destička byla umístěna v automatizovaném rotátoru ELL14K. Pro fokusaci svazku na vzorek byla použita čočka s ohniskovou vzdáleností 40 cm, nicméně vzorek nebyl přímo v ohnisku čočky, aby svazek měl podobnou šířku jako THz svazek v ohnisku, FWHM excitacního svazku tak byl $625 \pm 19 \mu\text{m}$.

Z 2W ramene se svazek dělí na 2 větve, a to generační a gateovací. Generační větev pokračuje přes optický přerušovač (chopper), který slouží k modulování svazku pro následnou demodulaci a potlačení šumu. Pro maximální THz signál bylo udržováno generační rameno na výkonu 16 mW a gate rameno na 0,7 mW.

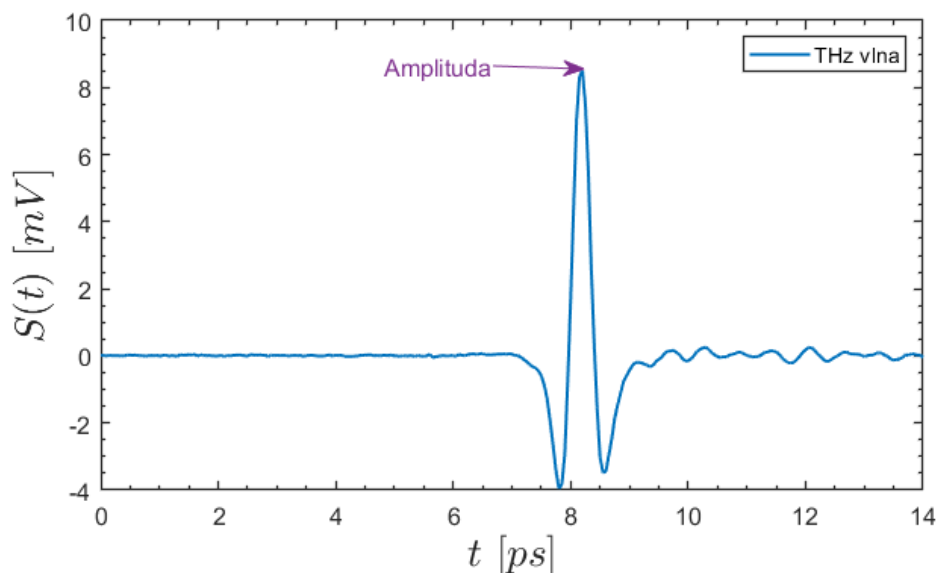
Jelikož změna polarizace gateovacího svazku při průchodu detekčním krystalem, na který působí THz pole, je malá, tak je vhodné použít pro detekci změny polarizace optický můstek [17]. Nejdříve svazek projde čtvrtvlnnou destičkou, která získanou elipticitu převede na stočení polarizace, dále pokračuje na Wollastonův hranol, který rozdělí svazek na dva, které jsou oba lineárně polarizované kolmo vůči sobě. Následně detekujeme intenzitu každého svazku zvlášť pomocí dvojice balancovaných detektorů. Z rozdílu naměřených intenzit můžeme určit stočení

polarizace, z čehož následně můžeme vyjádřit relativní velikost THz pole pulzu [21].

Pro vyšší a spektrálně hladší THz signál byla THz část setupu zaplněna atmosférou ze suchého vzduchu, viz obr. 2.3. Suchý vzduch vede ke zvýšení amplitudy o 40 %, což sníží počet měření téměř na polovinu při konstantním šumu. Hranice flowboxu se suchým vzduchem jsou schématicky vyznačené na obr. 2.3. Dosažená vlhkost při měření byla pod 1 % RH. Ke kontrole teploty vzorku byl zvolen keramický ohříváč s proměnným proudem, k ovládání teploty byl zvolen kontrolér TC300 s možností zpětné vazby [23]. K měření teploty byl použit platinový teploměr PT100.

2.4 Zpracování switchovacích křivek

V experimentu budeme měřit vývoj THz amplitudy $A(t)$ v závislosti na laboratorním čase po switchnutí vzorku. $A(t)$ definujeme jako maximum signálu časového průběhu elektro-optického signálu THz vlny, například na obr. 2.4 je amplituda v čase $t=8,2$ s a s velikostí 8,5 mV. Experimentálně to, znamená, že zpoždovací dráha bude zafixovaná tak, aby maximum THz pulzu a gateovací pulz dopadly ve stejný čas na detekční krystal. Měřením pouze vývoje THz amplitudy $A(t)$ sice ztratíme informaci o spektrální závislosti přepnutého odporu, ale kvůli mnohem vyššímu signálu, tak dosáhneme mnohem lepších SNR, typicky kolem 400, po průměrování 40 cyklů je to ~ 2500 .



Obrázek 2.4 Vlna prošlá přes CuMnAs o teplotě 30 °C a 5 % RH. Zákmity za vlnou jsou způsobené absorpcí a reemisí na molekulách zbytkových vodních par. Amplituda THz vlny je označena šipkou.

V experimentu není příliš důležitý absolutní vývoj odporu, ale především relativní vývoj. Základní odpor R_0 (ze kterého se bude počítat relativní změna) se vypočte jako průměrná hodnota odporu před příchodem excitačního pulzu. Chybu odhadneme z průměrovaných hodnot odporu R_i pomocí standardního vzorce [24]:

$$\sigma_{R_0} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (R_i - R_0)^2}, \quad (2.2)$$

kde n je počet bodů, které průměrujeme.

Měření bude probíhat s krokem $\sim 0,04$ s, přičemž celková délka měření bude 40 s, což stačí pro relaxaci normální komponenty, kterou budeme v experimentu sledovat, pro 45 ° C dokonce bude možné zkrácení na 20 s. Pro každou fluenci bude relaxace switchování změřena několikrát a následně budou tyto křivky zprůměrovány, odhad chyby bude opět pomocí (2.2).

V experimentu budeme v úvahu brát pouze normální komponentu, jelikož ultra-rychlá i rychlá negativní komponenta relaxují příliš rychle i při pokojové teplotě, aby bylo možné je s tímto krokem měření smysluplně detekovat. Pomalá komponenta je ve srovnání s normální komponentou malá (alespoň 20-krát menší [7]), proto je možné ji zanedbat.

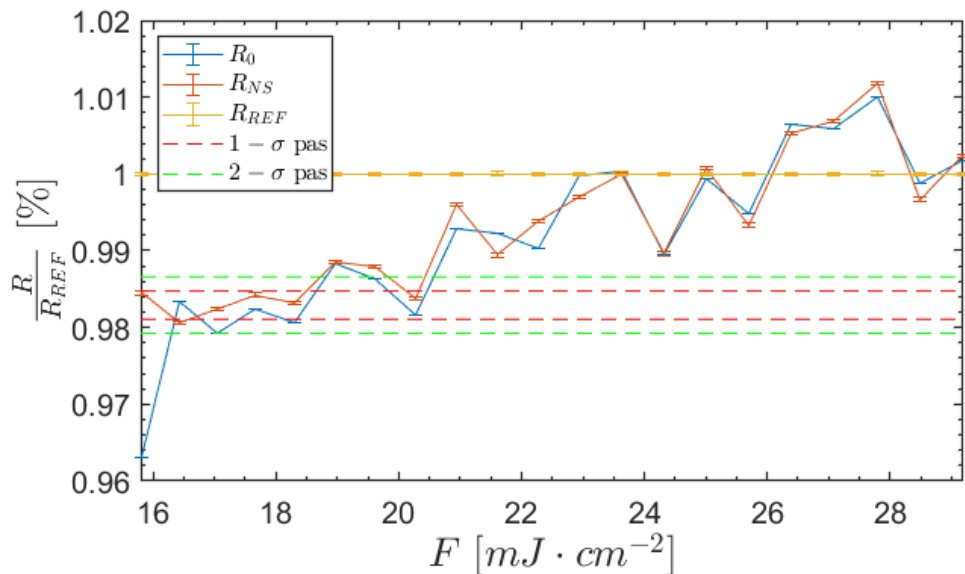
V nynějším uspořádání je počet excitačních pulzů zdola omezen minimální dobou otevření shutteru, která je 10 ms. Při frekvenci laseru 10 kHz to znamená, že minimální počet excitačních pulzů na jedno otevření shutteru je 100. Takový multi-pulzní režim se vyznačuje vyšším switchovacím signálem [5], ale při použití mnoha pulzů v krátkém čase může hrozit akumulace tepla ve vzorku a následné spálení vzorku.

Následně tyto křivky budou fitovány vztahem (1.2), z parametrů fitu bude extrahovaná relaxační doba. Následně bude na tomto fitu vybráno několik časů, ve kterých zaznamenáme hodnoty odporů. Tyto hodnoty $R(t = \text{zvolený čas}, F)$ budou dále vykresleny v závislosti na excitační fluenci a tímto vznikne fluenční charakteristika, kterou bude možné fitovat pomocí vztahu (1.5).

2.5 Odhad pálení

Při excitaci pulzy s příliš vysokou fluencí dojde k permanentním změnám ve vzorku, což vede k nereprodukovatelným výsledkům při switchování, proto je vhodné se tomuto vyhnout. Přesný mechanismus tohoto jevu není znám. Aby bylo možné zjistit, při které fluenci dochází k pálení, využíváme tzv. trojbodovou metodu. Nalezneme dvě vhodná nepoškozená místa pro měření na vzorku. Nejdříve přepínáme a měříme časovou relaxaci přepínání na místě 1, kde pro trojbodovou metodu využijeme již vypočtené základní odpory R_0 . Následně se posuneme na místo 2, kde měříme pouze odpor vzorku, který zprůměrujeme a průměr označíme R_{REF} . Nakonec se zpět vrátíme na místo 1, kde tentokrát pouze měříme odpor bez switchování, hodnoty opět zprůměrujeme a průměr označíme R_{NS} . Výše popsany postup uděláme pro více fluencí, tak získáme 3 závislosti odporu na fluenci. Pro přehlednost jsou závislosti odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} na fluenci normované na vývoj odporu R_{REF} .

Hodnoty naměřených odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} mohou oscilovat kvůli nestabilitě THz amplitudy, což je způsobené drifty v setupu. Tyto oscilace ztěžují určit fluenci, při které začne docházet k pálení. Proto budeme v následujícím odstavci demonstrovat použitou metodu na grafu 2.5.



Obrázek 2.5 Vývoj odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} v závislosti na fluenci pro 30 °C normalizovaný na vývoj R_{REF} .

Pálení se vyznačuje tím, že odpory R_0 a R_{NS} rostou s vyšší aplikovanou fluencí (např. u grafu 2.5 pro fluence nad 20 $mJ \cdot cm^{-2}$ je trend růstu odporu výrazný), ale pokud pálení není výrazné, tak oscilace z nestability THz amplitudy mohou být o mnohem větší než jakýkoli systematický posun odporu (např. na grafu A.10). Proto vybereme hodnoty naměřeného odporu R_{NS} pro podprahové, či blízko-prahové fluence, spočítáme z nich aritmetický průměr \bar{R}_{NS} a odchylku σ . Vytvoříme pás ohraničený hodnotami odporu $\bar{R}_{NS} - \sigma$ až $\bar{R}_{NS} + \sigma$, tento pás označíme jako 1 - σ pás (lze vidět např. na obr. 2.5). Následně nalezneme fluenci, při které hodnota R_{NS} definitivně opustí tento pás (pro obr. 2.5 se jedná o $mJ \cdot cm^{-2}$) a tuto hodnotu označíme jako 1 - σ odhad. Analogicky uděláme 2 - σ odhad akorát využijeme pás $\bar{R}_{NS} - 2\sigma$ až $\bar{R}_{NS} + 2\sigma$. Tyto dva odhady zprůměrujeme a dostaneme pálicí fluenci F_P .

