



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

## **BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Dominika Brezinová

### **Vliv materiálového napětí na emisi terahertzového záření ze spintronických emitorů**

Katedra chemické fyziky a optiky

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2023

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracovala 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

## **Pod'akovanie**

Na tomto mieste by som chcela pod'akovať najmä môjmu vedúcemu práce, RNDr. Lukášovi Nádvorníkovi, Ph.D., za jeho ochotu, prispôsobivosť, hodnotné rady a celkovo veľmi príjemnú spoluprácu. Ďalej ďakujem aj Mgr. Petrovi Kubaščíkovi za pomoc pri spracovávaní dát a oporu pri meraniach a mojej rodine za podporu.

Názov práce: Vplyv materiálového napätia na emisiu terahertzového žiarenia zo spintronických emitorov

Autor: Dominika Brezinová

Katedra / Ústav: Katedra chemickej fyziky a optiky

Vedúci bakalárskej práce: RNDr. Lukáš Nádvorník, Ph.D. , Katedra chemickej fyziky a optiky

Abstrakt: Táto práca sa venuje vplyvu materiálového napätia na emisiu terahertzového žiarenia zo spintronických emitorov. Prvá kapitola je úvodom k samotnej spintronike, terahertzovému žiareniu, spintronickým emitorom a uvádzame tu aj model generovania spinových prúdov v spintronických emitoroch. V druhej kapitole je čitateľ oboznámený s metódami meraní, použitými vzorkami a spôsobom spracovávania dát v programe MATLAB. Praktická časť práce je zhrnutá v tretej kapitole, kde sa venujeme najprv samotnému spôsobu merania a jeho možným nedostatkom a následne prejdeme k hlavnému meraniu tejto práce, teda k „symetrizovanému“ krížovému meraniu. V poslednej kapitole sú zhrnuté výsledky meraní a navrhnuté možné vylepšenia do budúcnosti.

Kľúčové slová: terahertzové žiarenie, spintronický emitor, materiálové napätie

Title: Impact of strain on emission of terahertz radiation from spintronic emitters

Author: Dominika Brezinová

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: RNDr. Lukáš Nádvorník, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: The main focus of this work is on the impact of strain on emission of terahertz radiation from spintronic emitters. First chapter is dedicated to the introduction to spintronics, terahertz radiation, spintronic emitters and we also describe here the model of generating spin currents in spintronic emitters. In the second chapter, the reader is introduced to methods of measurements, data processing in MATLAB and used samples. The practical part of the work is described in the third chapter. This chapter deals with the measurement method itself and its flaws and then deals with the main measurement - „symmetrical“ cross measurement. In the last chapter we conclude the results and bring some improvements for the next measurements.

Keywords: terahertz radiation, spintronic emitter, material strain

## Obsah

Motivácia a cieľ.....	2
1. Teória .....	3
1.1 Spintronika.....	3
1.2 Terahertzové žiarenie a spintronický emitor .....	3
1.3 Spinový prúd v spintronických emitorech.....	6
1.4 Hustota stavov a napätie na vzorke .....	7
1.5 Kaptón .....	7
2. Metódy .....	9
2.1 Vzorok .....	9
2.2 Metódy prehnutia vzorky a 3D tlač držiaka .....	9
2.3 Časovo rozlíšená terahertzová spektroskopia .....	11
2.4 Analýza dát v programe MATLAB.....	12
2.5 Metóda krížového merania .....	13
2.6 Metóda „symetrizovaného“ krížového merania .....	14
2.7 Metóda merania skúšobného setu .....	15
2.8 Metóda merania základných setov .....	15
3. Výsledky .....	16
3.1 Skúšobný set meraní .....	16
3.2 Základný set meraní.....	17
3.3 Merania s prvým držiakom.....	19
3.4 Efekt emisného kuželu .....	21
3.5 „Nesymetrizované“ krížové meranie“ .....	23
3.6 Magnetizácia vzorky.....	26
3.7 Saturačná magnetizácia .....	28
3.8 Odstránenie ďalších možných parazitných vplyvov .....	30
3.8.1 Charakterizácia nehomogenity vzoriek .....	30
3.8.2 Absorpcia a emisia kaptónu .....	32
3.8.3 Posun vzorky z ohniska.....	33
3.9 „Symetrizované“ krížové meranie .....	35
4. Diskusia.....	41
Záver.....	43
Zoznam použitej literatúry.....	44
Zoznam použitých skratiek.....	47

## Motivácia a cieľ

Základom spintroniky je kvantová vlastnosť elektrónu nazývaná spin [1]. Spin je istý druh magnetického momentu a v poslednom období sa objavujú lukratívne spôsoby jeho využitia, napríklad v oblasti uchovávaní informácií. [2,3,4,5] Spintronika taktiež stojí aj za vznikom zaujímavých prvkov, ako je napríklad spintronický emitor generujúci terahertzové žiarenie vo frekvenčnom rozmedzí, ktoré bolo do nedávna nedosiahnuteľné pomocou klasických elektronických či optických prvkov. Tieto emitory sa súčasne osvedčene využívajú v terahertzovej spektroskopii v časovej oblasti. [6,7] Spintronický emitor sa skladá z dvojvrstvy magnetického a nemagnetického kovu.[8] Po excitácii dvojvrstvy femtosekundovým laserovým pulzom dôjde k vytvoreniu ultrarýchleho spinovo polarizovaného prúdu medzi vrstvami. Pri prechode magnetickou vrstvou sa vďaka spin orbitálnej interakcií vychýlia elektróny so spinom nahor a nadol opačným smerom a vznikne ultrarýchly nábojový prúd v rovine vzorky vedúci k emisii THz žiarenia. [3,8] Odpoveď na otázku mikroskopického popisu generovania spinového prúdu zatiaľ nie je jasne zodpovedaná, no podľa posledných štúdií by za vznikom mohla stáť tvorba spinového napätia na rozhraní vrstiev tesne po excitácii materiálov s rozdielnou spinovo závislou hustotou stavov. [9] Cieľom tejto práce je teda uskutočniť prvé merania THz emisie zo spintronických emitorov pri súčasnej aplikácii materiálového napätia na emitor. Vplyvom materiálového napätia by malo dôjsť k zmene hustoty stavov vo vzorke a teda k merateľnej zmene v emisii THz žiarenia [9,10], ktorá by našu hypotézu o príčine vzniku spinového prúdu mohla potvrdiť. K tomuto účelu boli pripravené vzorky typu CoFeB/N, kde N je buď Pt alebo W, ktoré boli deponované na flexibilnom materiáli Kapton. [11]

# 1. Teória

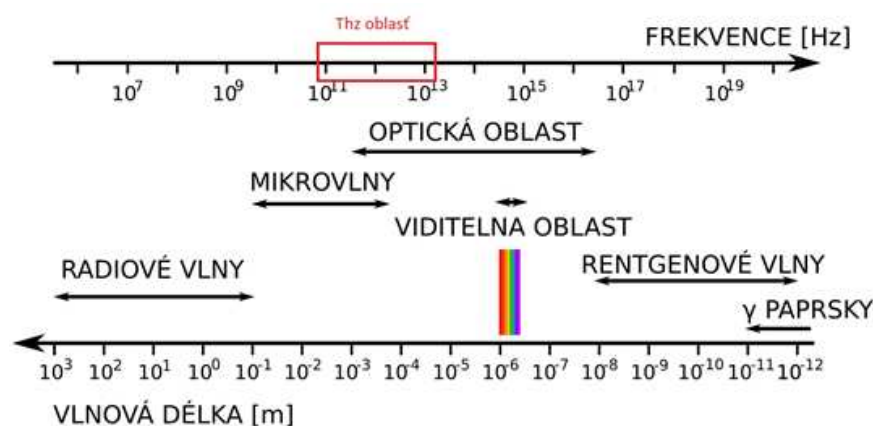
## 1.1 Spintronika

Jadrom spintroniky sú prvky, ktoré sa funkčne zakladajú na spinovom stupni voľnosti, najčastejšie na spine vodivostných elektrónov. Klasická informačná technika a elektronické prvky doposiaľ využívali len tok elektricky nabitých častíc a úplne vynechávali spin vlastný každému elektrónu. [2,1,4,5] Avšak magnetizmus a teda aj spin elektrónov vždy hral dôležitú rolu pri zápise informácií a ich následnom čítaní. Využíval sa jav magnetorezistencie, čiže zmeny elektrického odporu spôsobenej magnetickým poľom, na prečítanie uložených informácií. Nie je preto prekvapivé, že prvé úspechy spintroniky boli práve v oblasti uchovávaní informácií.[2] Spintronické prvky sa teda líšia od klasických prvkov tým, že pracujú so spinovo polarizovanými prúdmi. Spinovo polarizované prúdy sa používajú na čítanie informácie uloženej do feromagnetických bitov (gigantická alebo tunelovacia magnetorezistencia) či k zápisu informácie pomocou spintronických krútiacich momentov na magnetické bity (napríklad v MRAM, magnetických RAM). [2,12,13] V bežných nemagnetických materiáloch nie sú voľné nosiče v rovnováhe spinovo polarizované (hustota stavov s projekciou spinov nahor a nadol je rovnaká). Preto sa pre tvorbu spinových prúdov využívajú feromagnetické materiály, v ktorých sa nachádzajú malé oblasti s rôznymi orientáciami magnetizácie, nazývané domény.[14] Domény obsahujúce elektróny s nenulovou spinovou polarizáciou (v smere definovanom lokálnym smerom magnetizácie) je možné priložením externého magnetického poľa usporiadať a spinový prúd vytvoriť pomocou aplikácie elektrického poľa (elektrického prúdu). [2,14]

## 1.2 Terahertzové žiarenie a spintronický emitör

Terahertzová oblasť je voľne definovaná vo frekvenčnom rozmedzí 0,3-30 THz elektromagnetického spektra a nachádza sa na pomedzí elektroniky a optiky (Obrázok 1). [8,15,6] Terahertzové žiarenie je neviditeľné voľným okom a v porovnaní s röntgenovým žiarením je bezpečné, nedeštruktívne a neinvazívne. [16] Šíri sa bezdrátovo a interaguje s kovmi najmä pomocou vodivostných elektrónov. Takéto

žiarenie zahŕňa interval frekvencií, ktoré nebolo možné dosiahnuť pomocou elektronických metód a ani optických techník. Dnes už je však možné tieto frekvencie generovať pomocou ultrakrátkych laserových pulzov a špeciálnych emitorov ako sú napríklad fotovodivé antény (PCA), emitory zakladajúce sa na procese optickej rektifikácie či THz zdroje fungujúce vďaka fotoionizácii vzduchu intenzívnymi laserovými pulzami. Jednotlivé emitory sa líšia najmä v rozmedzí frekvencií generovaného terahertzového žiarenia. [17] Terahertzová oblasť odpovedá mnohým základným rezonanciám materiálov a terahertzové žiarenie nám tak poskytuje spektroskopický náhľad s vysokým časovým a priestorovým rozlíšením. THz fotóny pokrývajú energetickú oblasť typickú pre fonóny, magnóny, frekvencie elektrónového rozptylu v kovoch alebo spin orbitálne interakcie. [8,18] Terahertzová spektroskopia má teda množstvo aplikácií od kontroly produktov v priemysle, spektroskopie v chémii a astronómii, charakterizácie materiálov vo fyzike, bezdrátovej komunikácie, odhaľovania zbraní ukrytých pod oblečením na letiskách až po detekciu rakoviny. Vo farmaceutickom priemysle umožňuje napríklad nedeštruktívnu internú chemickú analýzu tabliet, kapsúl a iných foriem liečiv. [17,16]

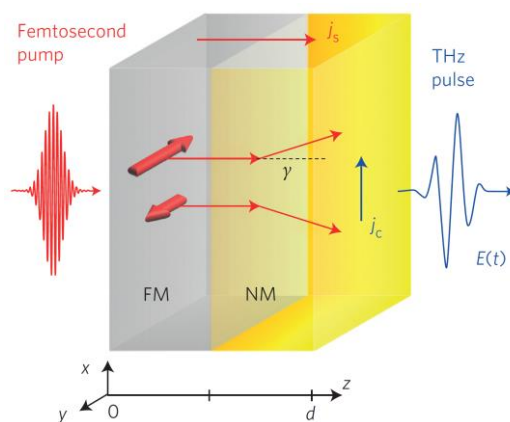


**Obrázok 1.:** Elektromagnetické spektrum s vyznačenou terahertzovou oblasťou na pomedzí elektroniky a optiky. [19]

Aby bolo možné plne využiť potenciál terahertzového žiarenia je potrebné disponovať spoľahlivým zdrojom, ktorým je v našom prípade spintronický emitor (STE). STE je zdrojom terahertzového žiarenia, ktorý kompletne pokrýva oblasť 1-30 THz a v porovnaní s inými vyššie spomínanými emitormi je jeho frekvenčné rozpätie veľmi obsiahle a bez spektrálnych medzier. Vyniká aj čo sa týka cenovej dostupnosti (je energeticky úsporný), veľkosti amplitúdy generovanej THz vlny (pri výkonoch 5 W a 1 kHz opakovacích frekvenciách boli generované THz elektrické polia s maximami



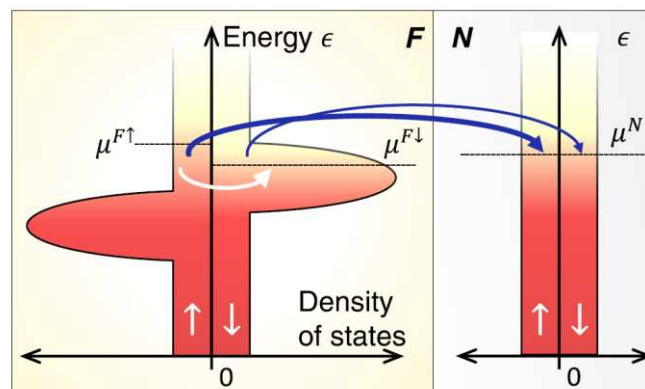
približne 300 kV/cm) či flexibility geometrie a dizajnu emitoru. Jeho výroba sa zakladá na dobre známom procese narastania tenkých filmov, čo zaručuje vysokú kvalitu a homogenitu emitrov. [8,18,20,21] Spintronický emitor (Obrázok 2.) sa skladá z niekoľko nanometrov tenkej dvoj vrstvy feromagnetického (FM) a nemagnetického (NM) kovu. Feromagnetická vrstva je zmagnetizovaná v rovine antiparalelnej k ose  $y$  (Obrázok 2.). Dopadajúci femtosekundový laserový pulz excituje elektróny v kovoch do stavov ponad Fermiho energetickú hladinu. Keďže je hustota stavov vo FM rozdielna pre majoritné a minoritné spinové projekcie dochádza k vytvoreniu spinového napätia [9] a vzniká elektrický prúd pozdĺž osy  $z$ , ktorý je silne spinovo polarizovaný v smere majoritných spinov. Pri vstupe do NM vrstvy sú elektróny s majoritným a minoritným spinom vychýlené do opačných smerov do osy  $x$  o uhol  $\gamma$  (Obrázok 2.) vďaka spin-orbitálnej interakcií. Tento jav sa nazýva inverzný spinový Hallov efekt (ISHE) a konvertuje pozdĺžnu spinovú prúdovú hustotu  $j_s$  na ultrarýchlu transverzálnu nábojovú prúdovú hustotu  $j_c = \gamma j_s$  [22,23], ktorá sa správa ako Hertzov dipól a zdroj terahertzového žiarenia. [6,7] Ťažké kovy ako je napríklad W či Pt vykazujú výrazný ISHE a teda sú bežne využívané v spintronických emitroch.[8,18,23] Žiarenie emitované týmto spôsobom je lineárne polarizované so smerom elektrického poľa (v smere osy  $x$ ) kolmým k magnetizácií vzorky a je nezávislé na polarizácii budiaceho pulzu. [8] Spinový prúd a teda aj terahertzové pole sa prevráti, pokiaľ sa buď preklopí externé magnetické pole alebo pokiaľ by bola kovová dvoj vrstva deponovaná na substráte v opačnom poradí. [20] Ďalšou vlastnosťou tohto žiarenia je lineárny nárast amplitúdy THz signálu s nárastom výkonu generačných pulzov. [8]