2.6 Teplotní kontrola

Pro udržení teplotní stability je vzorek umístěn na keramickém ohřívači. Pro kontrolu výkonu bylo možné zvolit mód s konstantním nebo proměnným proudem. Pro lepší stabilitu byla zvolena PID kontrola se zpětnou vazbou. Za touto zkratkou stojí 3 parametry (Proportional, Integral, Derivative), které je třeba nastavit pro správnou teplotní kontrolu. Tyto parametry se liší velice podle toho, v jakém teplotním okně má ohřívač pracovat, či jaké těleso má zahřívat. Zároveň při změně těchto parametrů může dojít k nepředvídatelným změnám v chování teploty tělesa v čase. Kvůli tomuto se při nastavování parametrů zkouší různé parametry a vyberou se ty nejlepší.

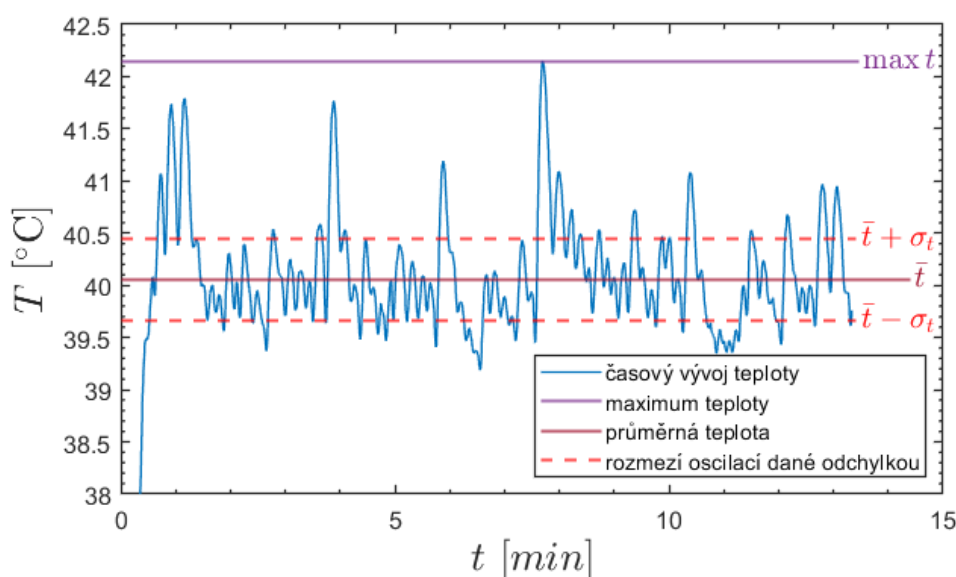
Pro vyhodnocení nejvhodnějších parametrů PID bylo třeba zvolit nějaké parametry závislosti teploty na čase. Byly zvoleny: přesah p_T , rozdíl průměrné a cílové teploty ΔT a odchylka teploty σ_T . Přesah je definován jako:

$$p_T = \max T - T_c, \quad (2.3)$$

kde T_c je cílová teplota. U průměrné teploty je důležité především, jako moc se bude průměr teploty lišit od cílové teploty, tím pádem budeme sledovat:

$$\overline{\Delta T} = \bar{T} - T_c, \quad (2.4)$$

kde \bar{T} je průměrná teplota. Odchylka teploty σ_T se spočte pomocí (2.2). Grafické znázornění těchto sledovaných parametrů lze vidět na obr. 2.6. Tento teplotní průběh (závislost teploty na čase) vznikl při nastavení výchozích PID parametrů a cílové teploty 40 °C. Z tohoto průběhu je zároveň jasné, že výchozí parametry jsou nevhodné pro tuto aplikaci.



Obrázek 2.6 Příklad sledovaných parametrů pro teplotní průběhy u nevhodného nastavení PID parametrů.

2.6.1 Způsob hledání optimálních parametrů

Je mnoho způsobů, jak postupovat při nastavování *PID*. Mnoho procesů se obejde bez posledního členu, proto by se mělo postupovat tak, aby celý proces (v tomto případě kontrola teploty) byl stabilní i bez využití posledního parametru, jelikož *D* parametr slouží především ke snížení přesahu cílové teploty, ale špatně reaguje na šum (vlivy okolí - např. ohřátí pomocí laseru).

Postup, který jsme zvolili je následující. Nejprve je třeba nastavit *P* parametr, všechny ostatní nechat nulové. Je třeba nalézt hodnotu *P* parametru, při které teplota začne stabilně oscilovat (třeba jako na obr. A.1). Poté vezmeme polovinu tohoto *P* parametru, kterou budeme používat dále. Může se stát, že při použití pouze *P* parametru, teplota nikdy nedosáhne cílové teploty a stabilizuje se s tzv. offsetem.

K odstranění offsetu slouží *I* parametr. *I* parametr je třeba nastavit tak, aby teplota dosáhla cílové dostatečně rychle pro aplikaci. Samozřejmě, po splnění

tohoto kritéria platí, čím menší tím lepší, protože vysoký I parametr může způsobit oscilace kolem cílové hodnoty viz obr A.2. Nakonec se nastaví parametr D , tak aby se zmínil přesah cílové hodnoty.

Občas to může být kombinací parametrů P a I , že průběh dosáhne cílové teploty příliš pomalu, jak je vidět na obr A.2, je způsobeno velkým rozdílem mezi počáteční a cílovou teplotou. Aplikace v této práci vyžadovala, ovšem teploty do 45 °C, proto byly vybrány kvůli vyšší stabilitě nižší parametry, přestože v takovém nastavení PID parametr nebyl schopný dosáhnout cílové teploty nad 50 °C. Nicméně tento problém se dal vyřešit tím, že se PID kontrolér v průběhu náběhu na cílovou teplotu restartoval. Nebo také tak, že se nejdříve nastavila nižší teplota, třeba 40 °C a až pak 60 °C. Takovým způsobem bylo možné i s nižšími parametry možné dosáhnout vyšších teplot.

2.7 Cíle práce

Důležité atributy pro aplikaci CuMnAs pamětí (např. reprodukovatelný zápis informace a smazání zápisu) byly již demonstrovány dříve [5]. Avšak nejzajímavější z hlediska budoucího využití je potenciální rychlost těchto pamětí. Pro určení maximálního rychlostního limitu je v budoucnu plánován pump-probe experiment, který vyžaduje, aby vzorek stihl zrelaxovat do původního stavu před příchodem dalšího excitačního pulzu. Toto v nynějším uspořádání bez ředění pulzů odpovídá časovému oknu 100 μ s, což je tedy maximální hodnota relaxačního času v CuMnAs pro režim pump-probe. Toho by mohlo být možno dosáhnout cíleným ohřátím vzorku, které by vedlo k výraznému snížení relaxačního času normální komponenty.

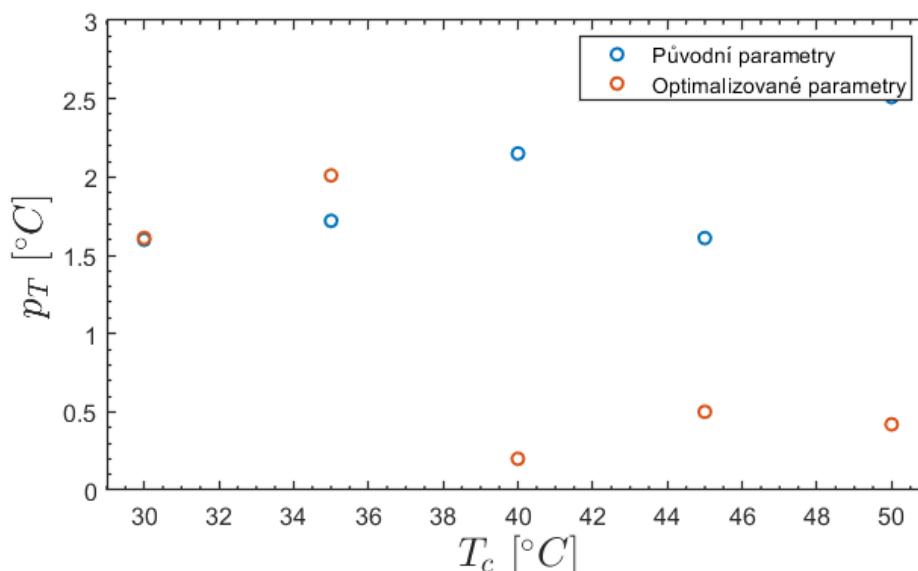
Cílem této práce je tedy otestovat nepřímé měření přepínaného odporu pomocí THz pulzů na vyšších teplotách vzorku, vyšetřit technické problémy, které s tímto souvisí, a stanovit ideální teplotu pro pump-probe experiment z hlediska relaxačního času.

3 Výsledky

V této kapitole shrneme hlavní experimentální výsledky práce. Všechny naměřená data, které nejsou v této kapitole kvůli přehlednosti, lze najít v A.2 A.3 A.4.

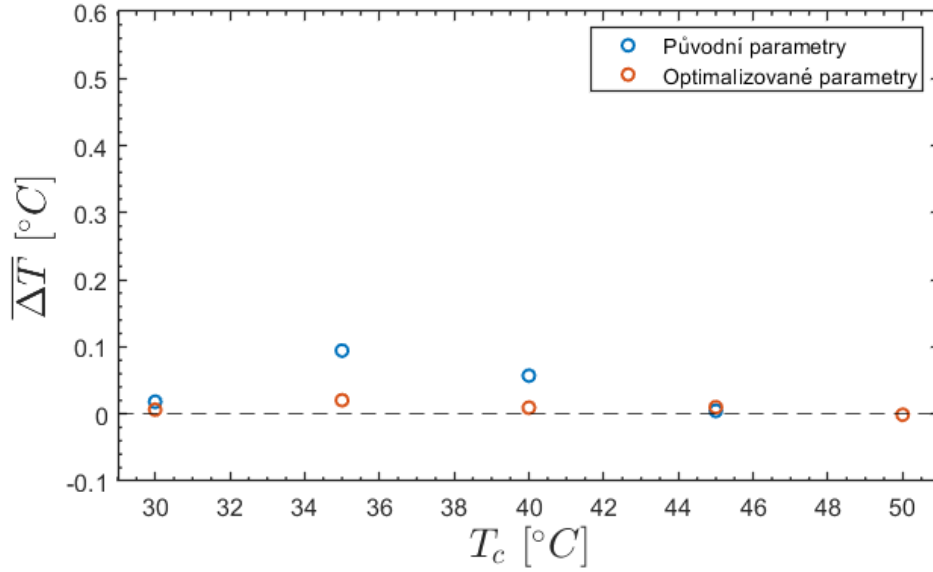
3.1 Porovnání optimálních PID parametrů s výchozími

Pro nalezení optimálních *PID* parametrů jsme nejprve využili postup popsaný v 2.6.1. Tento postup slouží k přibližnému nalezení vhodných parametrů, proto je třeba stále drobně doladit jednotlivé parametry (metodou pokus-omyl), aby kontrolér reagoval tak, jak od něj čekáme. Následující grafy srovnávají důležité parametry časového vývoje teploty pro všechny cílové teploty relevantní pro následující měření.