**Obrázok 2.:** Spintronický emitor skladajúci sa z dvojvrstvy magnetického a nemagnetického kovu. Dvojvrstva je excitovaná femtosekundovým laserovým pulzom a následne je generovaný spinový prúd. Pri prechode rozhraním medzi dvoma vrstvami dochádza k ISHE a je generovaná THz vlna. [8]

### 1.3 Spinový prúd v spintronických emitorech

Po excitácií dvojvrstvy spintronického emitoru dochádza k ultrarýchlej demagnetizácii [9,24] a terahertzovému spinovému transportu medzi vrstvami [9]. Z makroskopického hľadiska môže byť spinový transport spôsobený priestorovým gradientom elektrostatického potenciálu, teploty a spinového napätia. Vytvorenie gradientu elektrostatického potenciálu v kovových vrstvách je náročné, zatiaľ čo vytvorenie spinového napätia je pomerne jednoduché pomocou ultrarýchlej optickej excitácie.[9,18] Model, podľa ktorého by sa mohol celý proces vzniku spinového prúdu v emitorech riadiť je znázornený na Obrázku 3. Ide o model zakladajúci sa na rozdielnej hustote elektrónov so spinmi smerom nahor a nadol vo FM a NM vrstve.  $\mu^{F\uparrow}, \mu^{F\downarrow}$  na Obrázku 3. označujú chemické potenciály príslušné danému smeru spinu a ich rozdiel  $\mu^{F\uparrow} - \mu^{F\downarrow}$  určuje spinový prúd. Tento spinový prúd je spôsobený distribúciou elektrónov so svojvoľnou, prípadne netermálnou nerovnováhou  $\Delta n^{F\uparrow} - \Delta n^{F\downarrow}$ , kde  $n^{F\uparrow}, n^{F\downarrow}$  sú obsadzovacie čísla (Fermi-Diracove funkcie s príslušnými chemickými potenciálmi  $\mu$ ). Po absorbovaní laserového pulzu okamžite vzniká spinový prúd, pretože elektróny so smerom spinu nahor a nadol majú vo feromagnetoch (typu Stoner) rozdielne hustoty stavov v okolí Fermiho hladín. [9]. Môžeme teda povedať, že spinový prúd medzi vrstvami FM a NM vzniká vďaka tomu, že NM vrstva sa správa ako zberňa spinového uhlového momentu. Prechod elektrónov medzi FM a NM vrstvou zachováva spin a na Obrázku 3. je znázornený modrou šípkou. Z posledných experimentov vyplýva, že ultrarýchla demagnetizácia aj terahertzový spinový transport sú spôsobované rovnakou silou, a to spinovým napätím elektrónov.[9]



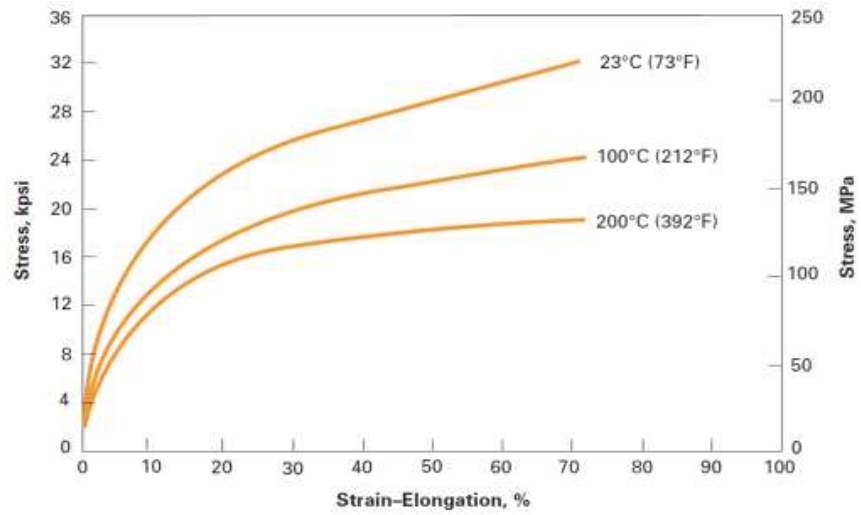
**Obrázok 3.:** Závislosť hustoty stavov elektrónov so spinom nahor a nadol vo FM a NM vrstve na energii elektrónu a schematické znázornenie vzniku spinového prúdu medzi vrstvami. [9]

## 1.4 Hustota stavov a napätie na vzorke

Vzorok, s ktorými sme pracovali, sa skladal z dvojvrstvy spintronického emitora deponovanej na substráte Kapton. Naším cieľom v tejto práci bolo pozorovať zmeny emitovaného THz žiarenia zo STE namáhaného napätím. Ukazuje sa totiž, že napätie vo vzorke má vplyv na hustotu stavov (DOS) elektrónov so spinom nahor a nadol a taktiež má vplyv na efektivitu transmisie spinových prúdov. Spin-orbitálny moment (SOT) je vyvolaný spinovým prúdom, ktorý je generovaný ako dôsledok spin-orbitálnej interakcie, keď nábojový prúd prechádza cez vrstvu nemagnetického kovu v emitore. [10] Výskumy ukazujú, že napínaním vzorky a jej následným miernym ohriatím je možné dosiahnuť vratnú moduláciu spin-orbitálneho momentu. Napínanie vzorky môže byť teda jednoducho použité na zmenu prúdovej hustoty faktorom 2 od pôvodného stavu vzorky. [10] Spintronické emitory boli skúmané pri napínaní (pod strainom) len na rozdielnych substrátoch ako bol náš a interpretácia týchto meraní viedla k vysvetleniu pomocou závislosti spinového Hallovhého efektu (SHE) na mechanickom napätí. Naším cieľom je naopak preskúmať vplyv zmeny DOS (pôsobením mechanického napätia) na spinový prúd. [10]

## 1.5 Kapton

Kapton (substrát, na ktorom bola deponovaná vrstva STE) je polyimidová vrstva so špecifickou kombináciou vlastností, ktoré ho robia ideálnym materiálom pre viacero využití. Kapton si dokáže udržať svoje fyzikálne, elektrické a mechanické vlastnosti vo veľkom teplotnom rozsahu, čo otvára nové aplikačné možnosti. Neexistujú žiadne známe organické rozpúšťadlá tohto filmu a teda má aj veľmi dobrú chemickú odolnosť. Typické hodnoty pevnosti v ťahu, modulu pevnosti a predĺženia pri rôznych teplotách sa dajú získať z krivky deformácie (Obrázok 4.). Faktory ako vlhkosť, hrúbka filmu a miera ťahového predĺženia majú iba zanedbateľný vplyv na tvar krivky pri 23 °C. [11]



**Obrázok 4.:** Deformačná krivka pre Kapton pri rôznych teplotách. [11]

## 2. Metódy

### 2.1 Vzorky

Vzorky, ktoré sme použili pri meraniach (Tabuľka 1.) boli pripravené v Rumunsku na Technickej Univerzite Cluj-Napoca (dr. Mihai Gabor) metódou naprašovania v ultravysokom vákuu [25,26]. Zloženie vzoriek pozostáva z dvojvrstvy spintrónického emitora, pričom ako vrstva magnetického kovu bola použitá vrstva CoFeB a ako nemagnetický kov bola použitá platina alebo wolfram. Každý z týchto NM kovov má iný uhol vychýlenia (opačný) pri ISHE a teda generovaná THz vlna mení svoju polaritu. [8,18] V niektorých vzorkách bola nanosená aj vrstva MgO medzi obe aktívne vrstvy FM a NM, ktorá sa správa ako bariéra a pri správnom nanosení by nemala umožniť tok spinového prúdu do NM vrstvy a teda ani generovanie THz vlny. Tantal sa nanášal na vzorky pre lepšie napojenie vrstiev na substrát, teda na Kapton.

Vzorka	Výrobca	Zjednodušené zloženie	Zloženie
KN-6	Mihai Gabor-Technical University of Cluj-Napoca, Rumunsko	CoFeB/Pt	Ta(15)/MgO(10)/CoFeB(20)/Pt(20)/Ta(60)//kapton
KN-8		CoFeB/Cu/Pt	Ta(15)/MgO(10)/CoFeB(20)/Cu(30)/Pt(20)/Ta(60)//kapton
KN-10		CoFeB/MgO/Pt	Ta(15)/MgO(10)/CoFeB(20)/MgO(40)/Pt(20)/Ta(60)//kapton
KN-11		CoFeB/W	Ta(15)/MgO(10)/CoFeB(20)/W(40)/Ta(40)//kapton
KN-12		CoFeB/MgO/W	Ta(15)/MgO(10)/CoFeB(20)/MgO(40)/W(40)/Ta(40)//kapton

**Tabuľka 1.:** Vzorky použité počas merania, ich pôvod a zloženie. (hrúbka vrstiev je uvedená v angstrémoch)

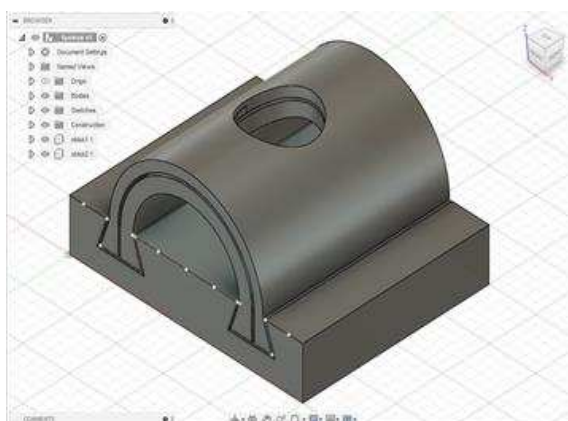
### 2.2 Metódy prehnutia vzorky a 3D tlač držiaka

Na generovanie napätia vo vzorke (vrátane substrátu) sme zvolili metódu mechanického preháňania vzorky na valcovej ploche s daným polomerom krivosti. Z tohto polomeru je možné dopočítať napätie pôsobiace na vzorku, ako je popísané napríklad v referencií [27]. Vzorku bolo potrebné pri meraniach ohýbať vždy rovnako a spôsobom, ktorý by ju nezničil. Rozhodli sme sa preto vytvoriť držiak, ktorým vzorku uchytíme v prehnutej polohe bez toho, aby sme ju museli prilepiť či upevniť zovretím do svoriek. Vytvorili sme preto model držiaka (Obrázok 5.) v programe Autodesk Fusion 360 a vytlačili sme ho na 3D tlačiarňi. Držiak sa skladal

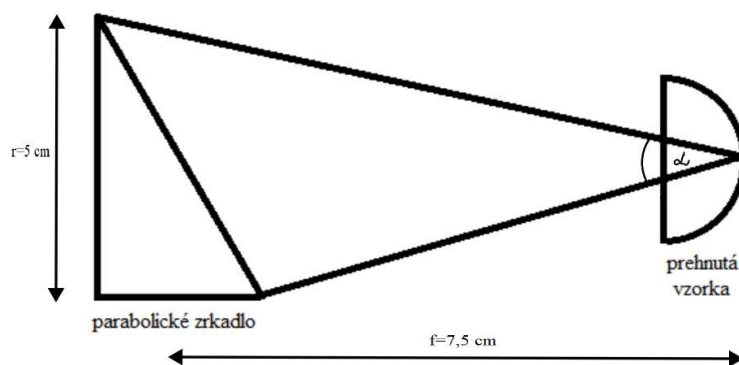
z dvoch oblúkov, ktoré sa zasúvali do plošinky. Vzorka sa vkladala medzi tieto oblúky a po ich zasunutí do plošinky bola vzorka prichytená a prehnutá medzi oblúkmi. V oblúkoch aj v plošinke boli vyrezané diery, ktoré umožňovali excitáciu vzorky a prechod generovaného THz žiarenia bez nežiaduceho orezávania žiarenia na držiaku. Plošina na zasúvanie oblúkov mala rozmery  $25 \times 25 \times 5$  mm, kruhový výrez na oblúkoch umožňujúci excitáciu vzorky mal polomer 3,5 mm, štvorcový výrez v plošinke na prechod THz žiarenia mal dĺžku strany 12,5 mm a valcová plocha na prehýbanie vzorky mala polomer krivosti 7,05 mm. Rozmery štvorcového okienka v plošinke boli určené na základe komponent setupu, konkrétne na emisnom uhle prvého parabolického zrkadielka zostavy (Obrázok 6, 7.). Toto zrkadielko malo ohnisko vo vzdialenosti  $f=3$  palce (približne 7,5 cm) a priemer  $r=2$  palce (približne 5 cm). Emisný uhol  $\alpha$  (Obrázok 6.), definovaný zrkadielkom, sme spočítali ako:

$$\tan(\beta) = \frac{r}{2f} \quad (1)$$

Kde  $\beta = \frac{\alpha}{2}$  a po dopočítaní  $\alpha$  sme získali hodnotu  $\alpha = 37^\circ$ .



**Obrázok 5.:** Model držiaka na prehýbanie vzorky vytvorený v programe Autodesk Fusion 360.

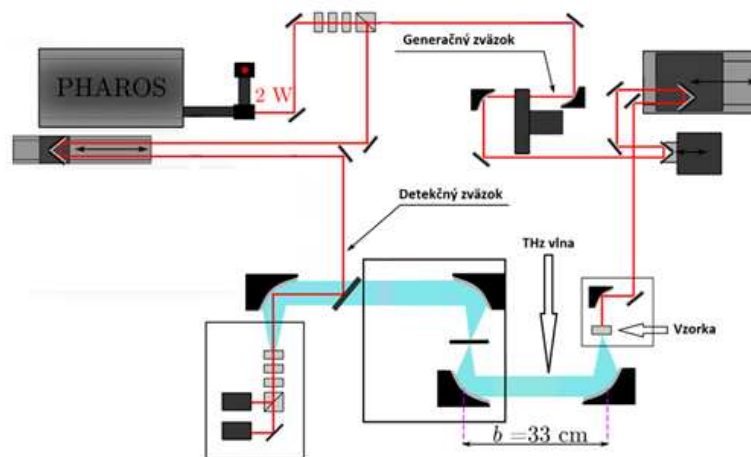


**Obrázok 6.:** Výpočet emisného uhlu  $\alpha$  definovaného prvým parabolickým zrkadielkom v zostave.

Následne sme otestovali funkčnosť držiaku a upravili nedostatky. Výsledný model bol teda navrhnutý tak, aby neorezával emisný kužel emitovaného THz žiarenia viac, ako ho definuje prvé parabolické zrkadielko v setupe. Výhodou tohto držiaku je, že plošinka sa pripevní do meracieho setupu a ďalej sa s ňou nemanipuluje. Pri vyberaní vzorky stačí vysunúť oblúky, vymeniť vzorku a zasunúť ich naspäť. Vďaka tomu máme vždy istotu, že je držiak na rovnakom mieste.

### 2.3 Časovo rozlíšená terahertzová spektroskopia

Časovo rozlíšená terahertzová spektroskopia je technika, ktorá umožňuje emisiu pikosekundu krátkych THz pulzov a ich fázovo citlivú detekciu a rekonštrukciu elektrického poľa  $E(t)$  celej THz vlny. Základom nášho usporiadania pre terahertzovú spektroskopiю (Obrázok 7.) je pulzný laser PHAROS, z ktorého sme využívali výstup s výkonom 2W. [3]



**Obrázok 7.:** Laboratórne usporiadanie pre terahertzovú spektroskopiю. Laserový zväzok sa rozdeľuje do generačného a detekčného ramena zostavy. Generačný zväzok je oneskorený na svojej optickej dráhe a dopadá na vzorku, kde sa generuje THz žiarenie. Nakoniec sa oba zväzky spájajú a dopadajú na detektor. [28]

Optický pulz sa po výstupe z laseru rozdeľuje na dva zväzky, ktoré nazývame generačný a detekčný zväzok podľa svojej funkcie. Pulzy generačného zväzku sú na optických dráhach časovo oneskorené a zaostrené na emitör (v našom prípade vzorku prehnutého spintronického emitöru), ktorý sa nachádza vo vertikálnom externom magnetickom poli priloženého magnetu. V emitöre sa generuje terahertzové žiarenie (Kapitola 1.), ktoré je vedené parabolickými zrkadlami cez ďalšie THz ohnisko a ďalej k deliču zväzkov, ktorý slúži k navedeniu detekčných pulzov do optickej

dráhy. Žiarenie je ďalej fokusované na detekčný kryštál, kde je indukovaný dvojlom v dôsledku Pockelsovho javu [6,7,29], ktorého amplitúda je priamo úmerná aplikovanému elektrickému poli THz pulzu. Na detekčný kryštál dopadá aj detekčný zväzok: optické pulzy sú lineárne polarizované ale pri prechode detektorom sa v dôsledku indukovaného dvojlomu zmení ich polarizačný stav, indukuje sa elipticita a pomocou optického mostíka sa ďalej táto zmena meria. Zrekonštruovaný časový profil terahertzového pulzu získame vďaka stroboskopickému prístupu, teda vďaka vzájomnému oneskoreniam detekčného a THz pulzu o časové oneskorenie  $t$ . Táto technika sa niekedy nazýva ako elektro-optické vzorkovanie (electrooptical sampling). Fourierovou transformáciou [30] signálov v časovej oblasti získame spektrálnu amplitúdu oproti frekvenciám.[3,6,7,29] Amplitúda signálu bola meraná pomocou lock-in techniky [31], ktorá umožňuje určovanie amplitúdy skrytej v rušivom prostredí. Pre kvalitnejšie namerané dáta bol do usporiadania zakomponovaný aj chopper [32], ktorý moduloval intenzitu generačného zväzku.

## 2.4 Analýza dát v programe MATLAB

Namerané dáta sme analyzovali v programe MATLAB. Do grafov boli vykresľované magnetické príspevky signálu  $S(t)$ , ktoré boli počítané ako:

$$S(t) = \frac{S_+(t) - S_-(t)}{2} \quad (2)$$

Kde  $S(t)$  označuje diferenciálny elektrooptický signál úmerný veľkosti stočenia polarizácie závislý na čase a  $+$  a  $-$  označujú polaritu externého magnetického poľa umiestneného zvislo nad vzorkou. Signál  $S(t)$  bude odpovedať všetkým nepárnym javom v magnetizácii, ako napríklad efektu spintronickej emisie THz žiarenia. V prípadoch, kedy bolo potrebné získať len celkovú amplitúdu vlny, bola na spracovanie použitá funkcia RMS [33] a pre účely spektrálnych pozorovaní sme ku každej THz krivke spočítali ekvivalentnú Fourierovu transformáciu a vykreslili spektrum  $S(\omega)$ . Pre väčšiu presnosť prebiehali merania s viacerými opakovaniami. Následne bol spočítaný ich priemer a vykresľované len priemerné krivky. Krivky sú



centrované s maximom v okolí  $t=-32$  ps, čo je dané designom setupu. Poloha absolútnej časovej nuly však nehraje v našich meraniach žiadnu rolu.

## 2.5 Metóda krížového merania

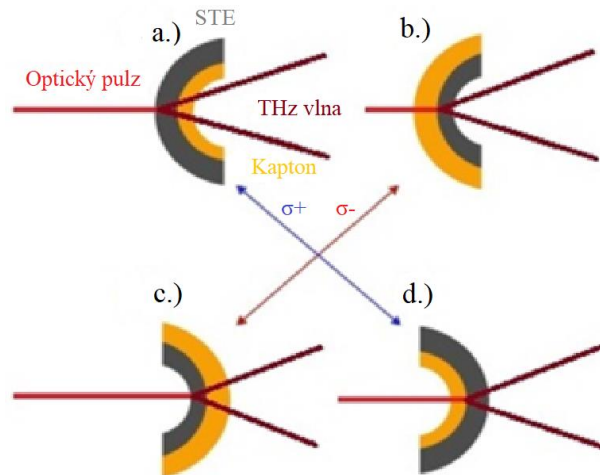
Usporiadanie krížového merania bolo navrhnuté tak, aby sme dokázali, že geometria vzoriek nemá žiaden vplyv na naše výsledky a mohli sme ich bez problémov interpretovať. Prehýbaním vzorky chceme vytvárať napätie, ktoré by malo podľa našej hypotézy viesť k zmenám v hustote stavov (DOS) elektrónov s majoritným a minoritným spinom a ovplyvniť spinové napätie a následnú emisiu THz vlny. Avšak týmto prehnutím by mohlo dochádzať k „efektu šošovky“, ktorý by mal vplyv na zmeny propagácie generovanej THz vlny a na iné podmienky zaostrenia na detekčnom kryštále vedúce k rozdielnemu elektrooptickému signálu. Tieto zmeny by následne mohli byť nesprávne považované za efekt napätia, ktorý chceme pozorovať. V krížovom meraní sme porovnávali prípady, kedy napätie zostávalo vždy rovnaké ale vzorka bola prehýbaná do opačných smerov. Odpovedajúce dvojice sú a.)-d.) a b.)-c.) vyznačené na Obrázku 8. spolu s označením príslušných napätí  $\sigma_{+/-}$ . Porovnaním opačných prehnutí vzoriek s rovnakým napätím sme teda chceli ukázať, že geometria naozaj nemá žiaden vplyv na generovanú THz vlnu. Keďže v týchto meraniach bolo nutné vzorku prevracať (napríklad medzi meraniami a.) a b.)), dochádzalo k tomu, že optický pulz buď prechádzal najprv substrátom a potom sa v STE generovalo THz žiarenie alebo najprv sa v STE generovalo THz žiarenie a to následne prechádzalo substrátom. Pri otočení, kde optický pulz dopadal najprv na STE, teda dochádzalo k väčšej absorpcii (na substráte) THz žiarenia než pri otočení, kde optický pulz dopadal najprv na substrát. Preto sme dané merania prenásobili korekčným faktorom počítaným ako:

$$f_{Pt} = \left( \frac{A_1}{A_2} \right)_{Pt} \tag{3}$$
$$f_W = \left( \frac{A_1}{A_2} \right)_W$$

Kde  $f$  označuje korekčný faktor príslušný platine alebo wolframu a  $A_{1,2}$  označuje RMS amplitúdu signálu pri otočení, kedy optický pulz dopadal najprv na substrát vzorky a potom na STE a opačne. Výsledné hodnoty týchto faktorov boli určené ako:

$$f_{Pt} = 1,290$$

$$f_W = 1,015$$
(4)



**Obrázok 8.:** Usporiadanie krížového merania. Vzorka prehnutá v polohách a.) až d.), pričom v každej polohe je znázornená vrstva kaptónu (oranžová vrstva) a STE (šedá vrstva) spolu s prechodom optických pulzov a generovaného THz žiarenia vzorkou. Modrá a červená šípka znázorňuje, ktoré merania majú rovnaké napätie ( $\sigma_+$  alebo  $\sigma_-$ ), teda ktoré merania v analýze porovnávame.

## 2.6 Metóda „symetrizovaného“ krížového merania

„Symetrizované“ krížové meranie (Obrázok 9.) je vylepšením pôvodného krížového merania. Vzorky sú stále prehýbané rovnakým spôsobom no pridaním dodatočnej nominálne rovnakej voľnej vrstvy Kaptonu (znázornenej žltou farbou na Obrázku 9.) sme vytvorili usporiadanie, pri ktorom sme už nemuseli prenasobovať korekčnými faktormi. Pridaná vrstva Kaptonu vzorku „zosymetrizovala“ a teda THz žiarenie bolo pri všetkých otočeniach absorbované rovnako. Túto extra vrstvu Kaptonu sme použili z nepokrytej časti vzorky CoFeB/Cu/Pt (KN-8), ktorá patrila do rovnakej sady vzoriek a teda sa dalo očakávať, že hrúbka Kaptonu bude približne rovnaká. Uloženie vzoriek bolo vždy také, aby sa nikdy neprekrývali dve vrstvy STE.



**Obrázok 9.:** Znázornenie, ako vyzerali vzorky po „symetrizácii“ pomocou dodatočnej vrstvy Kaptonu. Oranžová vrstva znázorňuje substrát na ktorom je STE a žltá vrstva znázorňuje dodatočnú vrstvu Kaptonu.

## 2.7 Metóda merania skúšobného setu

Skúšobný set meraní bol kalibračný a slúžil k zisteniu, kedy (pri akom výkone) dochádza k saturácii vzorky. Pri týchto meraniach bola použitá vzorka CoFeB/Pt (KN-6), ktorá bola vložená neprehnutá do ohniska zostavy. Merania sme začali s generačným výkonom 1 mW a postupne bol tento výkon zvyšovaný s krokom 1 mW až po hodnotu 14 mW. Detekčný zväzok bol počas všetkých meraní v práci nastavený s výkonom 700  $\mu$ W.

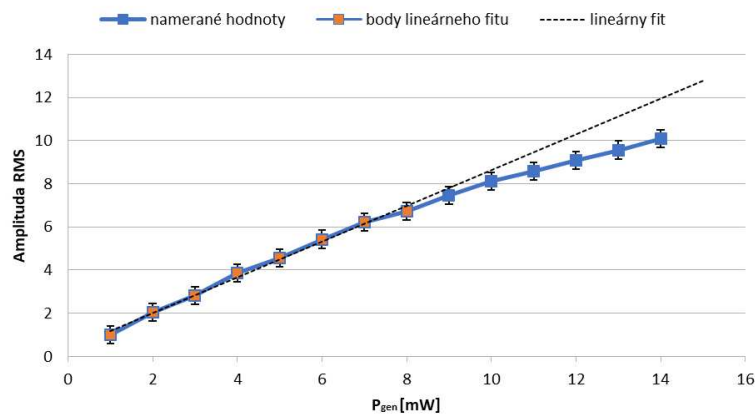
## 2.8 Metóda merania základných setov

Vo všetkých základných meraniach boli premerané vzorky v neprehnutom stave s cieľom overiť predpokladané vlastnosti našich vzoriek. Tými bola napríklad zmena polarizácie generovanej THz vlny pre vzorku s Pt a W či neprepustnosť bariéry MgO pre THz žiarenie. Merania prebiehali nasledovne. Do setupu na miesto určené pre vzorku, čiže do ohniska (Obrázok 7.), bola vložená vzorka a k nej priložený permanentný magnet. Následne bolo spustené meranie a po jeho dokončení bolo prevrátené externé magnetické pole (prevrátený magnet) a znova spustené meranie. Výsledky boli spracované podľa vzorca (2) a vykreslený len magnetický príspevok signálu.

### 3. Výsledky

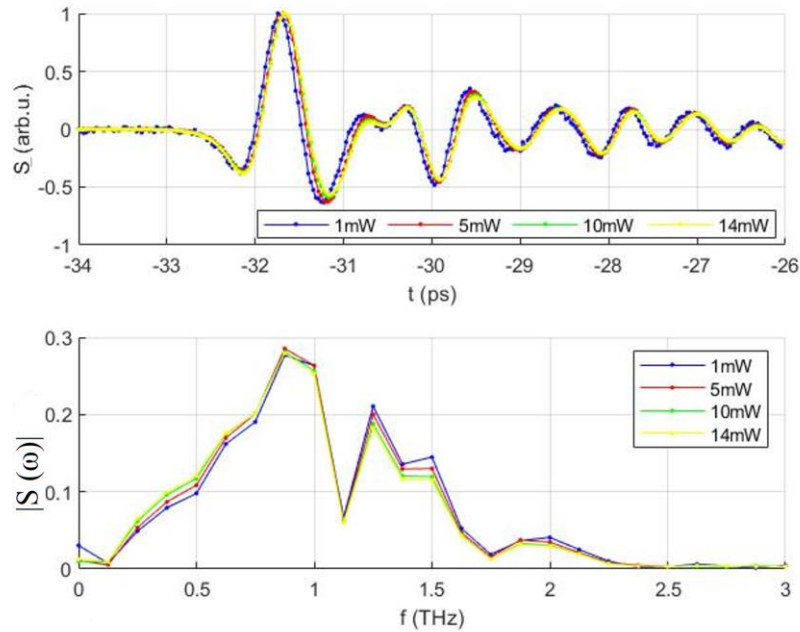
#### 3.1 Skúšobný set meraní

Merania sme začali skúšobným setom, kedy sme premerali saturáciu neprehnutej vzorky CoFeB/Pt (KN-6) pri jednej polarite poľa a pri zvyšovaní generačného výkonu od 1 mW až po 14 mW. Popri meraniach sme hneď vykresľovali aj saturačnú krivku (Graf 1.), teda závislosť amplitúdy RMS na generačnom výkone  $P_{gen}$ , aby nedošlo k spáleniu vzorky pri použití príliš veľkého generačného výkonu. K tomu by zo skúsenosti mohlo dôjsť pri výraznej saturácii amplitúdy oproti generačnému výkonu. [34] Prvých osem bodov saturačnej krivky bolo preložených lineárnym fitom, aby bola jednoduchšie pozorovateľná odchylka nameranej krivky. Do grafu (Graf 1.) boli taktiež vynesené aj chybové úsečky. Chyba bola odhadnutá na základe šumu z pomeru SNR (signal to noise ratio) a na základe pozorovaných fluktuácií v setupe počas meraní.



**Graf 1.:** Saturačná krivka vzorky CoFeB/Pt (KN-6) preložená lineárnym fitom a s vyznačenými chybovými úsečkami.

Týmto meraniami sme overili, že tvar spektra ani THz vlny sa nemení (Graf 2.) pri zvyšovaní výkonu a určili sme generačný výkon 14 mW, ktorý sme následne použili pri všetkých nasledujúcich meraniach. Táto hodnota vyplynula zo saturačnej krivky ako prijateľná, keďže sa pri nej vzorka nepálila a zároveň bola amplitúda THz vlny dostatočne veľká. Vďaka overeniu nemennosti tvaru THz vlny voči  $P_{gen}$  sme mohli určovať amplitúdu vlny ako rozdiel maxima a minima. Týmto spôsobom bola určovaná amplitúda v celej práci až na zopár výnimiek, kedy bola použitá metóda RMS. Tieto výnimky budú v texte špeciálne spomenuté.