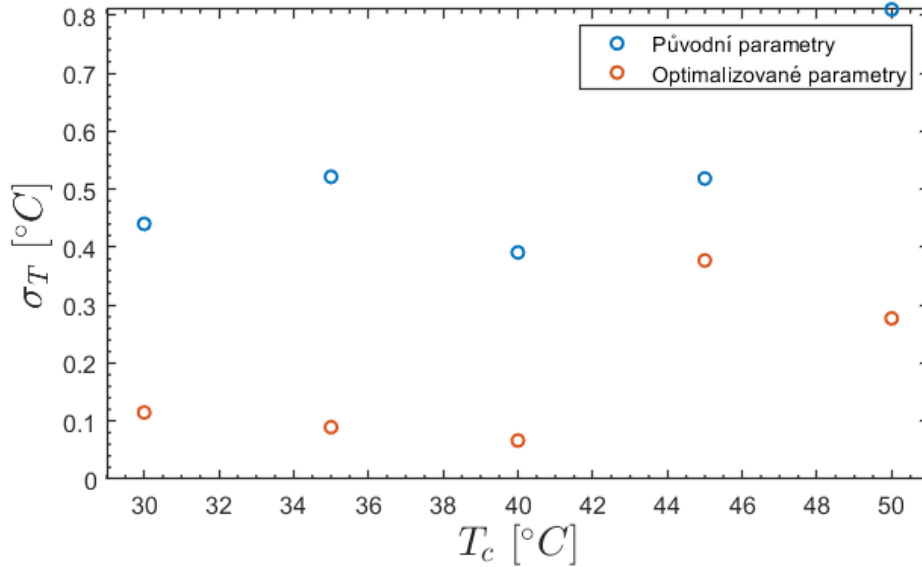


Obrázek 3.1 Srovnání přesahů teplotních průběhů s výchozími a optimalizovanými parametry pro různé teploty. Vypočtené pomocí vztahu (2.3).

Při srovnání sledovaných parametrů, lze vidět, že nové nastavení je mnohem lepší v intervalu teplot 25 až 50 $^{\circ}C$. Přičemž přesahy pro teploty nižší než 40 $^{\circ}C$ se prakticky nezlepšily. Z obr 3.2 lze vidět, že nové PID parametry drží průměrně teplotu o mnohem blíže v cílové teplotě. Odchytky se do 40 $^{\circ}C$ pohybují okolo 0,1 $^{\circ}C$, což je dostatečné pro naši aplikaci.



Obrázek 3.2 Srovnání rozdílů cílové teploty a průměrných teplot teplotních průběhů s výchozími a optimalizovanými parametry. Spočtené z časového průběhu teploty pomocí vztahu (2.4).



Obrázek 3.3 Srovnání přesahů teplotních průběhů s výchozími a optimalizovanými parametry pro různé teploty. Spočtené z časového průběhu teploty pomocí vztahu (2.2).

Nicméně při měření switchování jsme monitorovali teplotu v průběhu. V kontrolované atmosféře suchého vzduchu se ukázala teplotní stabilita ještě lepší, například během 12 hodinového měření na 35 °C byla odchylka 0,011 °C.

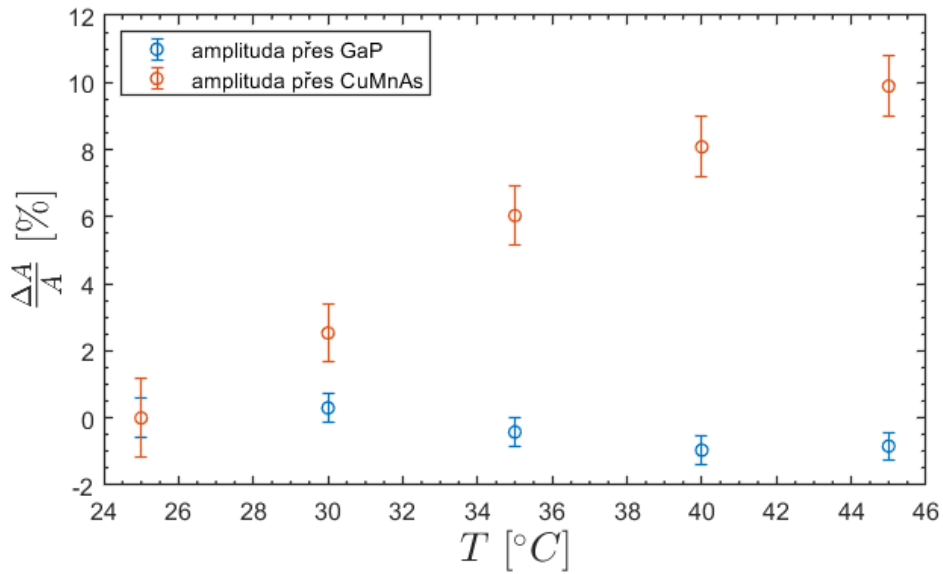
3.2 Switchování v závislosti na teplotě

Před měřením switchování byla naměřena závislost prošlých amplitud THz pole v závislosti na teplotě pro substrát (pro všechna měření byl substrátem GaP)

a substrát s tenkou vrstvou CuMnAs. Substrát je téměř nevodivý, proto kromě Fresnelových odrazů došlo pouze k minimální absorpci. Zároveň amplituda přes substrát nemá výrazný vývoj na teplotě, v rámci chyby měření nelze s jistotou rozhodnout, zda zůstává stejný, či mírně klesá. Velký rozdíl je u tenké vrstvy CuMnAs, který na stejném substrátu zvýší lineárně odpor téměř o 10 % při posunu o 20 °C. Tento výsledek není nijak překvapivý, jelikož byl už demonstrován [25]. V grafu 3.4 je vykreslena relativní změna prošlých THz amplitud, kde definujeme A jako prošlou THz amplitudu a ΔA jako:

$$\Delta A = A(T) - A(T = 25^\circ C), \quad (3.1)$$

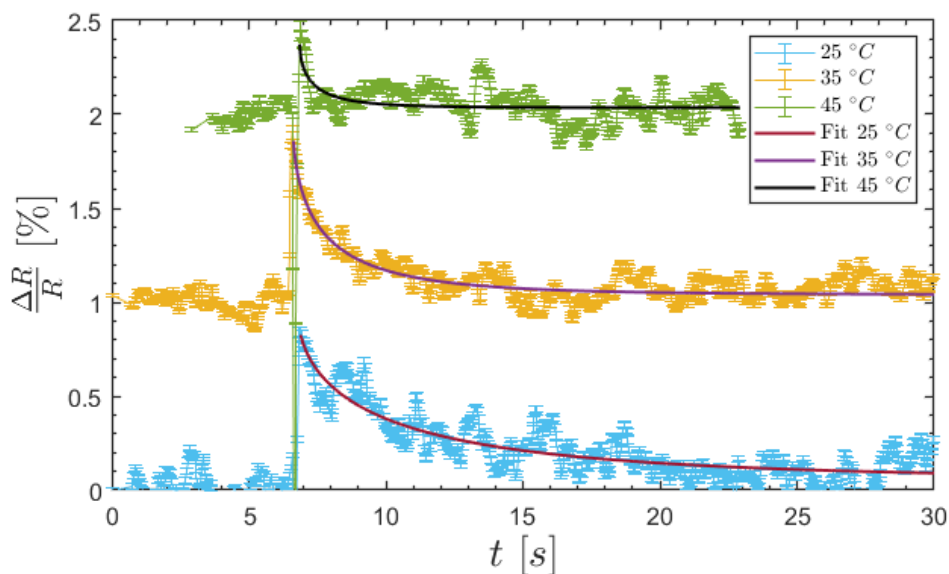
kde $A(T)$ je prošlá THz amplituda v závislosti na teplotě.



Obrázek 3.4 Závislosti relativní změny prošlých THz amplitud na teplotě pro substrát a tenkou vrstvu CuMnAs na substrátu.

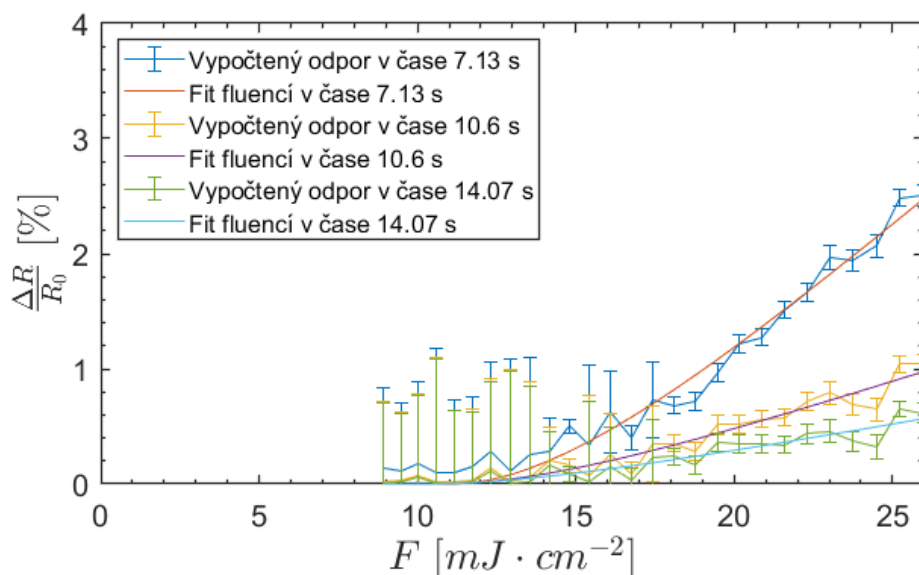
Jelikož hodnota amplitudy prošlé pouze přes substrát zůstávala s teplotou téměř konstantní, tak bylo možné udělat následující aproximaci. Všechny hodnoty prošlé amplitudy GaP se zprůměrovaly a tato průměrná hodnota se použila při zpracování všech následujících měření.

Všechna další měření samotného switchování se provedla na stejném vzorku, ale pro každou sadu měření se vybrala místa, na kterých ještě měřeno nebylo. Jako měřicí metoda byla použita trojbodová metoda popsaná výše, viz (2.5). Dynamiky těchto přepínacích experimentů pro vybrané teploty při jednotné fluenci $17 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ jsou shrnuty na 3.5.



Obrázek 3.5 Srovnání průběhu relaxace při aplikování fluence $17,4 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$ pro 25, 35 a $45 \text{ }^\circ\text{C}$, příchod excitačního pulzu v 6,5 s. Fity dat provedeny pomocí (1.2)

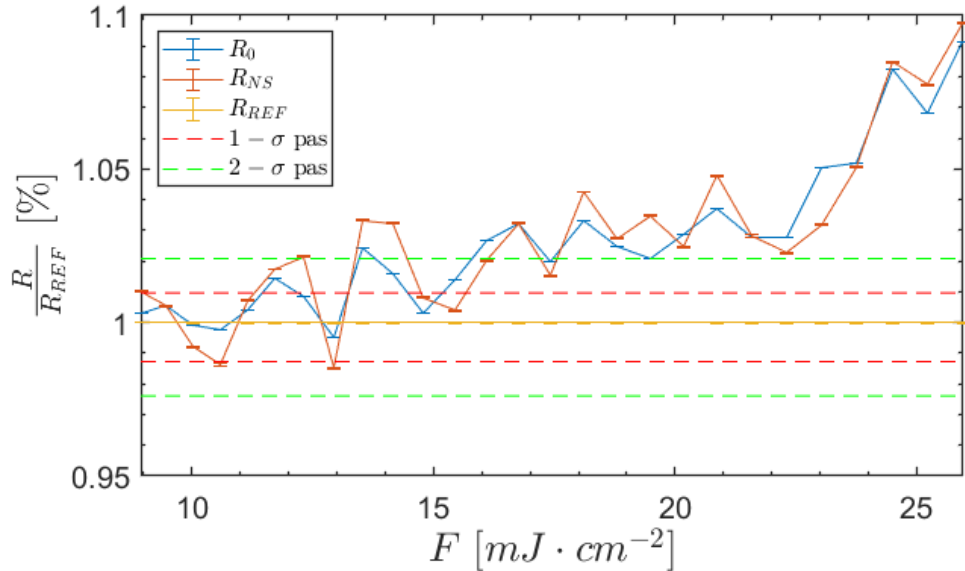
V průběhu switchování je výrazně vidět zrychlená dynamika pro vyšší teploty (τ klesá s teplotou). Vývoj samotných relaxačních časů bude vyhodnocen v následující sekci. Zároveň procentuálně klesá amplituda přepnutí kvůli zvýšení základního odporu, přičemž absolutní switchovací amplituda zůstává stejná. Pro switchovací průběhy pro všechny teploty vybrané ve switchovacím okně viz A.3 až A.7.