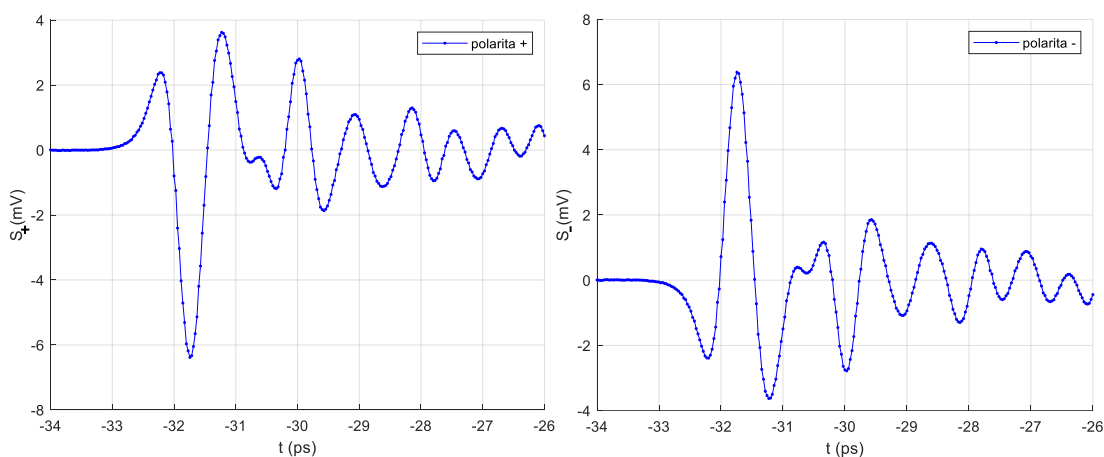


**Graf 2.:** Normované THz vlny a ich spektrá pre generačné výkony 1 mW, 5 mW, 10 mW a 14 mW.

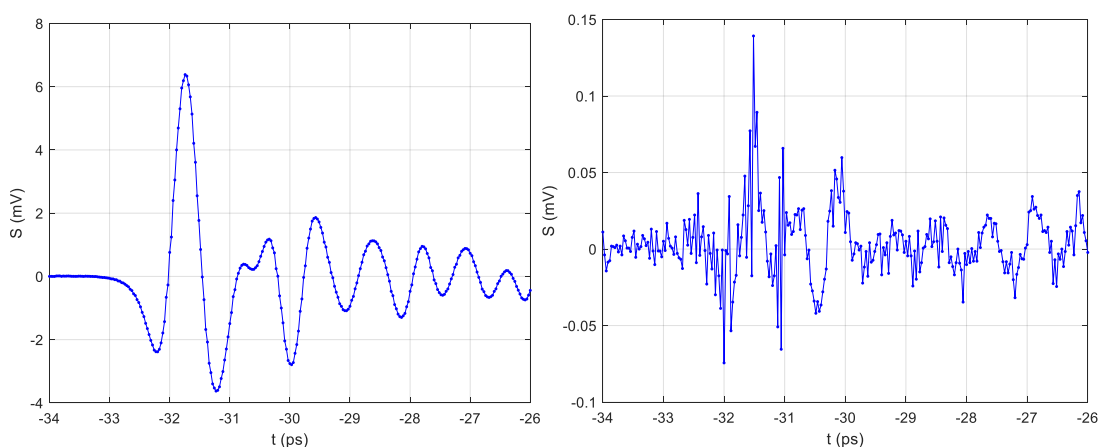
### 3.2 Základný set meraní

Ďalej sme pokračovali premeraním základného setu, kde sme odmerali všetky vzorky (KN-6, KN-10, KN-11 a KN-12) neprehrnuté, pri generačnom výkone 14 mW a dvoch polaritách externého magnetického poľa, aby bolo možné vykresľovať len magnetické príspevky. Grafy, na ktorých môžeme pozorovať zmenu polaritu (Graf 3.) pri otočení externého magnetického poľa boli vykreslené len pre vzorku CoFeB/Pt (KN-6), keďže vzorka CoFeB/W (KN-11) sa správala veľmi podobne (dochádzalo len k otočeniu polaritu THz vlny vďaka opačnému ISHE vo W) a vzorky s bariérou MgO (KN-10, KN-12) negenerovali dobre rozpoznateľnú THz vlnu. Ďalej sme pre túto vzorku vykreslili magnetický aj nemagnetický príspevok (Graf 4.) pre porovnanie veľkosti týchto dvoch príspevkov. Overili sme teda, že pre vzorku s W dochádza k prevráteniu amplitúdy v porovnaní so vzorkou s Pt (Graf 5.) a že bariéra MgO naozaj nedovoľuje prechod spinovo polarizovaného prúdu a zabraňuje generovaniu THz žiarenia (Graf 5.). Pozorujeme ale, že pri vzorke CoFeB/MgO/Pt (KN-10) s bariérou MgO stále vidíme signál a tvar THz vlny (Graf 5.). Avšak amplitúda tejto vlny je veľmi malá v porovnaní s ostatnými magnetickými príspevkami a predpokladáme, že príčinou je nedokonalá nanosená vrstva MgO (na

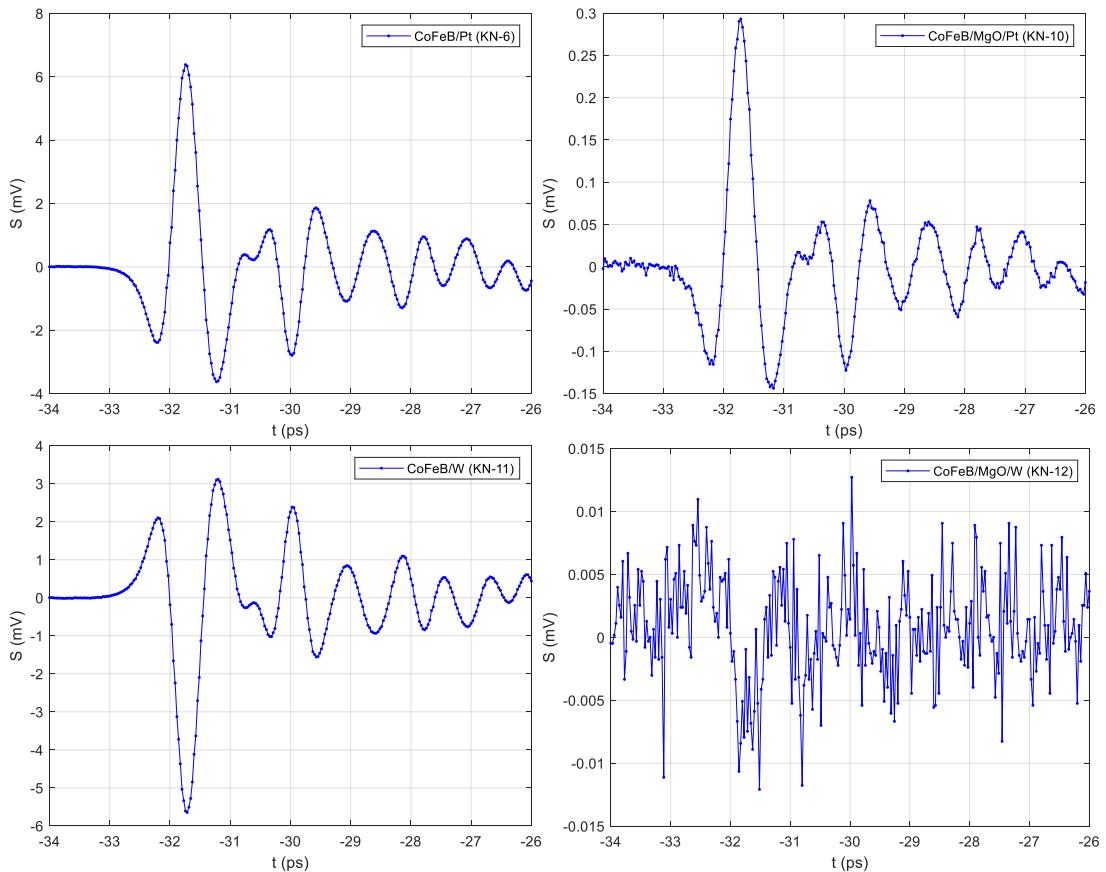
niektorých miestach je pravdepodobne vrstva tenšia a elektróny cez ňu môžu pretunelovať), keďže pri druhej vzorke s bariérou pozorujeme výrazne menší signál (Graf 5.). Môžeme teda konštatovať, že vzorky sa správajú konzistentne s očakávaním od STE. Pozorovali sme zmenu amplitúdy podľa polarizácie ISHE v NM, zmenu polarizácie s magnetizáciou vzorky a dramatické zníženie amplitúdy generovanej THz vlny pri prerušení spinového prúdu bariérou. Ďalej môžeme povedať, že signál pochádza dominantne so spintronickeho procesu STE a žiadne ďalšie silné javy sa neprejavujú, keďže nemagnetické príspevky boli významne menšie ako príspevky magnetického charakteru. V ďalšom texte sme pre väčšiu prehľadnosť pri porovnávaní nameraných THz vln vždy, keď došlo k tomuto prevráteniu amplitúdy, prenásobovali signál mínus jednotkou.



**Graf 3. :** Vykreslené meranie neprehnutej vzorky CoFeB/Pt (KN-6) s dvoma polaritami (prevrátenie magnetického poľa) pri generačnom výkone 14 mW.



**Graf 4:** Vľavo vykreslený magnetický príspevok neprehnutej vzorky CoFeB/Pt (KN-6) a vpravo jej nemagnetický príspevok pri generačnom výkone 14 mW.



**Graf 5. :** Magnetické príspevky neprehnutých vzoriek CoFeB/Pt, CoFeB/MgO/Pt, CoFeB/W, CoFeB/MgO/W (KN-6, KN-10, KN-11, KN-12) pri generačnom výkone 14 mW.

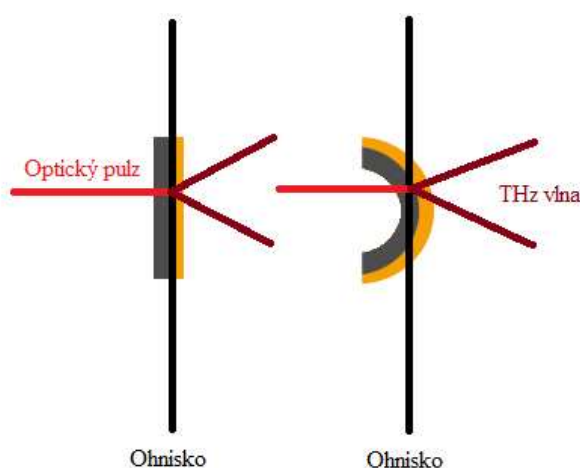
### 3.3 Merania s prvým držiakom

Prvý pokus o meranie s ohnutou vzorkou bol ešte bez nami vyrobeného držiaku na 3D tlačiarňi. Vzorka CoFeB/Pt (KN-6) bola prehnutá medzi dvoma prúžkami obojstrannej lepiacej pásky nalepenými na kovovom držiaku (Obrázok 10.).



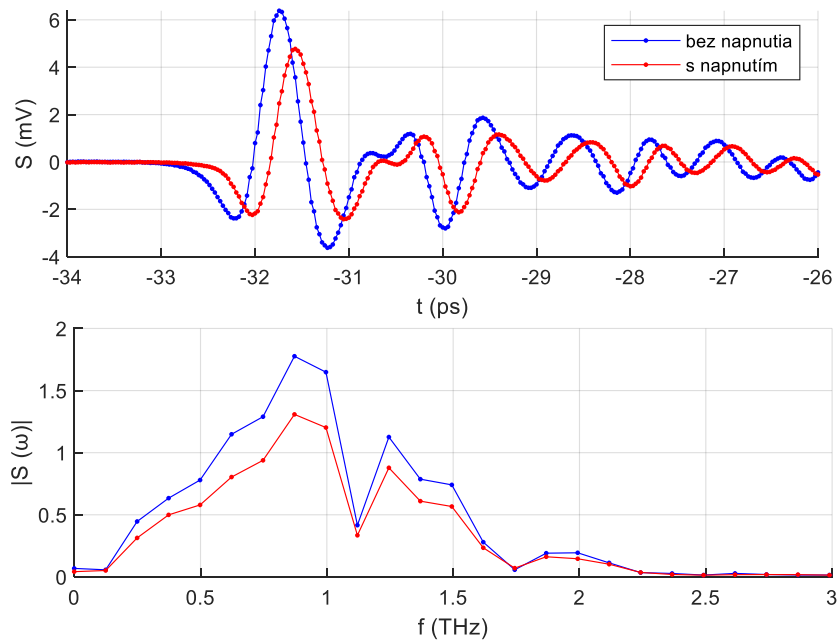
**Obrázok 10.:** Kovový držiak a prvé prehnutie vzorky pomocou obojstrannej lepiacej pásky.

Toto meranie nám poskytlo prvý dôkaz, že aplikovaním napätia na vzorku môžeme pozorovať zmeny v generovaných terahertzových vlnách (Graf 6.), keďže sme pozorovali výrazné zmeny vo veľkosti amplitúdy. Rozhodli sme sa teda zhotoviť držiak, ktorý merania zjednoduší a bude možné vzorky pri každom meraní prehnúť rovnako. Na tomto grafe (Graf 6.) pozorujeme okrem zmeny amplitúdy aj posunutie THz vlny v čase. Tento časový posun je možné vysvetliť napríklad tým, že optický zväzok nemusel smerovať priamo na stred vzorky a po jej prehnutí mohlo dochádzať k tomu, že generované THz žiarenie prechádzalo hrubšou vrstvou Kaptonu (premietnutie substrátu mierne nakrivo a geometricky potom THz žiarenie prechádzalo hrubšou vrstvou Kaptonu) ako pri neprehnutej vzorke (Obrázok 11). Z časového posunu na Grafe 6. a Grafe 17. bolo možné určiť, ako veľmi by sa musela účinne zmeniť hrúbka Kaptonu prehnutím, aby sme dosiahli nameraný efekt. Z výpočtov vyplynulo, že hrúbka Kaptonu by sa musela zväčšiť o 86% z pôvodnej hrúbky, aby sme docielili efekt posunutia pozorovaný na Grafe 6. Pri tomto výpočte môže ale zavážiť aj to, že bol porovnávaný časový posun na Kaptone zo vzorky CoFeB/Pt (KN-6) s absorpciou na nepokrytej časti vzorky CoFeB/Cu/Pt (KN-8) spintronickým emitorom (tj. na časti vzorky len s Kaptonom). Očakávali sme ale, že obe tieto vrstvy by mali byť približne rovnako hrubé a rovnako rovnomerne nanosené.



**Obrázok 11.:** Schéma možného vysvetlenia časového posunu na Grafe 6. Optický zväzok nedopadá priamo na stred vzorky a vďaka jej prehnutiu by mohlo dôjsť k efektívnemu zväčšeniu hrúbky vrstvy Kaptonu, ktorou prechádza generovaná THz vlna a teda je oneskorená oproti THz vlne generovanej v neprehnutej vzorke.





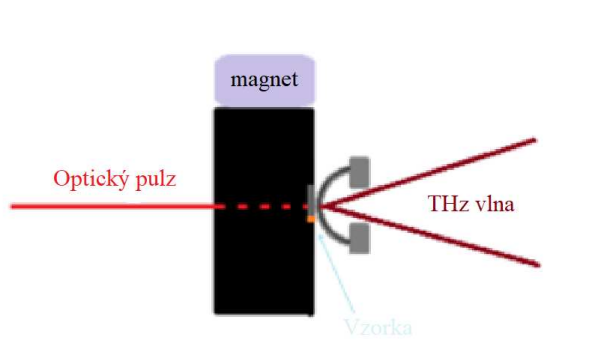
**Graf 6.:** Porovnanie tvaru generovanej THz vlny a spektra prvého merania napnutej a nenapnutej vzorky CoFeB/Pt (KN-6).

Z uskutočnených meraní teda nepozorujeme žiadne spektrálne zmeny ale pozorujeme znemu amplitúdy generovanej THz vlny, ktorá môže byť ovplyvnená viacerými faktormi. Možným vysvetlením okrem vplyvu napätia je napríklad obyčajný posun vzorky mimo ohnisko alebo „efekt šošovky“. Tieto artefakty budeme chcieť v ďalších meraniach vylúčiť.

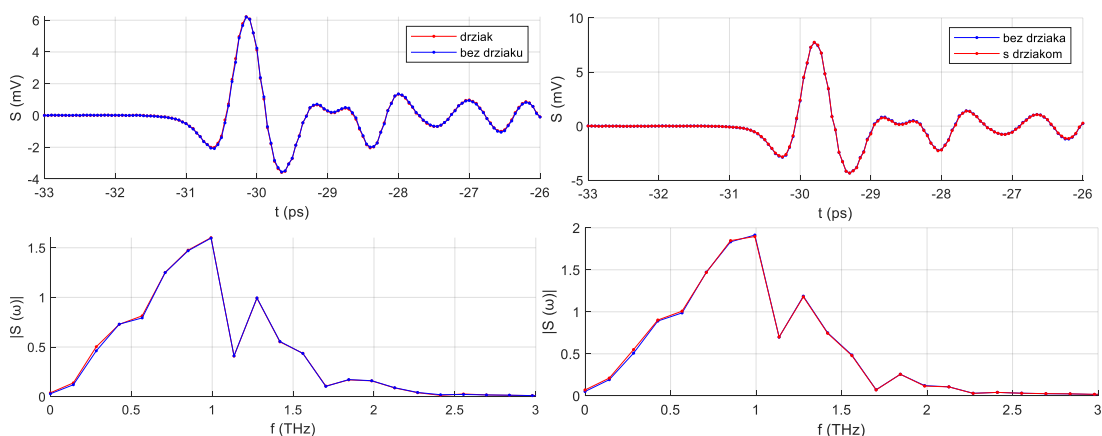
### 3.4 Efekt emisného kužeľu

Spôsob ohýbania vzorky z predchádzajúcej kapitoly bol veľmi provizórny a nebolo možné zaručiť rovnaké prehýbanie pri každom meraní. Rozumný sa preto zdal prechod k 3D držiaku (Kapitola 2.2), ktorý bolo ale najprv nutné ocharakterizovať. Prípadné orezávanie emisného kužeľu na držiaku by malo vplyv na amplitúdu ale aj spektrálne zloženie THz žiarenia. Pri ďalšom postupe nás preto v prvom rade zaujímalo, či držiak vytlačený na 3D tlačiarňi naozaj neorezáva terahertzové žiarenie. Ak by k takémuto orezávaniu dochádzalo, mohlo by to viesť k spektrálnym zmenám (najmenšie frekvencie majú najširší emisný uhol). Aj napriek tomu, že rozmery držiaku boli navrhnuté a vypočítané tak, aby sa to nedialo, sme sa rozhodli spraviť kontrolné meranie. Hlavným meracím usporiadaním tejto práce je „symetrizované“ krížové usporiadanie (popísané v metódach tejto práce, časť 2.6) a naše kontrolné

meranie teda zodpovedalo možným pozíciám, kedy by mohlo dochádzať k orezávaniu THz vlny počas krížových meraní. Prebehli dve merania, kedy v jednom meraní sme zmerali emisiu z nenapnutej vzorky CoFeB/Pt (KN-6) pripevnenej na okraj čierneho kovového držiaku a v druhom meraní sme znova merali emisiu z CoFeB/Pt (KN-6) v rovnakom usporiadaní len s priloženým 3D držiakom tak, že bol v tesnej blízkosti vzorky (Obrázok 12.). Prvé meranie tohto typu (Obrázok 12.) nepreukázalo, že by 3D držiak THz žiarenie orezával, keďže nedochádzalo k spektrálnym zmenám a ani k zmene vo veľkosti amplitúdy (Graf 7. vľavo).



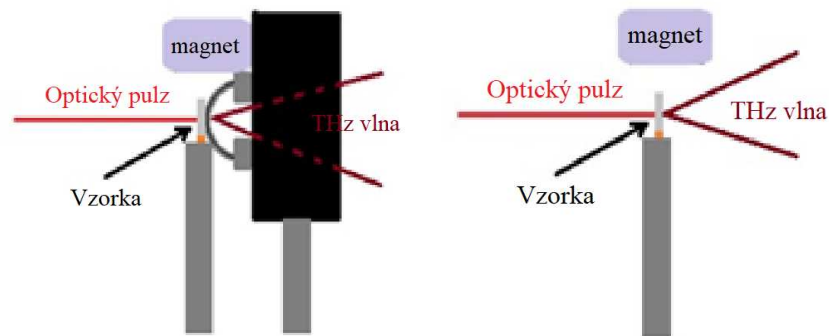
**Obrázok 12.:** Čierny kovový držiak, do ktorého bola na pravý okraj vložená vzorka a v jej tesnej blízkosti 3D držiak. Vzorka bola zmagnetizovaná vďaka magnetu priloženému na kovovom držiaku.



**Graf 7.:** Efekt emisného kužele pre vzorku CoFeB/Pt (KN-6). Vľavo: spektrum a THz vlna s priloženým 3D držiakom a bez neho v usporiadaní na Obrázku 12. Vpravo: spektrum a THz vlna s priloženým celým držiakom a bez neho v novom usporiadaní na Obrázku 13.

Neskôr sa ale ukázalo, že nebude stačiť zistiť len to, či THz žiarenie neorezáva iba samotný držiak z 3D tlačiarne. Pri meraní krížovej analýzy totiž nastáva aj situácia (Obrázok 13.), pri ktorej by mohlo dôjsť k orezávaniu THz vlny aj čiernym kovovým

držiakom. Zopakovali sme teda meranie pre usporiadanie zodpovedajúce krížovému meraniu a prišli k záveru, že k orezávaniu nedochádza ani v tomto prípade (Graf 7. vpravo). Záleží však na tom, aby zväzok mieril približne na stred kruhového okienka 3D držiaku (Obrázok 5.) a aby tento držiak bol čo najpresnejšie prilepený na stred čierneho kovového držiaku. Preto sme pri každom meraní s držiakmi manipulovali opatrne a vždy kontrolovali kam zväzok mieri pomocou detekčnej karty.

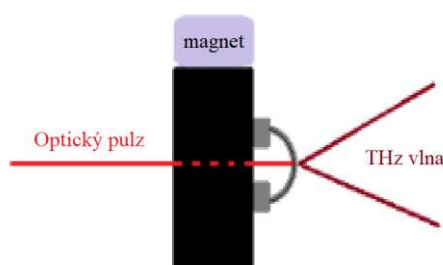


**Obrázok 13.:** Jedno z meraní krížovej analýzy, pri ktorom by mohlo dochádzať k orezávaniu THz vlny čiernym kovovým držiakom a schéma meraní pre ukontrolovanie tohto efektu. Magnet sa nachádzal priamo nad vzorkou.

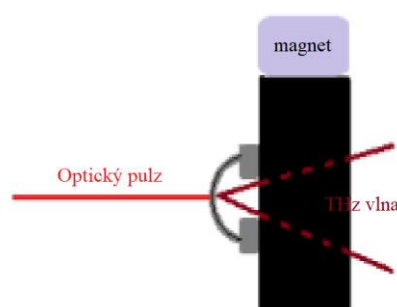
### 3.5 „Nesymetrizované“ krížové meranie“

Po ukončení skúšobných a overovacích meraní sme sa rozhodli uskutočniť prvé krížové meranie. Toto meranie bolo „nesymetrizované“, teda také, ako je opísané v metódach tejto práce v časti 2.5. Premerali sme dve vzorky, CoFeB/Pt (KN-6) a CoFeB/W (KN-11), nasledujúcim spôsobom. Ako prvé sme prilepili plošinku 3D držiaku na kovový držiak pomocou obojstrannej lepiacej pásky. S touto plošinkou sa už ďalej nemanipulovalo. Následne sme vložili vzorku CoFeB/Pt (KN-6) pomedzi oblúčky 3D držiaku a zasunuli do plošinky. Celý držiak so vzorkou bol nastavený v polohe vpravo (Obrázok 14.) a odpovedal prípadu d.) na Obrázku 8. Poznamenajme, že počas celého tohto merania sa magnet nenachádzal priamo nad vzorkou ale bol primagnetovaný na kovovom držiaku (Obrázok 14.). Ďalej bolo potrebné nastaviť vzorku tak, aby sa nachádzala v ohnisku. Po posunutí vzorky na správne miesto sme spustili merania, ktoré boli opakované 3 krát a pri spracovávaní spriemerované. Pokračovali sme vysunutím oblúčikov držiaku z plošinky a prevrátením vzorky CoFeB/Pt (KN-6) tak, že teraz usporiadanie

odpovedalo prípadu c.) na Obrázku 8. a znova spustili meranie. Keďže sme sa stále nachádzali v ohnisku pri otočení vpravo, rozhodli sme sa vymeniť vzorku CoFeB/Pt (KN-6) za vzorku CoFeB/W (KN-11), aby sme znížili celkový počet zmien v zostave. Zopakovali sme teda tie isté merania odpovedajúce polohám c.) a d.) so vzorkou CoFeB/W (KN-11). Po dokončení sme kovový držiak otočili do polohy vľavo (Obrázok 15.) a znova našli ohnisko. Do držiaku sme vložili vzorku CoFeB/Pt (KN-6) do polohy, ktorá najprv odpovedala prípadu b.) na Obrázku 8. a potom sme vzorku znova prevrátili a odmerali prípad a.) na Obrázku 8. Nakoniec sme ešte vymenili vzorku CoFeB/Pt (KN-6) za vzorku CoFeB/W (KN-11) a rovnakým spôsobom odmerali polohy a.) a b.).



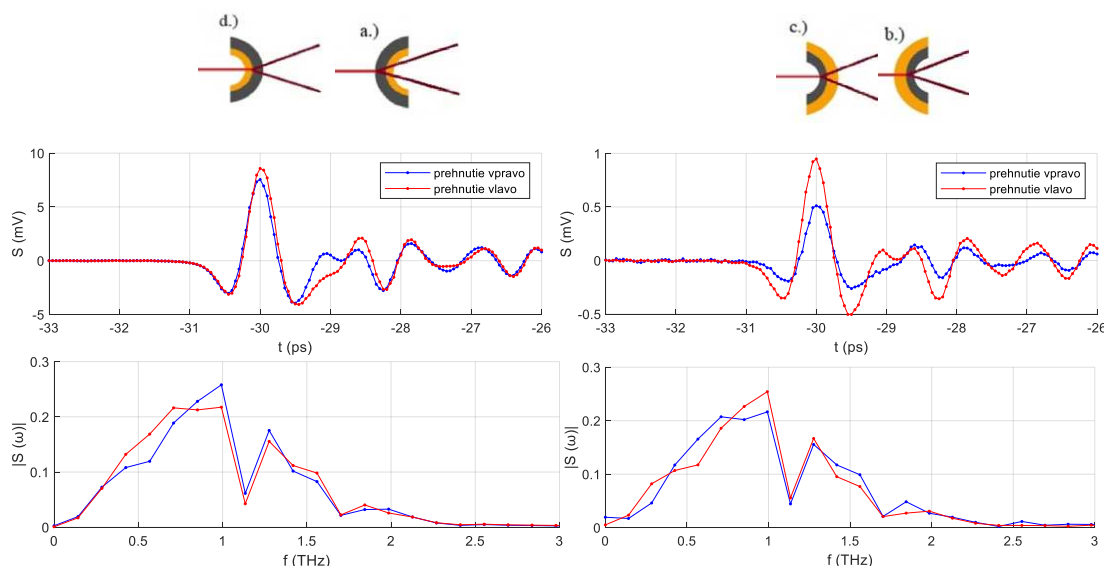
**Obrázok 14.:** Kovový držiak v polohe **vpravo**. Na čiernom kovovom držiaku je nalepený 3D držiak, vo vnútri ktorého sa nachádza prehnutá vzorka. Na kovovom držiaku je magnet, ktorý magnetizuje vzorku. Optický zväzok najprv prechádza skrz kovový držiak, potom cez okienko v 3D držiaku a THz vlna sa generuje až za celým držiakom.



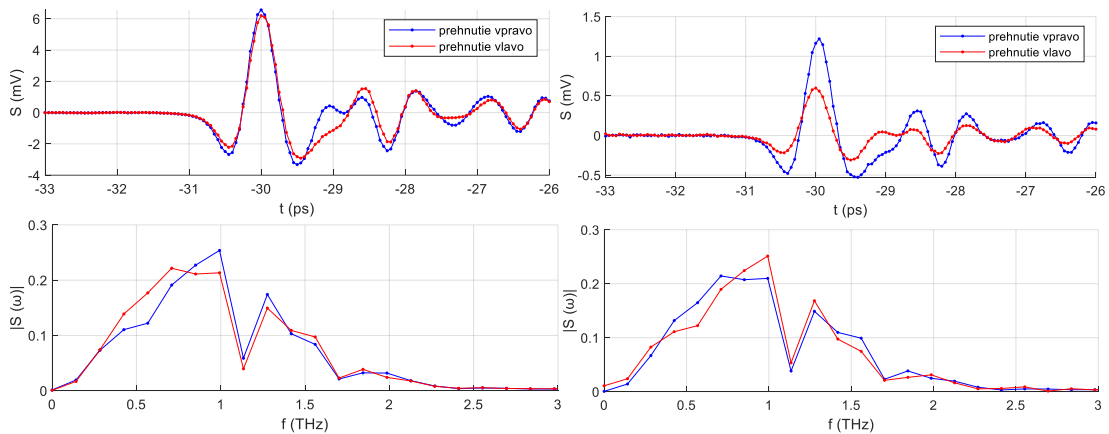
**Obrázok 15.:** Kovový držiak v polohe **vľavo**. Na čiernom kovovom držiaku je nalepený 3D držiak, vo vnútri ktorého sa nachádza prehnutá vzorka. Na kovovom držiaku je magnet, ktorý magnetizuje vzorku. Optický zväzok dopadá najprv na vzorku v 3D držiaku, kde sa generuje THz žiarenie, ktoré následne prechádza okienkom 3D držiaka a potom kovovým držiakom.

Po prenásobení meraní odpovedajúcimi korekčnými faktormi (4) a po ich vykreslení sme pozorovali výrazné zmeny v amplitúdach a spektrálne zmeny spojené s typom

napätia  $\sigma_+$  alebo  $\sigma_-$  (Grafy 8.,9.) opakujúce sa pre obe vzorky. Vzorky s napätím  $\sigma_+$  mali takmer rovnakú amplitúdu pri prehnutí vpravo a vľavo a pozorovali sme najmä spektrálne zmeny, ktoré by mohli byť dôsledkom napätia na vzorkách (Grafy 8.,9. vľavo). Oproti tomu pri napätí  $\sigma_-$  na vzorkách sme pozorovali dramatické zmeny amplitúdy pri otočení vpravo a vľavo a podobné spektrálne zmeny ako pri napätí  $\sigma_+$  (Grafy 8.,9. vpravo). Zmena v amplitúde pre platinovú vzorku je faktorom až 10 a pri wolframovej vzorke faktorom 5. „Efekt šošovky“ a ďalších parazitných javov (napríklad orezávanie emisného kužeľu) je v porovnaní s týmito faktormi malý alebo z predchádzajúcich meraní vylúčený. Predpokladali sme, že tento jav je spojený so smerom magnetizácie vzorky a s tým, že vzorka má vďaka magnetickej anizotropii, indukovanej mechanickým napätím, tendenciu byť pri rôznych napätiach (prehnutiach) zmagnetizovaná v inom smere. V takomto prípade by externé magnetické pole nemuselo byť dostatočne silné, aby bola vzorka zmagnetizovaná v smere externého poľa ale napríklad šikmo. Môžeme teda zhrnúť, že pomocou napätia sa nám podarilo výrazne ovplyvniť veľkosť generovaného žiarenia, avšak napätie môže ovplyvniť nielen hustotu stavov ale aj magnetickú anizotropiu vzorky. Bude teda potrebné lepšie pochopiť vplyv napätia na tento fyzikálny systém. V ďalšom meraní sme sa pokúsili našu teóriu o anizotropii overiť.