Obrázek 3.6 Fit fluenční závislosti $\Delta R/R_0$ pro $25 \text{ }^\circ\text{C}$ pomocí závislosti (1.5). Hodnoty $\Delta R/R_0$ byly vypočteny z rovnice (1.2) s využitím parametrů z dříve provedených fitů jednotlivých časových průběhů switchování.

Na obr. 3.6 lze vidět fluenční charakteristiky pro 3 různé časy, konkrétně 7,13; 10,6 a 14,07 s. Každá z těchto charakteristik byla proložena teoretickou křivkou 1.5 separátně a výsledná prahová fluence je vypočtena jako průměr výsledků

jednotlivých fitů a chyba odhadnuta pomocí (2.2). Konkrétně pro 25 °C prahová fluence vyšla $11,3 \pm 0,3 \text{ mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$. Fity fluenčních charakteristik pro ostatní teploty lze najít v příloze A.8 až A.11. Na všech těchto charakteristikách lze vidět nelinearita ve fluencích a zároveň, že vztah (1.5) dobře popisuje naměřená data.



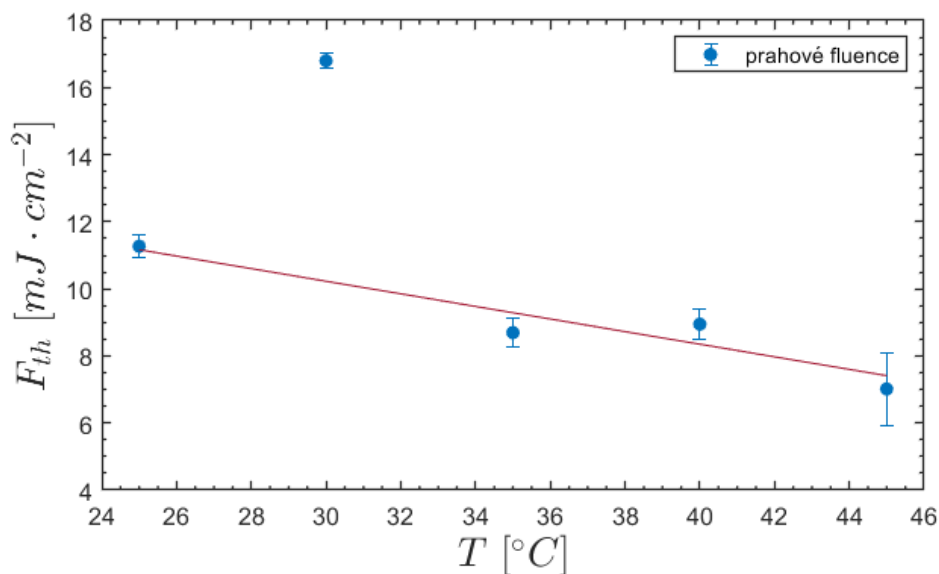
Obrázek 3.7 Vývoj odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} v závislosti na fluenci pro 25 °C normalizovaný na vývoj R_{REF} . Metoda, jak určit pálicí fluenci je blíže popsána v 2.5.

Obecně v rámci měřených fluencí má odpor R_0 a R_{NS} tendenci stoupat se stoupající aplikovanou fluencí, viz obr. 3.7. Mezi měřeními R_0 a R_{NS} uplynulo přibližně 10 minut. Zároveň na všech trojbodovkách je patrné, že v optickém setupu je nestabilita, která způsobuje nezanedbatelné oscilace naměřeného odporu na pozicích R_0 R_{NS} především pro podprahové fluence viz A.13. Tyto oscilace jsou pravděpodobně způsobené nestabilitou THz amplitudy. Pro ostatní trojbodovky viz A.12 a A.14. Samotné výsledky jsou shrnuty v následující sekci.

Je důležité poznamenat, že měření pro 30 °C bylo pravděpodobně provedeno na poškozeném místě na vzorku, jelikož při aplikování vyšších fluencí poměr odporů roste přibližně lineárně a téměř okamžitě opustí pásy pro odhad pálicí fluence viz 2.5.

3.3 Vývoj parametrů přepínání v závislosti na teplotě

Z fluenčních charakteristik byly extrahovány prahové fluence, jak bylo popsáno výše 3.2. Prahové fluence lineárně klesají s teplotou, viz 3.8. Pro 30 °C je hodnota prahové fluence velmi posunutá, právě kvůli poškození místa na vzorku, ve kterém proběhlo měření.

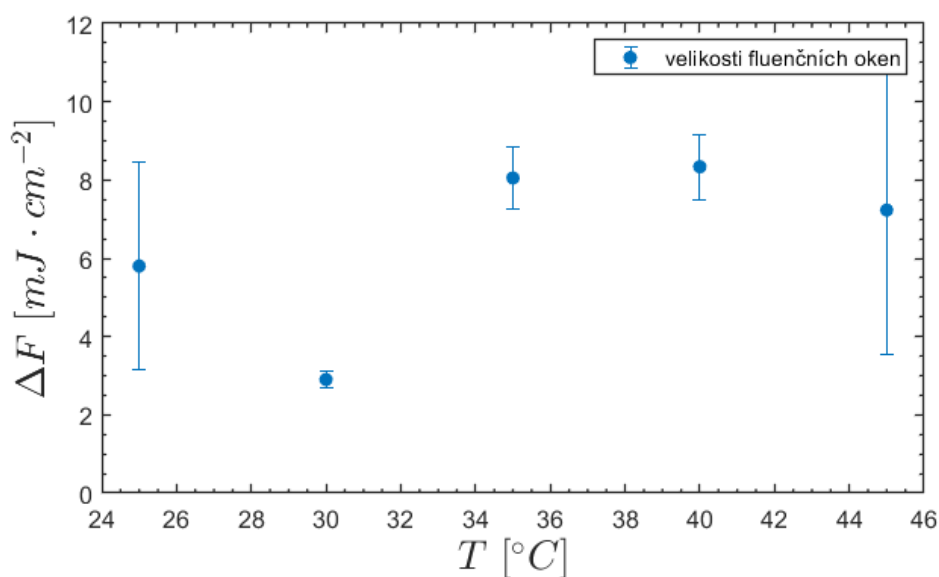


Obrázek 3.8 Vývoj prahové fluence v závislosti na teplotě. Hodnoty a chyby prahové fluence byly získané pomocí fitů fluenční závislosti vztahem (1.5). Hodnoty kromě 30 °C jsou proloženy lineární funkcí.

Pálicí fluence jsme odhadli z trojbodovek metodou popsanou výše 3.2. Následně lze definovat switchovací okno:

$$\Delta F = F_P - F_{th}, \quad (3.2)$$

kde F_P je fluence, kdy dochází k pálení. Chyby byly určeny pomocí přenosu chyb. Závislost ΔF je na obr. 3.9. Velikosti switchovacích oken v závislosti na teplotě nevykazují žádnou závislost vzhledem k chybám spočteným hodnot. Opět hodnota pro 30 °C není konzistentní s tímto závěrem.



Obrázek 3.9 Vývoj switchovacího okna v závislosti na teplotě. Vypočteno z (3.2).

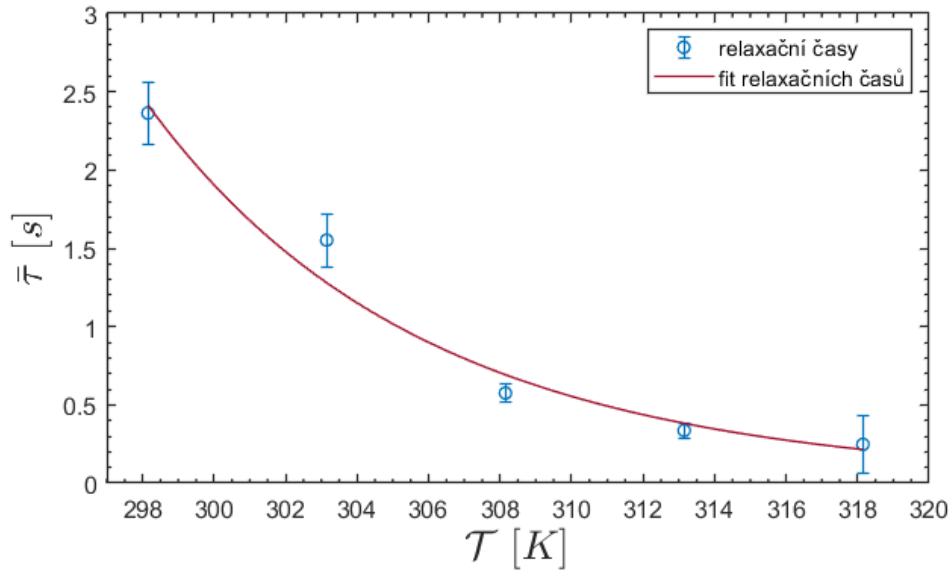
Každá relaxace přepnutého odporu v čase jako na obr. A.3 byla proložena teoretickou závislostí 1.2. Z parametrů tohoto fitu získáme relaxační čas τ_i pro každou naměřenou fluenci u právě měřené teploty. V rámci jedné teploty vybereme časy, které spadají do switchovacího okna určeného výše. Jelikož mnoho z těchto hodnot bylo zatíženo relativně vysokou chybou kvůli nedokonalosti fitů, jsme pro jednu teplotu udělali vážený průměr $\bar{\tau}_T$ separátně pro jednotlivé teploty T z τ_i podle vzorce:

$$\bar{\tau}_T = \frac{\sum_{i=1}^n \tau_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^n 1 / \sigma_i^2}, \quad (3.3)$$

kde n je počet průměrovaných relaxačních časů a σ_i je chyba relaxačního času. Pro takto vážený průměr se chyba vypočte jako:

$$\sigma_{\bar{\tau}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n 1 / \sigma_i^2}} \quad (3.4)$$

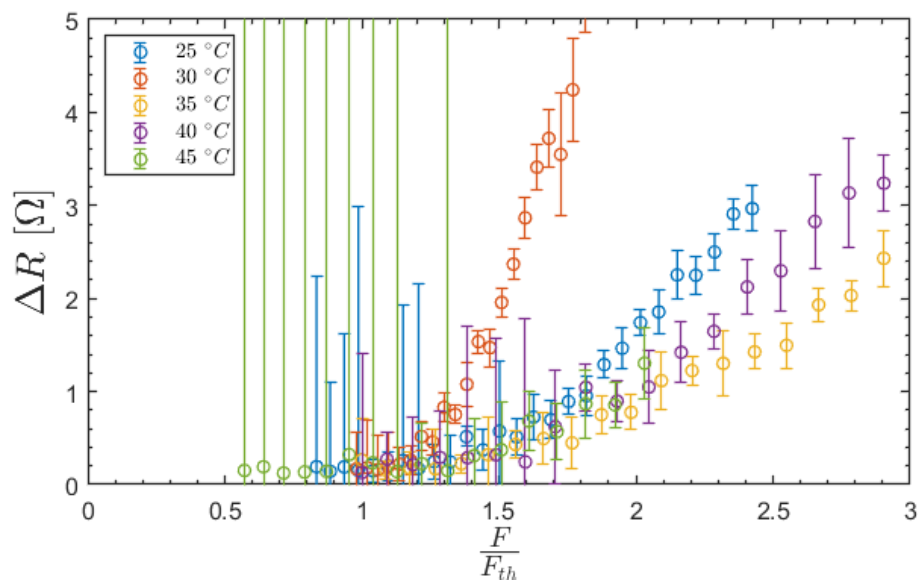
Zprůměrované relaxační časy $\bar{\tau}_T$ v závislosti na termodynamické teplotě byly fitovány pomocí vztahu 1.6. Závislost společně s fitem relaxačních teplot jsou vykreslené na 3.10. Z fitu byla určena aktivační energie U_A jako $1,0 \pm 0,1$ eV a charakteristický čas τ_p jako $4,5 \pm 0,4 \cdot 10^{-17}$ s. Zde je hodnota pro 30 °C konzistentní s ostatními měřeními na dalších teplotách.