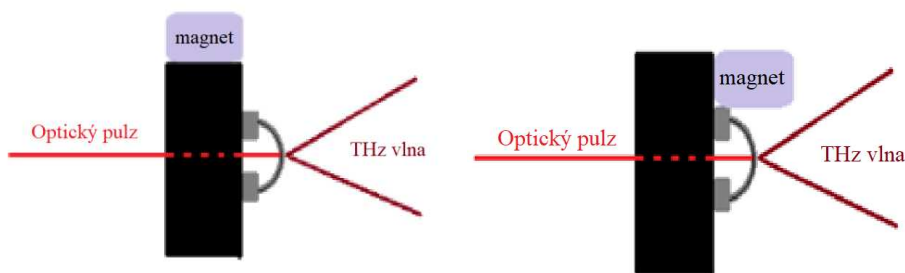
**Graf 8.:** Porovnanie normovaného spektra a tvaru THz vlny generovanej zo vzorky CoFeB/Pt (KN-6) pri napnutí  $\sigma_+$  (graf vľavo) a pri napnutí  $\sigma_-$  (graf vpravo), pre násobené odpovedajúcim korekčným faktorom pre platinovú vzorku.



**Graf 9.:** Porovnanie spektra a tvaru THz vlny generovanej zo vzorky CoFeB/W (KN-11) pri napnutí  $\sigma_+$  (graf vľavo) a  $\sigma_-$  (graf vpravo), prenásobené príslušným korekčným faktorom pre wolframovú vzorku.

### 3.6 Magnetizácia vzorky

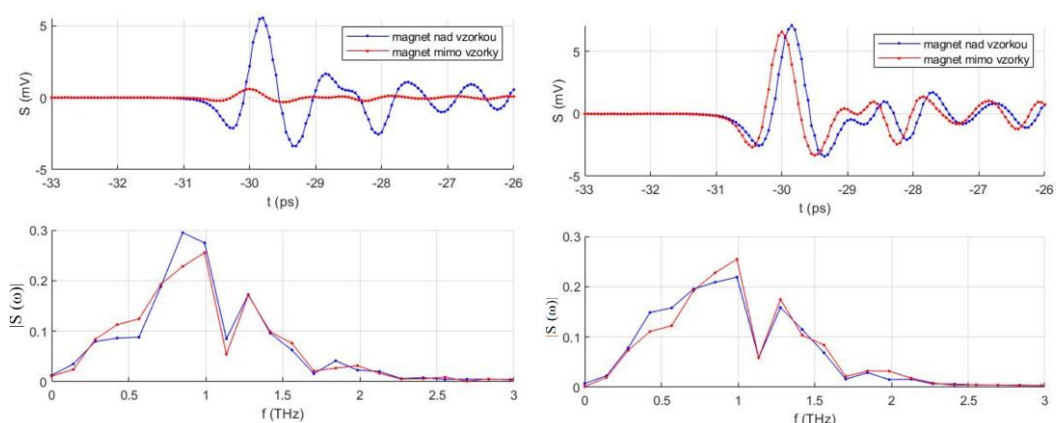
Aby sme preskúmali možný dopad napätia na vzorke na magnetokryštalické anizotropie, zvýšili sme amplitúdu aplikovaného magnetického poľa v oblasti vzorky fyzickým presunutím magnetu priamo nad vzorku. Zaujímalo nás či sa zvýši amplitúda generovanej THz vlny, ak umiestnime magnet priamo nad vzorku. Rozhodli sme sa teda odmerať dva rozdielne prípady (Obrázok 16.), kde v prvom sa magnet nachádzal na kovovom držiaku a v druhom prípade bol priamo nad vzorkou.



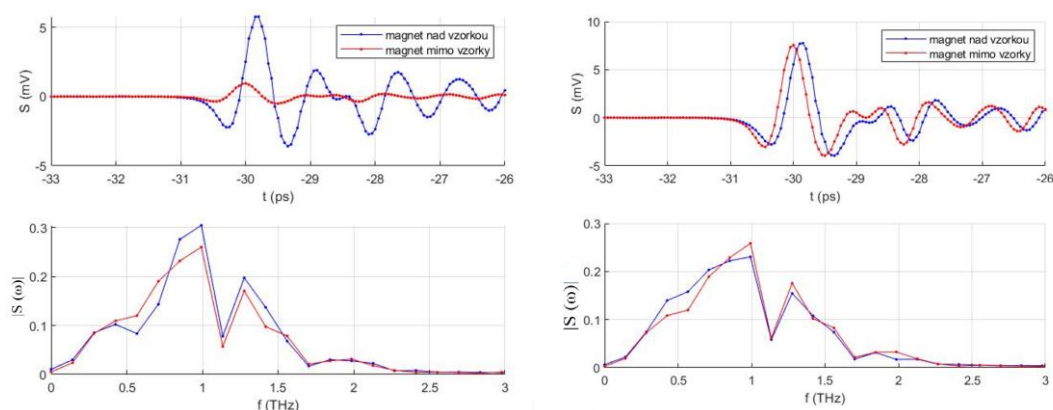
**Obrázok 16.:** Usporiadanie pre overenie magnetizácie vzorky. Prvý prípad je znázornený vľavo, kedy sa magnet nachádza na kovovom držiaku a v druhom prípade sa magnet nachádza priamo nad vzorkou.

Pri napätí  $\sigma_+$  veľmi nezáležalo na polohe magnetu (veľkosti magnetického poľa). Zatiaľ čo napätie  $\sigma_+$  pravdepodobne prirodzene vytvára magnetickú osu v smere aplikovaného poľa, napätie  $\sigma_-$  vykazovalo opačné správanie. Zvýšenie magnetického poľa malo pre  $\sigma_-$  významný efekt na zosílenie amplitúdy (Grafy 10.,11.). Môžeme teda očakávať, že toto napätie vytvára prirodzenú osu magnetizácie

vzorky kolmo na aplikované pole a je potrebné túto dodatočnú magnetickú anizotropiu prekonať dostatočne silným externým magnetickým poľom. Je teda dôležité, aby sme mali dostatočne silné externé magnetické pole a vzorka bola pri všetkých meraniach saturovaná v smere, ktorý požadujeme. Tento poznatok nás viedol k ďalšiemu meraniu, a to k premeraniu saturácie vzorky pri rôznych veľkostiach magnetického poľa. Ďalej sme na meraniach (Grafy 10, 11.) pozorovali časový posun vlny a spektrálne zmeny. Keďže merania s magnetom mimo vzorku boli merané v jeden deň a merania s magnetom nad vzorkou na ďalší deň mohla sa poloha držiaku mierne zmeniť. Usudzujeme teda, že k časovému posunu a spektrálnym zmenám mohlo dôjsť kvôli miernej zmene posunu držiaku alebo vplyvom samotnej zmeny magnetického poľa.



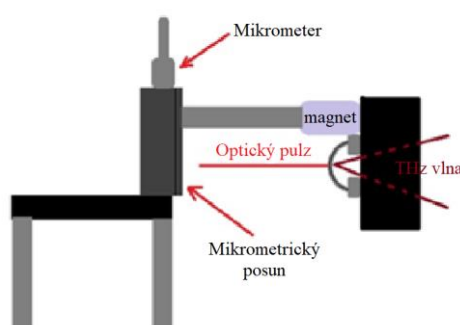
**Graf 10.:** Porovnanie meraní prehnutej vzorky CoFeB/W (KN-11) s napätím  $\sigma_-$  (graf vľavo) a s napätím  $\sigma_+$  (graf vpravo) v prípade, kedy bol magnet na kovovom držiaku a keď bol priamo nad vzorkou.



**Graf 11.:** Porovnanie meraní prehnutej vzorky CoFeB/Pt (KN-6) s napätím  $\sigma_-$  (graf vľavo) a s napätím  $\sigma_+$  (graf vpravo) v prípade, kedy bol magnet na kovovom držiaku a keď bol priamo nad vzorkou.

### 3.7 Saturačná magnetizácia

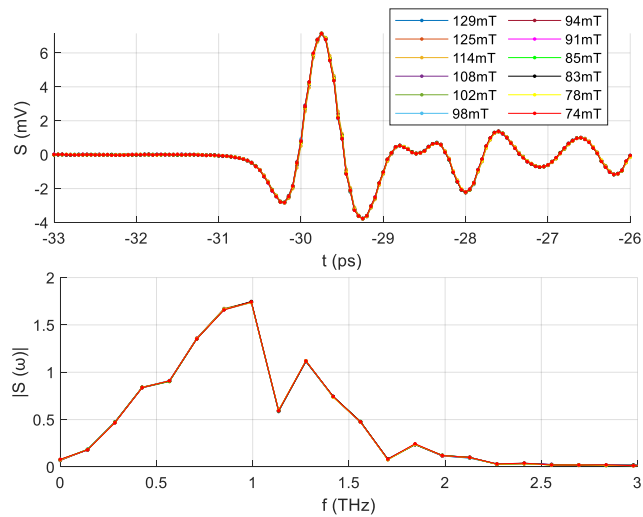
Aby sme mohli kvantifikovať pozorovanie zo sekcie 3.6 a dokázali optimalizovať naše meranie (vylúčiť vplyv zmeny magnetickej anizotropie), vytvorili sme nové usporiadanie (Obrázok 17.). V tomto usporiadaní bolo možné magnet držať v rovnakej polohe priamo nad vzorkou a len meniť jeho vzdialenosť od vzorky pomocou mikrometrického posunu. Vzdialenosť, do akej sme sa dostali sme určovali pomocou mikrometra a zároveň sme aj vždy premeriavali veľkosť magnetického poľa pomocou meraču magnetického poľa. Magnetické pole bolo merané po každom posunutí magnetu a vždy na rovnakom mieste (tesne pri držiaku so vzorkou).



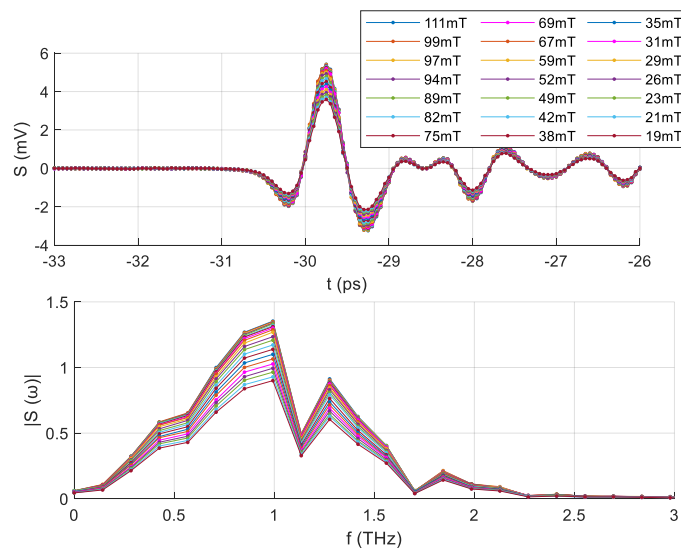
**Obrázok 17.:** Usporiadanie pre meranie saturácie vzorky. Magnet je pripevnený pomocou tyčky na mikrometrickom posune a na obrázku sa nachádza v pôvodnej polohe, z ktorej sme vychádzali a magnet posúvali smerom hore.

Merania začínali z pôvodnej polohy magnetu (teda polohy, v ktorej sa magnet nachádzal pri všetkých meraniach od zistenia, že rôzne prehnutie vzorky ovplyvňujú jej magnetizáciu, Obrázok 17.) a postupne sme magnet vzdľoľovali a premeriavali veľkosť magnetického poľa. Premeraná bola vzorka CoFeB/W (KN-11) v polohách vzorky odpovedajúcich prípadom d.) a b.) na Obrázku 8., pričom prípad d.) odpovedá napätiu  $\sigma_+$  a prípad b.) napätiu  $\sigma_-$ . Výsledné merania ukázali, že pre prehnutie vzorky s napätím  $\sigma_+$  (Grafy 12.,14.) je magnetizácia vo vzorke orientovaná v smere externého magnetického poľa a vzdľoľovanie magnetického poľa v premeranom rozmedzí nemá na amplitúdu THz vlny vplyv. V prípade prehnutia vzorky s napätím  $\sigma_-$  je ale situácia odlišná. Tam sa meraniami ukázalo (Graf 13.,14.), že magnetizácia prehnutej vzorky nemieri v smere externého magnetického poľa a teda vzdľoľovanie magnetu od vzorky má pomerne výrazný vplyv na amplitúdu generovanej THz vlny.

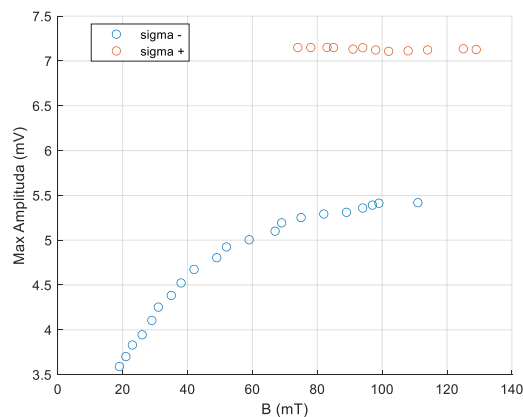




**Graf 12.:** Merania magnetickej saturácie vzorky CoFeB/W (KN-11) v polohe odpovedajúcej prípadu d.) na Obrázku 8., čiže s napätím  $\sigma_+$ .



**Graf 13.:** Merania magnetickej saturácie vzorky CoFeB/W (KN-11) v polohe odpovedajúcej prípadu b.) na Obrázku 8., čiže s napätím  $\sigma_-$ .



**Graf 14.:** Závislosť amplitúdy generovanej THz vlny na veľkosti magnetického poľa pre prehnutú vzorku CoFeB/W (KN-11) odpovedajúcej prípadu b.) na Obrázku 8., čiže s napätím  $\sigma_-$  a odpovedajúcej prípadu d.) na Obrázku 8. čiže s napätím  $\sigma_+$ .

Overili sme teda hypotézu, že efekty z Grafov 10.,11. boli spôsobené predovšetkým zmenou magnetickej anizotropie vplyvom napätia. Táto anizotropia sa prejaví v poliach do 100 mT. Pre ďalšie meranie teda budeme používať toto silné magnetické pole a budeme môcť predpokladať, že magnetizácia bude vždy smerovať do nami určeného smeru.