Obrázek 3.10 Vývoj relaxačních časů v závislosti na teplotě. Relaxační časy byly získané váženým průměrováním s využitím vztahu (3.3) dříve extrahovaných relaxačních časů v rámci switchovacího okna. Relaxační časy v závislosti na teplotě byly fitovány vztahem (1.6).

Při vykreslení závislosti absolutních amplitud ΔR na poměru F/F_{th} pro různé teploty (Obr. 3.11) lze vidět, že absolutní amplitudy jsou stejné přibližně do $1,5 F/F_{th}$, potom se začnou lišit. Jedinou výjimkou jsou hodnoty pro 30 °C, viz 3.11. Jelikož absolutní nárůst odporu je konstantní, jedná se o nepřímý důkaz toho, že pozorovaný jev je magnetického původu, ne tepelného.

Vysoké chyby switchovacích amplitud především pro podprahové fluence jsou dané metodou, kterou se chyba určuje z nelineárního fitu. Tato chyba je způsobena tím, že daný parametr má malý vliv na kvalitu fitu. Při nulových signálech se fitovací algoritmus snaží proložit křivkou především nezprůměrovaný šum a drifty v optickém setupu, což vede k velké neurčitosti všech parametrů. Proto není třeba věnovat pozornost velkým chybám pro podprahové a blízko prahové fluence na obr. 3.11, jelikož to akorát vypovídá o tom, že šum byl výrazně větší než jakýkoli fyzikální signál.



Obrázek 3.11 Absolutní switchovací amplitudy v závislosti na poměru $\frac{F}{F_{th}}$ pro různé teploty.

4 Diskuze

PID kontrolér v původním nastavení nebyl vhodný pro tuto aplikaci (sekce 2.6). Po využití výše popsaného postupu se podařilo najít optimální parametry pro plánovaný teplotní interval měření. Jak již bylo zmíněno, dlouhodobé měření dosáhla nižší odchylky než na obr 3.3. Z tohoto pohledu bylo využití kontroléru se zpětnou vazbou lepší volba než keramického ohřívače s konstantním proudem, což by mohlo vést k nárůstu, či poklesu teploty v rámci hodin.

Největší zátěží na přesnost měření switchování byla nestabilita THz amplitudy, která se projevuje na průbězích switchování, viz např A.7. Vyskytují se nezprůměrované oscilace signálu i dostatečně dlouho po switchnutí (neboli už dojde k plné relaxaci s ohledem na dřívější měření, např v [7]). Surová data vykazují oscilace THz amplitudy s přibližnou periodou 10 *min*. Jelikož se switchovací průběh pro jeden výkon měřil 40-krát, tak se nemusely nutně tyto oscilace zprůměrovat na nulu. Tento problém by vyřešilo delší měření.

Nestabilita THz amplitudy může být způsobena mírným kolísáním výkonu laseru v čase. Nejjednodušeji může klesnout výkon v generačním ramenu setupu a tímto se může emitovat nepatrně slabší THz vlna. Další způsob je kolísání výkonu v gateovacím ramenu, což ovlivní THz detekci. Též může dojít k nepatrnému posunu THz amplitudy v čase, což způsobí pokles detekované amplitudy, protože zpožďovací dráha je pro celé měření nastavena fixně.

Nestabilita naměřeného odporu by mohla být z části způsobena nestabilitou teploty vzorku. Přestože odchylky teplot jsou dostatečně malé, aby nedocházelo k takovým oscilacím, není zaručené, že teplota vzorku nekolísala. Jelikož teploměr byl na keramickém ohřívači, tak není změřena přímo teplota vzorku. Teploty by se mohly lišit kvůli nedokonalému tepelnému kontaktu. Kolísání signálu bylo až o 2 % z minima do maxima, což odpovídá teplotnímu kolísání o 5 ° C pro CuMnAs. Takové kolísání není pravděpodobné, proto jsou oscilace signálu s největší pravděpodobností způsobeny nestabilitou THz amplitudy, či detekce.

Oscilace v setupu lze vidět i na trojbodovkách (viz A.13), což ztížilo určení fluencí, u kterých dochází k pálení. Právě nepřesné určení pálicí fluence přispělo nejvíce k nepřesnostem v určení velikosti switchovacích oken viz obr 3.9. Při vynechání bodu naměřeného pro 30 °C se v rámci chyby switchovací okno významně nevyvíjí. Z měření provedených na intervalu 25 až 45 ° C lze považovat absolutní velikost switchovacího okna za konstantní. Jedná se o další nepřímý důkaz, že pozorovaný jev není triviální zvýšení odporu v závislosti na teplotě, která byla zvýšena kvůli teplu dodanému laserovým pulzem, ale je magnetického původu. Energie pulzu se nevyužije pouze k zahřátí, ale též se spotřebuje na rozbití antiferomagnetických domén na menší.

Po vynechání měření na problematické teplotě 30 °C pozorujeme lineární posun prahové fluence i po započítání chyby. Lineární posun ve fluencích při zvýšení naznačuje, že je třeba ke switchnutí stále méně energie dodané optickým pulzem. Proto lze předpokládat, že ke switchnutí je potřeba určitá minimální teplota vzorku, na kterou se vždy při switchnutí vzorek zahřeje a další energie se spotřebuje na přeorientování domén. Teplota vzorku rychle překročí Néelovu teplotu, při které materiál přejde do paramagnetického stavu. Kvůli rychlé disipaci tepla v tenké vrstvě teplota opět rychle klesne pod Néelovu teplotu a vzorek

přejde zpět do antiferromagnetického stavu. Jestliže budeme předpokládat i dále lineární závislost prahové fluence na teplotě, tak lze z lineárního fitu na obr. 3.8 extrapolovat teplotu, při které se již žádná energie nespoteřebuje na zahřátí vzorku, ale všechna energie bude využita ke změně stavu antiferromagnetických domén. Jedná se o teplotu, kdy bude prahová fluence nulová. Při využití parametrů lineárního fitu na obr. 3.8 tato teplota vychází jako $85 \pm 15 \text{ }^\circ\text{C}$ (neboli $358 \pm 15 \text{ K}$), tato hodnota je nepřesná kvůli extrapolaci na dlouhý interval z malého naměřeného teplotního intervalu. Pro porovnání v [7] odhad této teploty pro switchování je 420 až 500 K.

Relaxační časy výrazně klesají při posunu na vyšší teploty. Extrahované relaxační časy v závislosti na teplotě odpovídají vztahu 1.6, viz fit na obr. 3.10. Extrahované hodnoty aktivační energie $1,0 \pm 0,1 \text{ eV}$ a charakteristického času $5 \pm 17 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ z fitu se shodují s předešlými výsledky pouze z části. Dříve naměřené výsledky jsou aktivační energie $0,8 \text{ eV}$ a charakteristický čas $0,3 \text{ ps}$ [7]. Aktivační energie v rámci chyby fitu odpovídá dřívějším výsledkům, ale charakteristický čas se řádově liší. Toto může být z části kvůli rozdílu opravdové teploty vzorku a naměřené teploty, které se mohou lišit například kvůli nedokonalým tepelným kontaktům. Část nepřesnosti je způsobena nedostatkem extrahovaných relaxačních časů v závislosti na teplotě, jelikož měření v této práci proběhlo v příliš úzkém intervalu.

Ze změřených parametrů lze extrapolovat teplotu pro pump-probe experiment, kde budeme požadovat relaxační dobu maximálně $100 \text{ } \mu\text{s}$. Při využití výrazu 1.6 vyjde teplota $404 \pm 66 \text{ K}$, což odpovídá $131 \pm 66 \text{ }^\circ\text{C}$. Chyba byla určena pomocí přenosu chyb, výsledný vzorec pro chybu teploty je:

$$\sigma_T = \mathcal{T} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{U_A}}{U_A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\tau_0}}{\tau_0 \ln \frac{\tau}{\tau_0}}\right)^2}, \quad (4.1)$$

Velká neurčitost je způsobená především relativní chybou fitu charakteristického času, která je příliš velká na bližší určení teploty. Určené teploty jsou stále menší než Néelova teplota, která je rovna 480 K ($207 \text{ }^\circ\text{C}$) [26], proto je switchování stále pozorovatelné. Relaxace jde dále urychlit pomocí mazání, v tomto případě by bylo vhodné jedno-pulzové mazání, které zatím nebylo pozorované.

Nicméně, při použití parametrů z [7], tak vychází teplota 623 K , neboli $350 \text{ }^\circ\text{C}$, což naznačuje, že nebude možné provést pump-probe pouze při zvýšení teploty.

Jelikož amplitudy switchování pro fluence v rámci switchovacího okna v závislosti na teplotě zůstávají stejné, tak se jedná o nepřímý důkaz, že pozorovaný jev je magnetického původu a nejedná se o tepelný efekt viz komentář výše.

Závěr

Prvním cílem bylo nastavit vhodně teplotní kontrolu, čehož se podařilo dosáhnout. Nově nalezené *PID* parametry ve srovnání s výchozími parametry v teplotním intervalu 25 až 45 °C dosáhne mnohem lepších výsledků, ve smyslu průměrného držení teploty blízko nastavené teploty a velikosti oscilací teploty. Během dlouhodobých měření se podařilo dosáhnout dokonce odchylek na škále setin °C, což je na hranici přesnosti použitého teploměru. Zároveň teploměr nebyl přímo na vzorku, proto je možné, že teplota vzorku oscilovala více. Jediné negativum nalezených parametrů spočívá v tom, že při nastavení vyšších teplot než 50 °C trvá delší dobu než požadované teploty dosáhne, či vůbec nedosáhne. Proto je třeba nalézt novou sadu parametrů pro vyšší teploty. V tomto případě jsme demonstrovali fungující způsob nalezení nových parametrů.

Při měření switchování je tato práce celkově v souladu s dřívějšími naměřenými výsledky. Pozorujeme systematický pokles relaxačních dob při zvýšení teploty dle předpokládaného vztahu. Dále se podařilo extrahovat prahové fluence pro switchování z fluenčních charakteristik, ze kterých je jasné, že pozorujeme jev nelineární ve fluencích. V prahových fluencích pozorujeme lineární pokles s teplotou. Velikost fluenčních oken, kde dochází k plně reverzibilnímu switchování, byla odhadnuta méně přesně, jelikož drifty v optickém setupu (konkrétně nestabilita THz amplitudy) ztížily odhad fluencí, u kterých dochází k permanentním změnám.

Jistá limitace této práce spočívá v měření relativně malého teplotního intervalu z důvodu nedostupnosti kryostatu, proto výrazně extrapolované hodnoty, například odhad switchovací teploty nebo charakteristického času, nevychází přesně a v souladu s dřívějšími měřeními. Jelikož hodnota charakteristického času switchování se řádově liší od hodnoty v jiné publikaci, je třeba chápat extrapolovanou hodnotu teploty pro pump-probe jako velmi hrubý odhad. Při využití hodnot z již zmíněné publikace hodnota vychází nad Néelovou teplotou, z čehož lze vyvodit, že pouhé zvýšení teploty nemusí stačit pro požadované redukování relaxační doby pod 100 μ s. Proto k pump-probe experimentu bude třeba společně se zvýšením teploty využít také mechanismu mazání či pulse pickeru, což sníží požadavky na minimální relaxační čas.

S přidáním kryostatu do optického setupu bude možné tato měření zopakovat s mnohem větším rozsahem, což by umožnilo přesnější určení parametrů přepínání, např. charakteristického času. Dalším možným navazujícím experimentem je již zmíněný pump-probe s cílem určit horní limit dynamiky přepínání, jelikož tohoto nelze dosáhnout pomocí elektrických měření.

Literatura

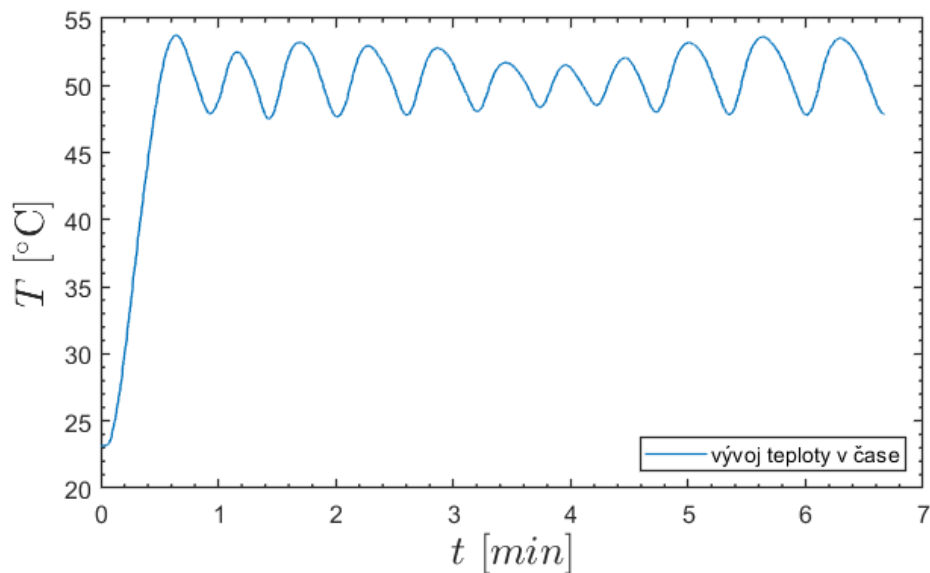
1. HIROHATA, Atsufumi; YAMADA, Keisuke; NAKATANI, Yoshinobu; PREJBEANU, Ioan-Lucian; DIÉNY, Bernard; PIRRO, Philipp; HILLEBRANDS, Burkard. Review on spintronics: Principles and device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2020, roč. 509, s. 166711.
2. ŽUTIĆ, Igor; FABIAN, Jaroslav; SARMA, S Das. Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of modern physics*. 2004, roč. 76, č. 2, s. 323.
3. BALTZ, Vincent; MANCHON, Aurelien; TSOI, M; MORIYAMA, Takahiro; ONO, T; TSERKOVNYAK, Y. Antiferromagnetic spintronics. *Reviews of Modern Physics*. 2018, roč. 90, č. 1, s. 015005.
4. JUNGWIRTH, Tomas; MARTI, X; WADLEY, P; WUNDERLICH, J. Antiferromagnetic spintronics. *Nature nanotechnology*. 2016, roč. 11, č. 3, s. 231–241.
5. KAŠPAR, Zdeněk; SURÝNEK, Miloslav; ZUBÁČ, Jan; KRIZEK, Filip; NOVÁK, Vít; CAMPION, Richard P; WÖRNLE, Martin S; GAMBARDELLA, Pietro; MARTI, Xavier; NĚMEC, Petr et al. Quenching of an antiferromagnet into high resistivity states using electrical or ultrashort optical pulses. *Nature Electronics*. 2021, roč. 4, č. 1, s. 30–37.
6. BLUNDELL, Stephen. *Magnetism in condensed matter*. OUP Oxford, 2001.
7. KAŠPAR, Zdeněk. *Quench Switching of Antiferromagnetic CuMnAs*. Praha, 2021. Dizertační práce. Univerzita Karlova, Matematicko-fyzikální fakulta.
8. COEY, John MD. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge university press, 2010.
9. REIMERS, Sonka; KRIEGNER, Dominik; GOMONAY, Olena; CARBONE, Dina; KRIZEK, Filip; NOVÁK, Vít; CAMPION, Richard P; MACCHEROZZI, Francesco; BJÖRLING, Alexander; AMIN, Oliver J et al. Defect-driven antiferromagnetic domain walls in CuMnAs films. *Nature Communications*. 2022, roč. 13, č. 1, s. 724.
10. BODNAR, S Yu; ŠMEJKAL, Libor; TUREK, I; JUNGWIRTH, T; GOMONAY, Olena; SINOVA, Jairo; SAPOZHNIK, AA; ELMERS, H-J; KLÄUI, Mathias; JOURDAN, Martin. Writing and reading antiferromagnetic Mn₂Au by Néel spin-orbit torques and large anisotropic magnetoresistance. *Nature communications*. 2018, roč. 9, č. 1, s. 348.
11. BALDRATI, Lorenzo; GOMONAY, Olena; ROSS, Andrew; FILIANINA, Mariia; LEBRUN, Romain; RAMOS, Rafael; LEVEILLE, Cyril; FUHRMANN, Felix; FORREST, TR; MACCHEROZZI, Francesco et al. Mechanism of Néel order switching in antiferromagnetic thin films revealed by magnetotransport and direct imaging. *Physical review letters*. 2019, roč. 123, č. 17, s. 177201.
12. WADLEY, Peter; HOWELLS, Bryn; ŽELEZNÝ, J; ANDREWS, Carl; HILLS, Victoria; CAMPION, Richard P; NOVÁK, Vít; OLEJNÍK, K; MACCHEROZZI, F; DHESI, SS et al. Electrical switching of an antiferromagnet. *Science*. 2016, roč. 351, č. 6273, s. 587–590.

13. ŽELEZNÝ, J; GAO, H; VÝBORNÝ, K; ZEMEN, J; MAŠEK, J; MANCHON, Aurélien; WUNDERLICH, J; SINOVA, Jairo; JUNGWIRTH, T. Relativistic Néel-order fields induced by electrical current in antiferromagnets. *Physical review letters*. 2014, roč. 113, č. 15, s. 157201.
14. WÖRNLE, MS; WELTER, P; KAŠPAR, Z; OLEJNÍK, K; NOVÁK, V; CAMPION, RP; WADLEY, P; JUNGWIRTH, T; DEGEN, CL; GAMBARDELLA, P. Current-induced fragmentation of antiferromagnetic domains. *arXiv preprint arXiv:1912.05287*. 2019.
15. SURYNEK, M; ZUBAC, J; OLEJNIK, K; FARKAS, A; KRIZEK, F; NADVORNIK, L; KUBASCIK, P; TROJANEK, F; CAMPION, RP; NOVAK, V et al. Picosecond transfer from short-term to long-term memory in analog antiferromagnetic memory device. *arXiv preprint arXiv:2401.17370*. 2024.
16. SEIFERT, Tom S; CHENG, Liang; WEI, Zhengxing; KAMPFRATH, Tobias; QI, Jingbo. Spintronic sources of ultrashort terahertz electromagnetic pulses. *Applied Physics Letters*. 2022, roč. 120, č. 18.
17. DEXHEIMER, Susan L. *Terahertz spectroscopy: principles and applications*. CRC press, 2017.
18. LEE, Yun-Shik. *Principles of terahertz science and technology*. Sv. 170. Springer Science & Business Media, 2009.
19. RIEK, Claudius; SELETSKIY, Denis V; MOSKALENKO, Andrey S; SCHMIDT, JF; KRAUSPE, Philipp; ECKART, Sebastian; EGGERT, Stefan; BURKARD, Guido; LEITENSTORFER, Alfred. Direct sampling of electric-field vacuum fluctuations. *Science*. 2015, roč. 350, č. 6259, s. 420–423.
20. KUBAŠČÍK, Peter; FARKAŠ, Andrej; OLEJNÍK, Kamil; TROHA, Tinkara; HÝVL, Matěj; KRIZEK, Filip; JOSHI, Deep Chandra; OSTATNICKÝ, Tomáš; JECHUMTÁL, Jiří; SURÝNEK, Miloš et al. Terahertz probing of anisotropic conductivity and morphology of CuMnAs epitaxial thin films. *Advanced Physics Research*. 2024, roč. 3, č. 1, s. 2300075.
21. KUBAŠČÍK, Peter. *Study of spintronic phenomena in magnetically ordered structures using terahertz spectroscopy*. Praha: Univerzita Karlova, Matematicko-fyzikální fakulta, 2021. Diplomová práce.
22. TINKHAM, Michael. Energy gap interpretation of experiments on infrared transmission through superconducting films. *Physical Review*. 1956, roč. 104, č. 3, s. 845.
23. *TC300-Manual* [online]. [cit. 2024-03-25]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/drawings/e38da4e20342299e-A9F22F51-0B4C-3838-C245BB2497AE8DC0/TC300-Manual.pdf>.
24. WEBSTER, John G; EREN, Halit. *Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook: Two-Volume Set (Electrical Engineering Handbook)*. CRC Press: Boca Raton, FL, USA, 2014.
25. VOLNÝ, J; WAGENKNECHT, D; ŽELEZNÝ, J; HARCUBA, P; DUVERGER-NEDELLEC, E; COLMAN, RH; KUDRNOVSKÝ, J; TUREK, I; UHLÍŘOVÁ, K; VÝBORNÝ, K. Electrical transport properties of bulk tetragonal CuMnAs. *Physical Review Materials*. 2020, roč. 4, č. 6, s. 064403.

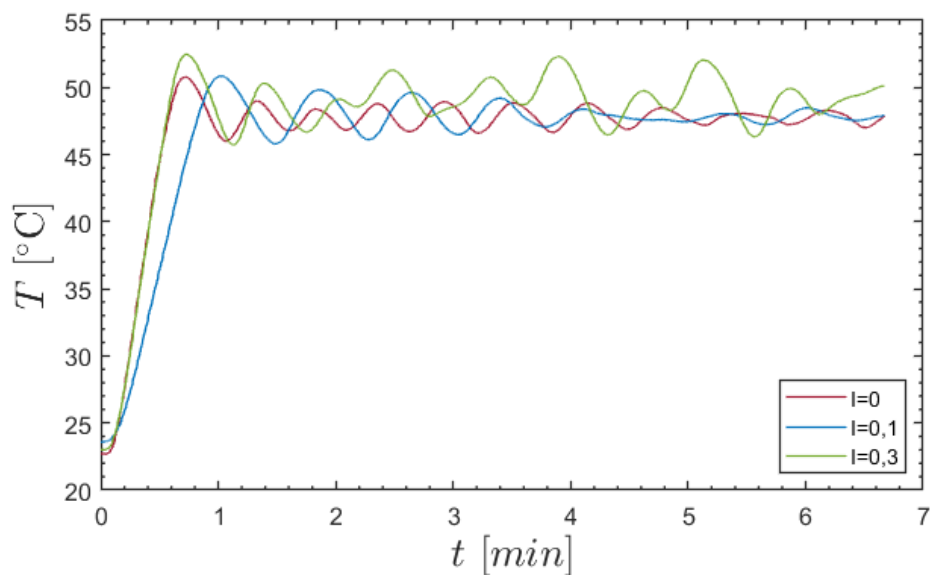
26. ZUBÁČ, Jan; KAŠPAR, Zdeněk; KRIZEK, Filip; FÖRSTER, Tobias; CAMPION, Richard P; NOVÁK, Vít; JUNGWIRTH, Tomáš; OLEJNÍK, Kamil. Hysteretic effects and magnetotransport of electrically switched CuMnAs. *Physical Review B*. 2021, roč. 104, č. 18, s. 184424.