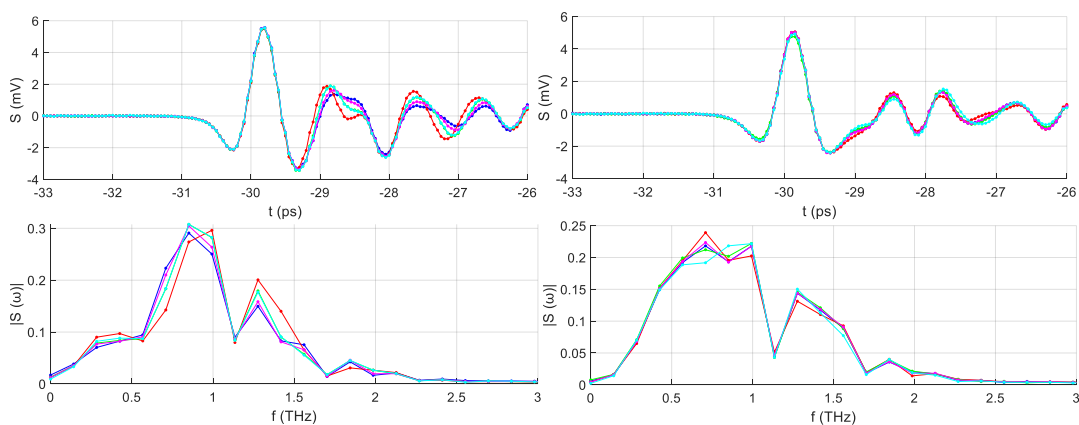
### 3.8 Odstránenie ďalších možných parazitných vplyvov

Po odstránení efektov spojených s magnetickou anizotropiou vzorky očakávame, že vplyv na THz emisiu, ktorý chceme pozorovať, bude výrazne slabší než ako vplyv na Grafoch 10.,11. Preto je pre určenie, či ostatné efekty môžu byť spôsobené vplyvom napätia na DOS dôležité, aby sme vylúčili ešte efekt nehomogenity vzorky, prípadnú emisiu priamo z kaptonu a posun vzorky z ohniska. Pri manipulácií so vzorkou a otáčaní držiaku sa totiž nedá vyhnúť miernemu posunu excitovaného miesta na povrchu vzorky alebo posunu z ohniska.

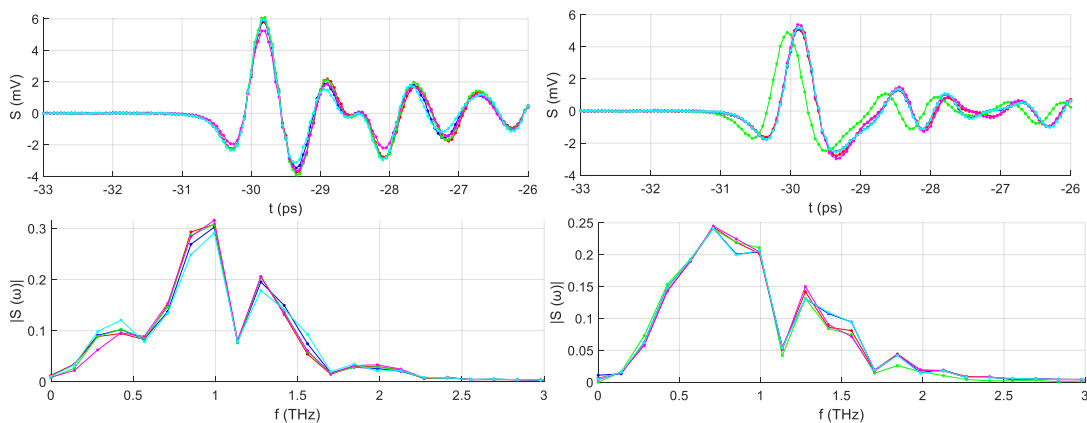
#### 3.8.1 Charakterizácia nehomogenity vzoriek

Aby sme dokázali výsledky interpretovať, potrebovali sme ešte ocharakterizovať nehomogenitu vzoriek. Nevedeli sme totiž pri meraniach zaručiť, aby zväzok zakaždým smeroval presne na to isté miesto. Uskutočnili sme teda merania, kedy sme vzorku premerali v prehnutom stave a na viacerých miestach. Posunutia pri týchto meraniach boli v oboch smeroch od ohniska. Porovnávali sme veľkosť amplitúdy spracovanú pomocou metódy RMS a dopočítali o koľko percent sa zmenila veľkosť amplitúdy voči priemeru meraní. Vzorka CoFeB/W (KN-11) sa ukázala ako viac homogénna oproti vzorke CoFeB/Pt (KN-6), keďže percentuálne sa amplitúda generovanej THz vlny menila len v rozmedzí 0% až 3%. Pre vzorku CoFeB/Pt (KN-6) bolo toto rozmedzie určené až na 0,1% až 16,5%. Tieto vysoké hodnoty pre vzorku CoFeB/Pt (KN-6) boli spôsobené jedným meraním vymykajúcich sa spomedzi ostatných zarátaným do priemeru. Premeraná oblasť na vzorke bola veľmi veľká (napríklad pri meraniach krížovej analýzy by len málo pravdepodobne došlo k takémuto extrémnemu posunu) a teda je možné toto meranie z priemeru vylúčiť. Potom vychádza rozmedzie pre vzorku CoFeB/Pt (KN-6)

rozumnejšie, a to 0,1% až 6%. Na Grafoch 15. a 16. je vykreslené meranie homogenity vzorky CoFeB/W (KN-11) a CoFeB/Pt (KN-6) s napätím  $\sigma_-$  v otočení vľavo a vpravo. Vidíme, že amplitúda THz vlny sa takmer nemenila pre vzorku CoFeB/W (KN-11) a pre CoFeB/Pt (KN-6) len o trochu viac. Spektrum sa pomerne výrazne menilo pre obe vzorky pokiaľ porovnáваме rôzne otočenia (vpravo/vľavo) vzoriek ale k malým zmenám dochádzalo aj medzi rovnakým otočením premeraným viackrát. Ako bolo už vyššie v texte spomenuté, polohy excitovaného miesta boli posunuté do extrémov. Preto usudzujeme, že spektrálne zmeny na Grafoch 15. a 16. medzi rôznymi otočeniami (vpravo/vľavo) by mohli byť spôsobené značným orezávaním THz žiarenia pri otočení vľavo (Obrázok 15.) v porovnaní s otočením vpravo (Obrázok 14.). K takémuto orezávaniu by mohlo dochádzať z toho dôvodu, že pri posunutiach excitovaného miesta zväzok už nemieril na stred okienka držiaku. Na Grafe 16. vpravo pozorujeme aj posunutie jednej krivky v čase, ktoré by mohlo odpovedať nechcenému posunu magnetu v horizontálnom smere pri posúvaní excitačného miesta na vzorke. Odpovedalo by to napríklad časovým posunom na Grafoch 10. alebo 11.



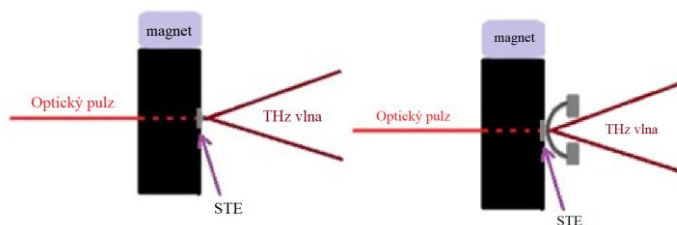
**Graf 15.:** Vykreslený tvar THz vlny a spektrum rovnakých meraní pri zmene excitovaného miesta vzorky CoFeB/W (KN-11). Otočenie vľavo s napätím  $\sigma_-$  (graf vľavo) a otočenie vpravo s napätím  $\sigma_-$  (graf vpravo).



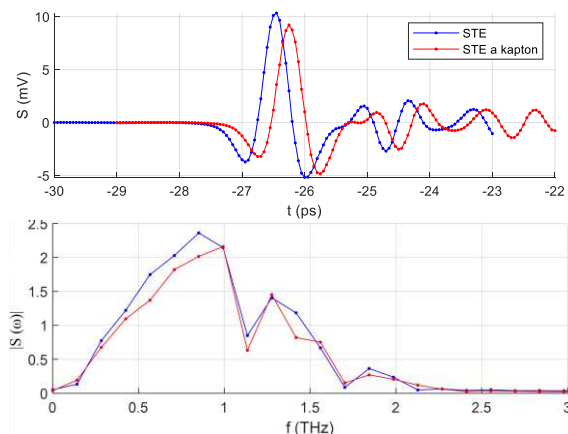
**Graf 16.:** Vykreslený tvar THz vlny a spektrum rovnakých meraní pri zmene excitovaného miesta vzorky CoFeB/Pt (KN-6). Otočenie vľavo s napätím  $\sigma_+$  (graf vľavo) a otočenie vpravo s napätím  $\sigma_-$  (graf vpravo).

### 3.8.2 Absorpcia a emisia Kaptonu

Ďalej sme premerali, ako Kapton absorbuje a emituje. Do kovového držiaku sme vložili neprehnutý spintronický emitor narastený na planárnom safirovom substráte a odmerali generovanú THz vlnu. Nasledovne sme do tesnej blízkosti STE vložili 3D držiak, vo vnútri ktorého bola prehnutá nepokrytá časť (bez metalického pokrytia) Kaptonu zo vzorky CoFeB/Cu/Pt (KN-8) a znova odmerali THz vlnu (Obrázok 18.). Percentuálne sme absorpciu z týchto meraní (Graf 17.) určili ako 9%.

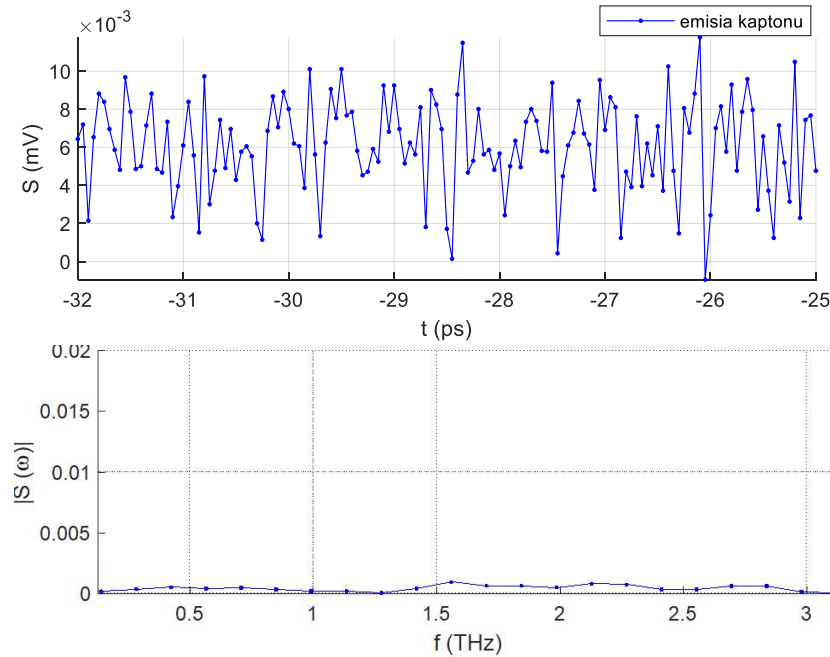


**Obrázok 18.:** Meranie absorpcie Kaptonu zo vzorky CoFeB/Cu/Pt (KN-8).



**Graf 17.:** Absorpcia Kaptonu zo vzorky KN-8. Vykreslený tvar a spektrum generovanej THz vlny pomocou STE spolu s tvarom a spektrom generovanej THz vlny pomocou STE, ktorá prešla prehnutou dodatočnou vrstvou Kaptonu.

Emisiu Kaptonu sme merali so vzorkou CoFeB/W (KN-11). Najprv sme vzorku vložili klasicky do 3D držiaka a našli polohu ohniska. Následne sme vzorku v držiaku posunuli tak, aby optický zväzok smeroval na časť vzorky, ktorú tvoril len Kapton bez metalického pokrytia. V takomto usporiadaní sme spustili meranie. Z vykresleného merania sme určili, že Kapton neemituje (Graf 18.).

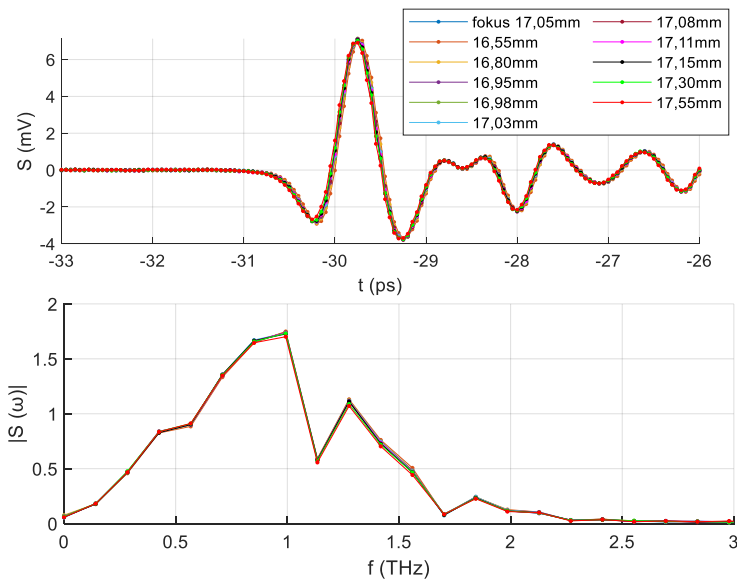


**Graf 18. :** Emisia Kaptonu zo vzorky CoFeB/W (KN-11).

### 3.8.3 Posun vzorky z ohniska

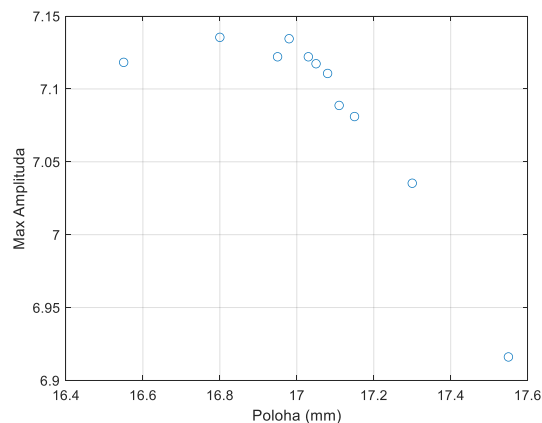
Následne sa prirodzene ponúkala otázka, aký vplyv má na generovanú THz vlnu presnosť vloženia vzorky do ohniska, keďže počas meraní krížovej analýzy je nutné vzorku vyberať, držiak otáčať a nanovo hľadať ohnisko v rôznych polohách. Vzorku je nutné mať počas meraní v ohnisku, pretože kvôli fázovému posunu v okolí pásu Gaussovského zväzku (Guoy shift) môže dôjsť ku zmene fázy vlny v rámci jej obálky a teda ku zmene tvaru krivky  $S(t)$  s miernym dopadom na jej spektrum  $S(\omega)$ . [6,7] Uskutočnili sme teda ďalšie kontrolné meranie a ocharakterizovali posun vzorky z ohniska (Graf 19.). Vzorku sme posúvali z ohniska pomocou mikrometrického posunu, na ktorom bol umiestnený kovový držiak so vzorkou. Z ohniska sme sa posúvali v oboch smeroch, s menším krokom posunutia v tesnej blízkosti ohniska a ďalej sme krok mierne zväčšili. Premerané rozpätie je vo vzdialenosti 0,5 mm do

oboch smerov od ohniska. Táto oblasť bola určená na základe nášho odhadu, ako presne dokážeme ohnisko nastaviť a citlivosti mikrometru.



**Graf 19.:** Charakterizácia vplyvu posunutia vzorky z ohniska na generovanú THz vlnu.

Z meraní (Graf 19.) teda vidíme, že posun vzorky z ohniska má len zanedbateľný vplyv na veľkosť amplitúdy generovanej terahertzovej vlny a minimálny vplyv na jej spektrum. Malé zmeny v spektre môžu odpovedať napríklad vyššie spomenutému Guoy shiftu. Zo závislosti maximálnej amplitúdy na posunutí vzorky (Graf 20.) je vidno, že v jednom smere sa amplitúda THz vlny mení výraznejšie ako v druhom smere. To môže byť spôsobené napríklad tým, že zväzok je mierne vychýlený a nemieri na vzorku priamo ale šikmo alebo tým, že ohnisko bolo jednoducho v okolí 16,8 mm a jedna a druhá strana neboli premerané rovnako (inak by to bolo symetrické).