A Přílohy

A.1 Průběhy teplot při různých PID parametrech

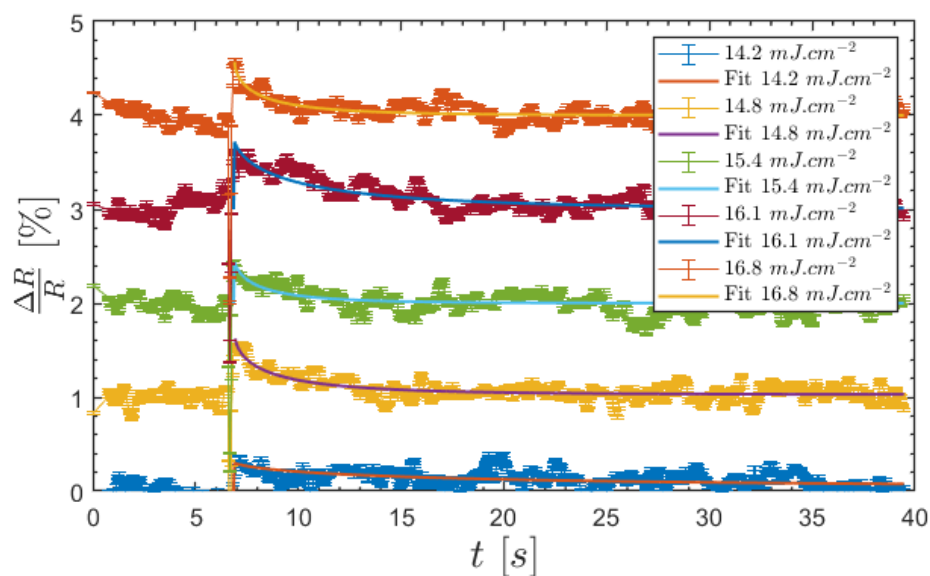


Obrázek A.1 Příklad oscilací teploty vzorku způsobené P parametrem, cílová teplota je 50 °C.

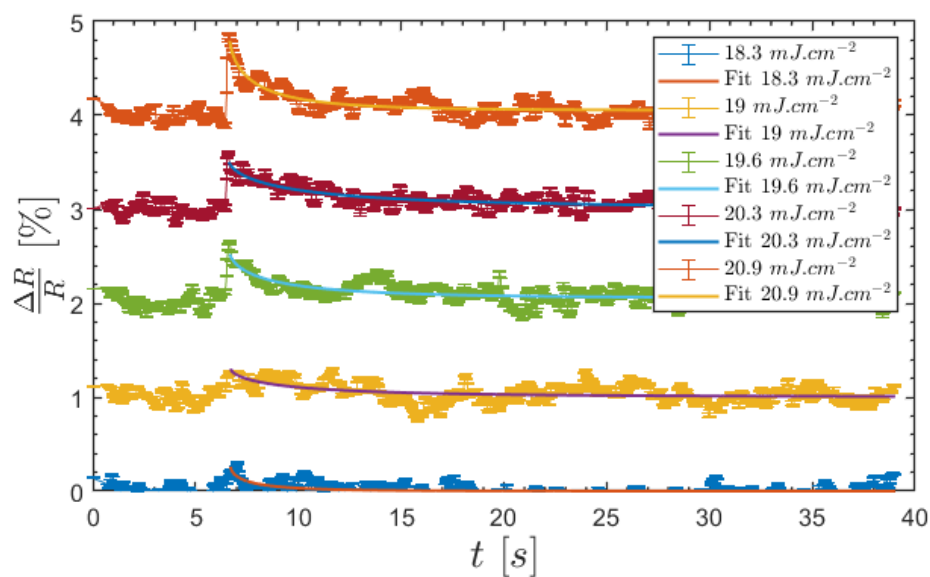


Obrázek A.2 Teplotní průběhy v závislosti na hodnotě I se stejným P, s cílovou teplotou 50 °C.

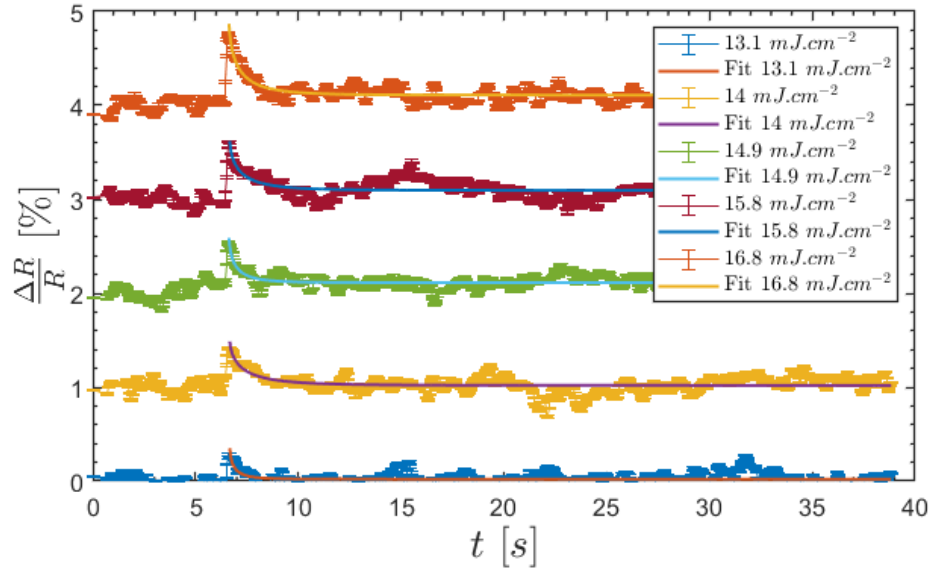
A.2 Průběhy switchování



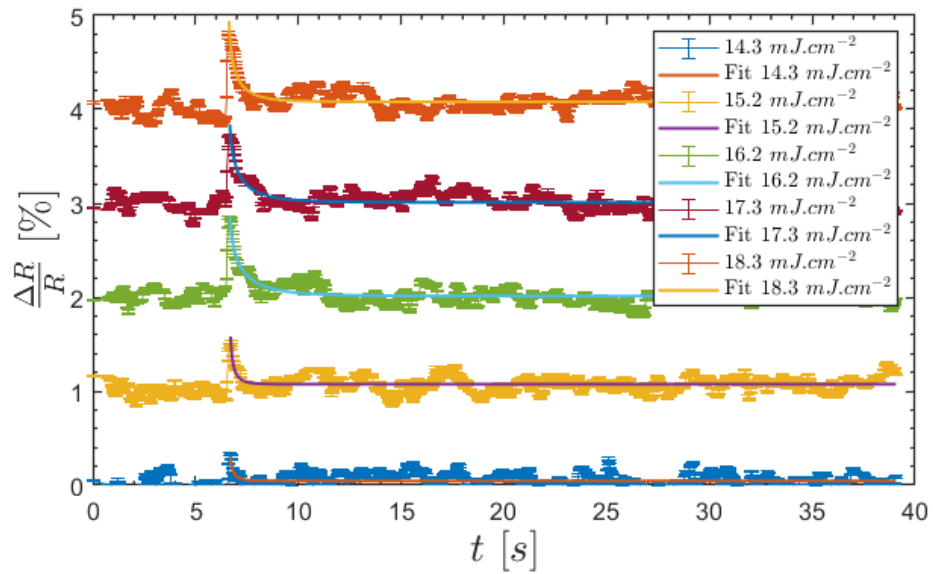
Obrázek A.3 Vybrané časové průběhy switchování pro různé fluence v rámci switchovacího okna pro 25 °C.



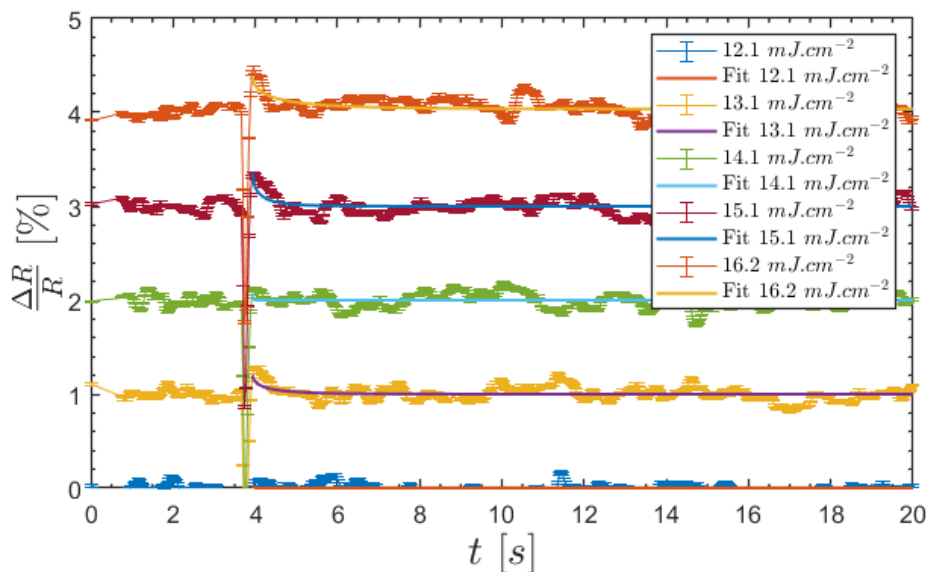
Obrázek A.4 Vybrané časové průběhy switchování pro různé fluence v rámci switchovacího okna pro 30 °C.



Obrázek A.5 Vybrané časové průběhy switchování pro různé fluence v rámci switchovacího okna pro 35 °C.

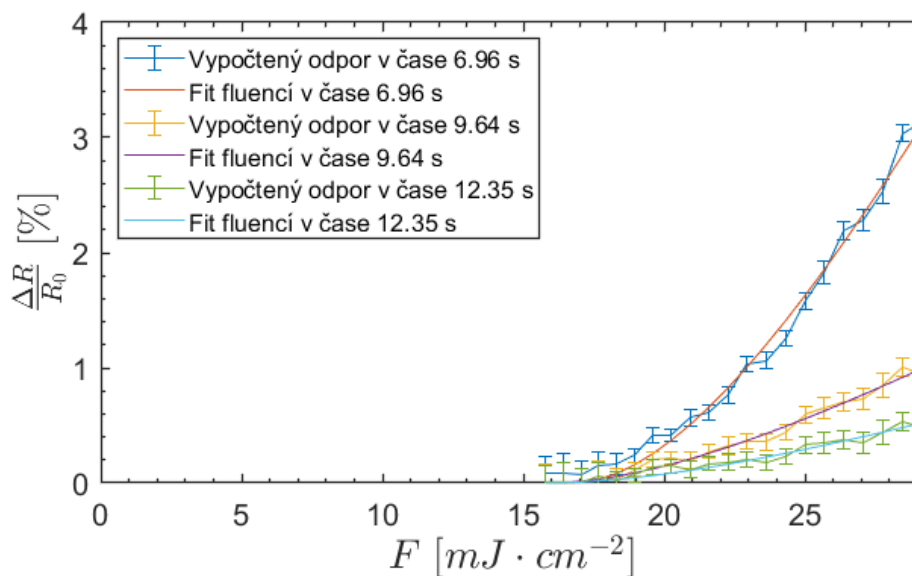


Obrázek A.6 Vybrané časové průběhy switchování pro různé fluence v rámci switchovacího okna pro 40 °C.

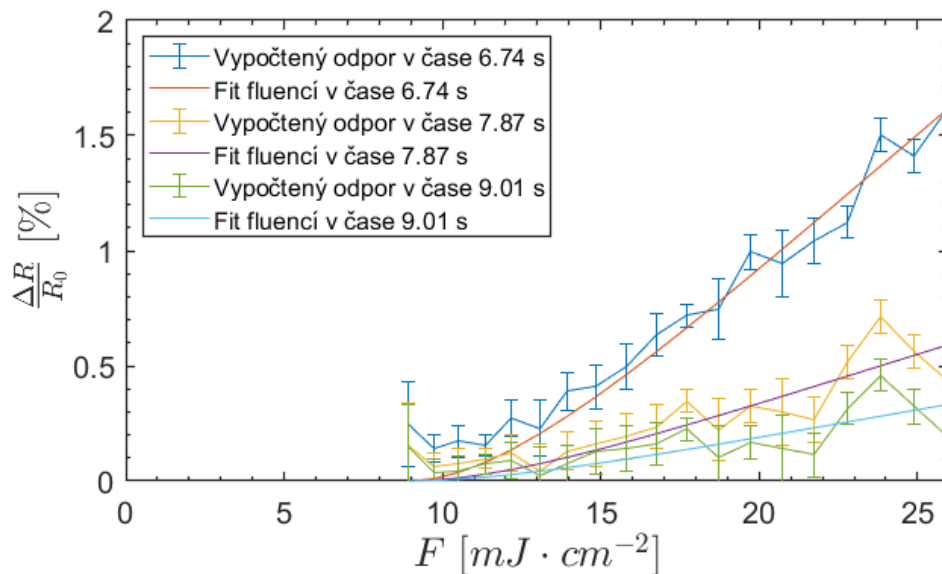


Obrázek A.7 Vybrané časové průběhy switchování pro různé fluence v rámci switchovacího okna pro 45 °C

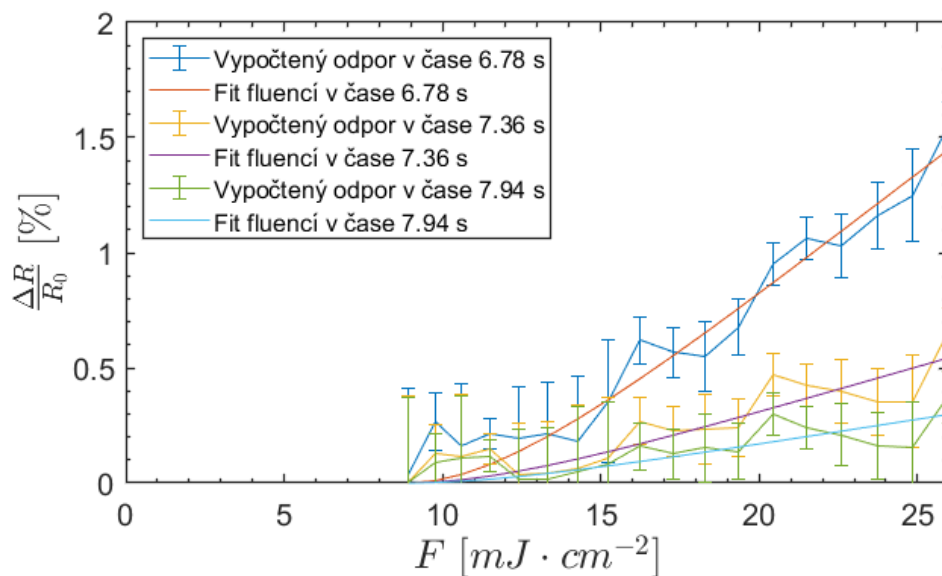
A.3 Fluenční charakteristiky



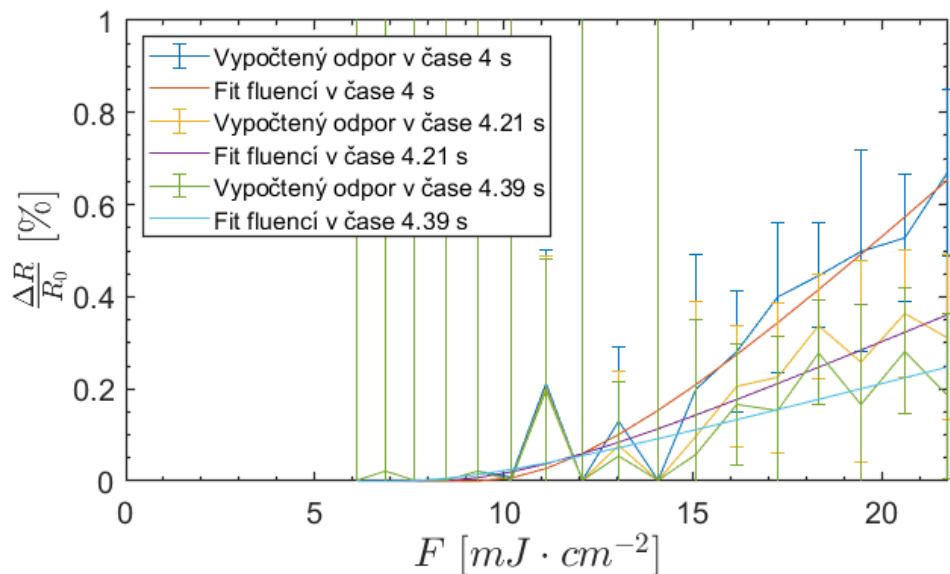
Obrázek A.8 Fit fluenční závislosti $\Delta R/R$ pro 30 °C pomocí závislosti (1.5). Hodnoty $\Delta R/R$ byly vypočteny z rovnice (1.2) s využitím parametrů z dříve provedených fitů jednotlivých časových průběhů switchování.



Obrázek A.9 Fit fluenční závislosti $\Delta R/R$ pro 35 °C pomocí závislosti (1.5). Hodnoty $\Delta R/R$ byly vypočteny z rovnice (1.2) s využitím parametrů z dříve provedených fitů jednotlivých časových průběhů switchování.

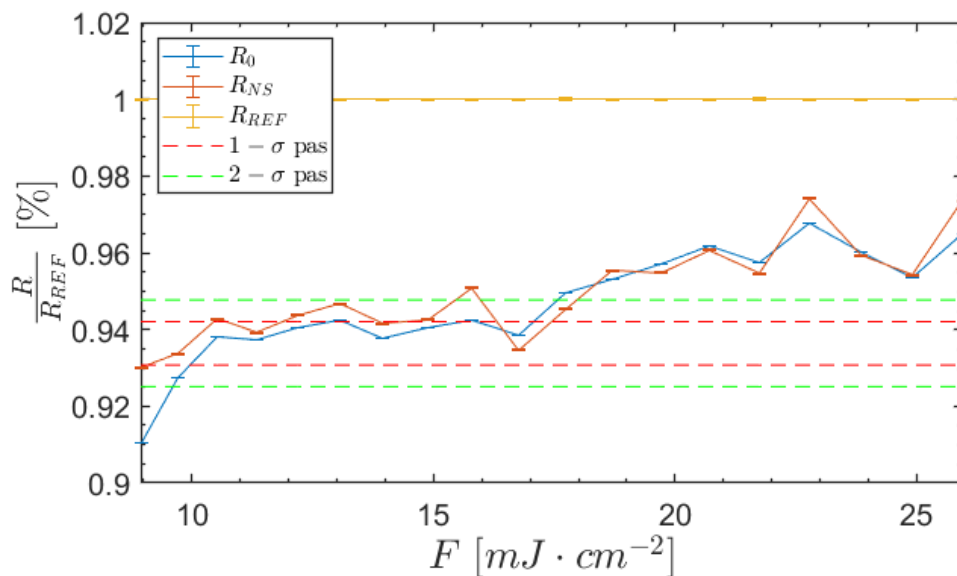


Obrázek A.10 Fit fluenční závislosti $\Delta R/R$ pro 40 °C pomocí závislosti (1.5). Hodnoty $\Delta R/R$ byly vypočteny z rovnice (1.2) s využitím parametrů z dříve provedených fitů jednotlivých časových průběhů switchování.

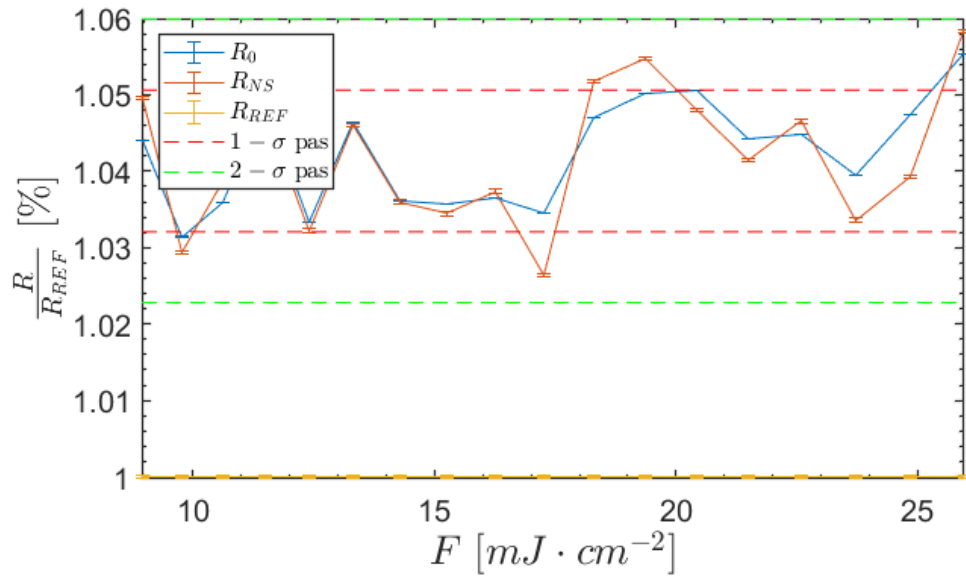


Obrázek A.11 Fit fluenční závislosti $\Delta R/R$ pro 45 °C pomocí závislosti (1.5). Hodnoty $\Delta R/R$ byly vypočteny z rovnice (1.2) s využitím parametrů z dříve provedených fitů jednotlivých časových průběhů switchování.

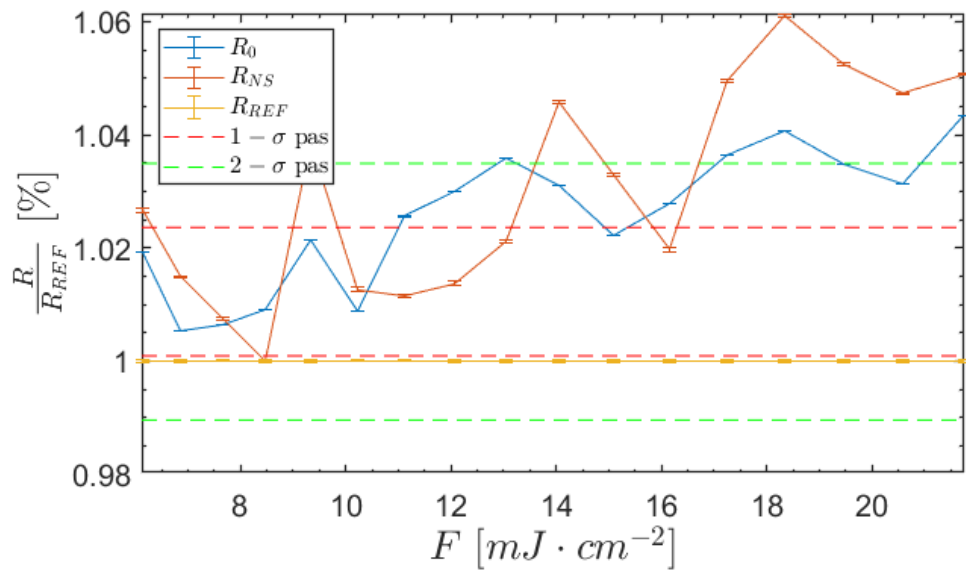
A.4 Výsledky trojbodové metody



Obrázek A.12 Vývoj odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} v závislosti na fluenci pro 35 °C normalizovaný na vývoj R_{REF} . Metoda, jak určit pálicí fluenci je blíže popsána v 2.5.



Obrázek A.13 Vývoj odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} v závislosti na fluenci pro 40 °C normalizovaný na vývoj R_{REF} . Metoda, jak určit pálicí fluenci je blíže popsána v 2.5.



Obrázek A.14 Vývoj odporů R_0 , R_{REF} a R_{NS} v závislosti na fluenci pro 45 °C normalizovaný na vývoj R_{REF} . Metoda, jak určit pálicí fluenci je blíže popsána v 2.5.