**Graf 20.:** Závislosť maxima amplitúdy na polohe vzorky pri jej posúvaní z ohniska.

V tejto kapitole sa nám teda zatiaľ podarilo odstrániť (alebo charakterizovať) vplyv parazitných javov typu: nehomogenita vzoriek, absorpcia a prípadná emisia kaptónu či posun vzorky z ohniska. Vzorky CoFeB/Pt (KN-6) a CoFeB/W (KN-11) sa javia pomerne homogéne čo sa týka amplitúdy generovanej THz vlny no pri výraznejších posunoch bodu excitácie (pri otočení vľavo) mohlo dochádzať k orezávaniu na držiaku a zmenu spektier nebolo možné relevantne posúdiť. Absorpcia kaptónu bola určená ako 9%, podľa čoho je možné kvantifikovať časový posun na Grafe 6. Z meraní taktiež vyplynulo, že samotný Kapton neemituje. Posun vzorky z ohniska sa ukázal ako pomerne neproblémový, keďže k výrazným zmenám v amplitúde a ani spektre THz vln nedochádzalo. Najzávažnejší vplyv z týchto artefaktov na generovanú THz vlnu má teda prípadne nehomogenita vzorky a to najmä na spektrum. Na základe takejto charakterizácie budeme môcť interpretovať hlavné meranie tejto práce, a to „symetrizovanú“ krížovú analýzu.

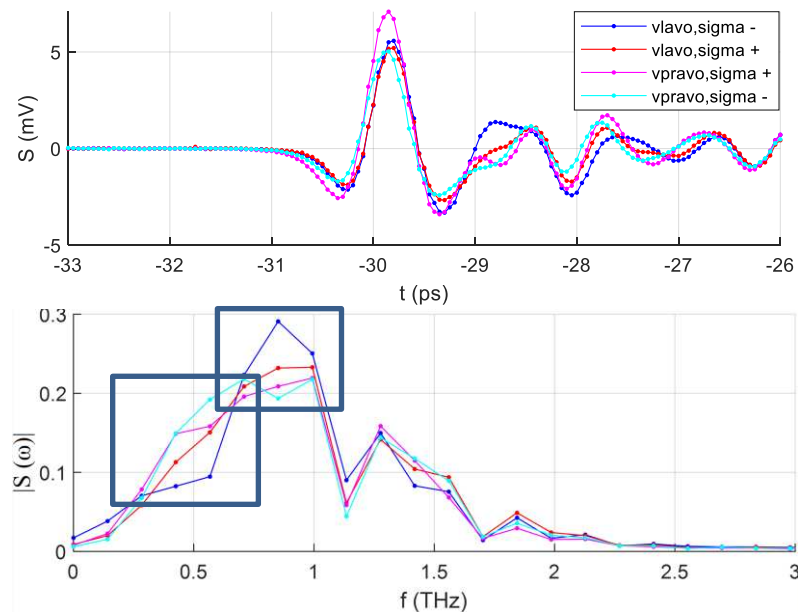
### 3.9 „Symetrizované“ krížové meranie

Po charakterizačných a optimalizačných meraniach a vylúčení vplyvu parazitných javov sme pristúpili k samotnému „symetrizovanému“ krížovému meraniu. Toto meranie umožňuje eliminovať dopad THz transmisie cez substrát na výsledné spektrum pri rôznych orientáciách a zároveň bolo navrhnuté tak, aby vylúčilo „efekt šošovky“. Pridaním dodatočnej Kaptonovej vrstvy prechádza THz pulz pri všetkých orientáciách rovnako a prípadný pozorovaný rozdiel v spektrách bude možné pripísať priamo vplyvu napätia. Merania prebiehali tak, ako je popísané v časti 2.6 metód tejto práce s tým, že magnet bol primagnetovaný tesne nad vzorkou, aby sme eliminovali efekt anizotropie. Dodatočná vrstva Kaptonu bola použitá zo vzorky CoFeB/Cu/Pt (KN-8). Vzorky boli premerané v nasledovnom poradí:

1. Symetrizovaná vzorka CoFeB/W (KN-11) prehnutá vľavo, odpovedajúca prípadu b.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_-$ .
2. Symetrizovaná vzorka CoFeB/W (KN-11) prehnutá vľavo, odpovedajúca prípadu a.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_+$ .
3. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) prehnutá vľavo, odpovedajúca prípadu b.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_-$ .

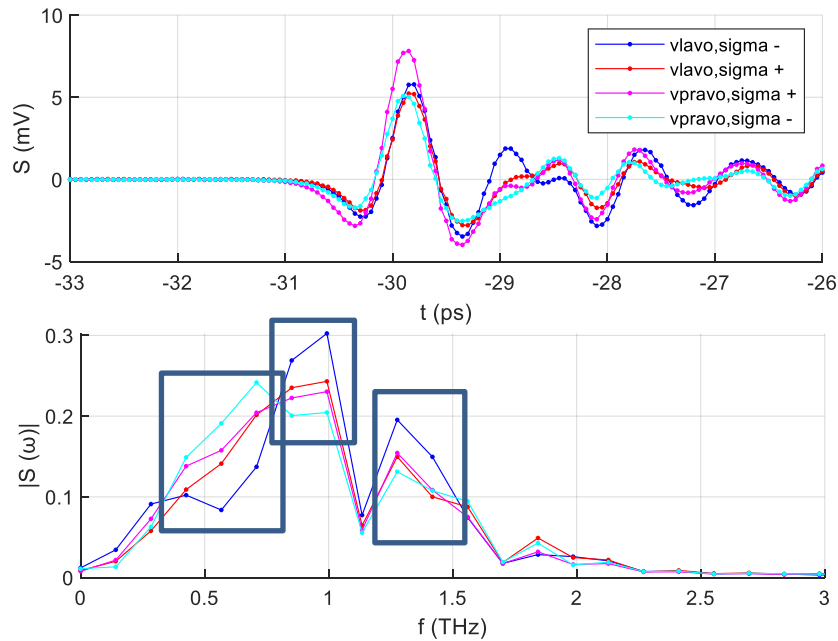
4. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) prehnutá vľavo, odpovedajúca prípadu a.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_+$ .
5. Symetrizovaná vzorka CoFeB/W (KN-11) prehnutá vpravo, odpovedajúca prípadu d.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_+$ .
6. Symetrizovaná vzorka CoFeB/W (KN-11) prehnutá vpravo, odpovedajúca prípadu c.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_-$ .
7. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) prehnutá vpravo, odpovedajúca prípadu d.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_+$ .
8. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) prehnutá vpravo, odpovedajúca prípadu c.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_-$ .

Poloha celého držiaku vzorky sa od bodu 1. až do bodu 4. nemenila a bola len vymieňaná vzorka v 3D držiaku. Nebolo teda nutné zakaždým hľadať polohu držiaku v ohnisku a zostal nastavený rovnako. Pri prechode medzi bodmi 4. a 5. bolo nutné držiak otočiť a znova nájsť ohnisko. Od bodu 5. do bodu 8. sa už s celým držiakom viac nemanipulovalo a znova sa len vymieňali vzorky v 3D držiaku. Po vykreslení nameraných dát sme pozorovali výrazné spektrálne zmeny (Graf 21.,22.) najmä s prehnutím s napätím  $\sigma_-$  pre obe vzorky. Tieto spektrálne zmeny by mohli byť dôsledkom napätia no zároveň to mohli byť len artefakty spôsobené postupom nášho merania. Príčinami zmien v spektrách mohlo byť napríklad orezávanie THz vlny na držiaku, nehomogenita vzorky či efekt substrátu.



**Graf 21.:** Symetrické krížové meranie vzorky CoFeB/W (KN-11), tvary generovanej THz vlny a normované spektrá spolu s vyznačenými oblasťami pozorovaných zmien spektier.





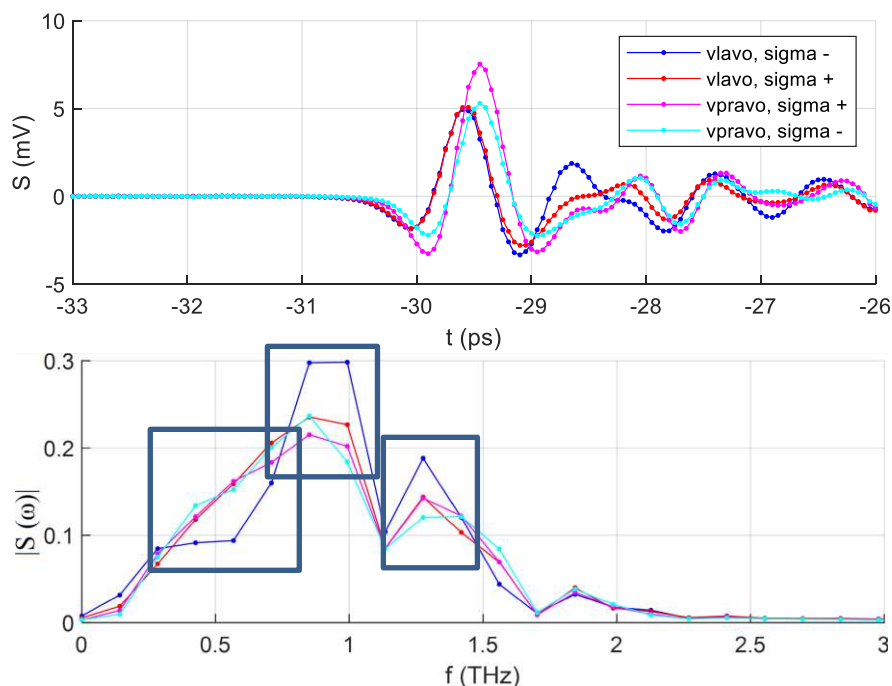
**Graf 22.:** Symetrické krížové meranie vzorky CoFeB/Pt (KN-6), tvary generovanej THz vlny a normované spektrá spolu s vyznačenými oblasťami pozorovaných zmien spektier.

„Symetrické“ meranie sme teda odmerali znova s tým, že sme si dávali veľký pozor na orezávanie THz vlny držiakom a zväzok sme pri každom meraní kontrolovali, či mieri na stred držiaka. Taktiež sme dbali na to, aby pridaná vrstva Kaptonu bola vždy na správnom mieste a pokrývala časť vzorky, na ktorú mieril optický zväzok. Ďalšie zmeny v porovnaní s prvým meraním boli v poradí premeriavania vzoriek. Celé „symetrické“ krížové meranie sme odmerali ešte dvakrát. V prvom prípade bol postup meraní totožný s vyššie popísaným postupom a v druhom meraní sme celé krížové meranie premerali najprv so vzorkou CoFeB/Pt (KN-6) a potom so vzorkou CoFeB/W (KN-11). Postup bol nasledovný:

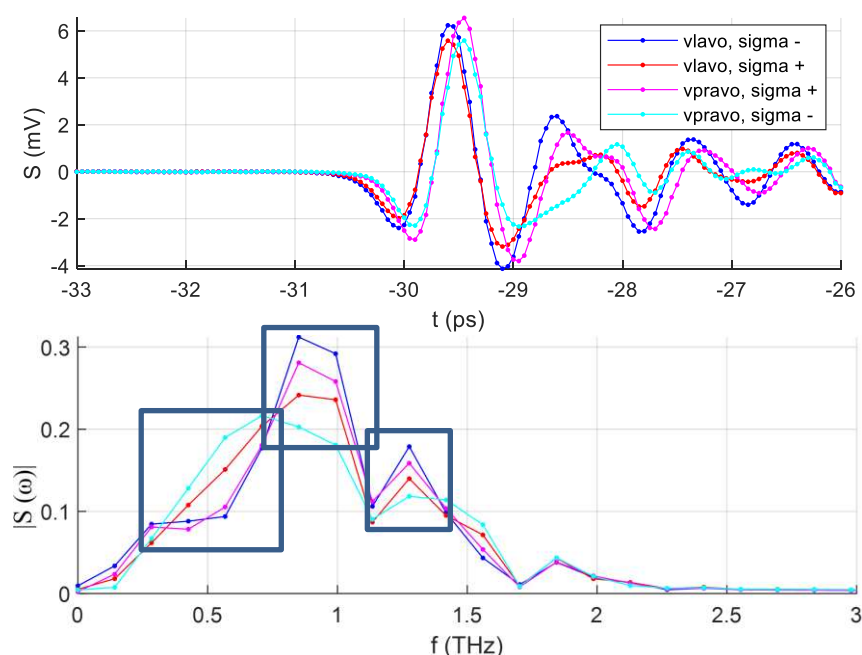
1. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) s prehnutím vľavo, odpovedajúca prípadu b.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_-$ .
2. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) s prehnutím vľavo, odpovedajúca prípadu a.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_+$ .
3. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) s prehnutím vpravo, odpovedajúca prípadu d.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_+$ .
4. Symetrizovaná vzorka CoFeB/Pt (KN-6) s prehnutím vpravo, odpovedajúca prípadu c.) na Obrázku 8. a napätiu  $\sigma_-$ .

Po ukončení všetkých štyroch bodov sme vzorku CoFeB/Pt (KN-6) vymenili za CoFeB/W (KN-11) a postup zopakovali. Pri každej zmene prehnutia (vpravo/vľavo)

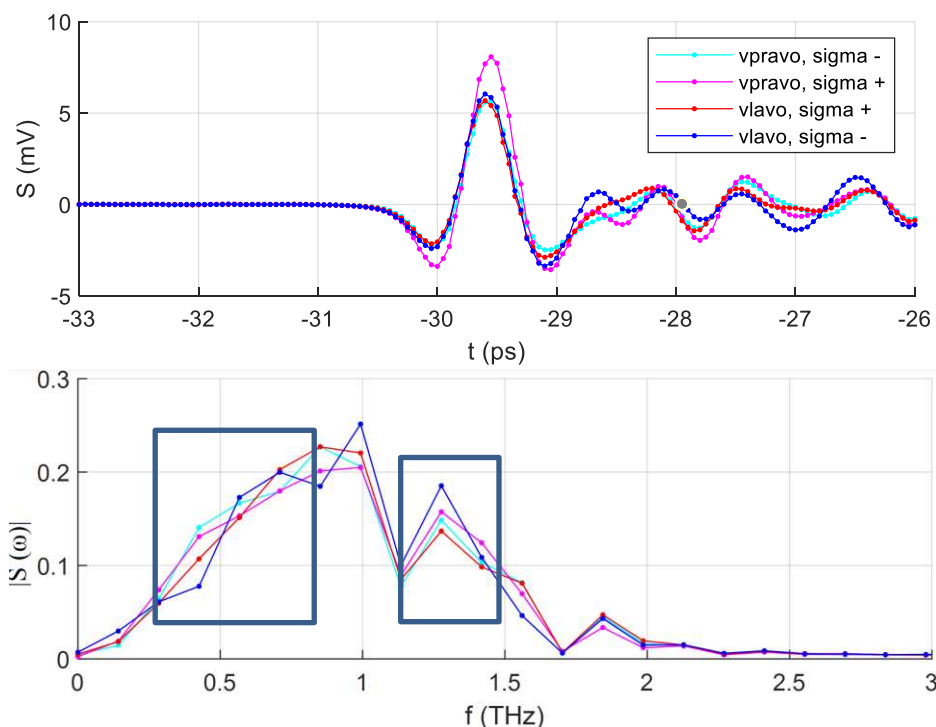
bolo nutné posúvať celý držiak do ohniska. Merania, kedy sme vzorky počas krížovej analýzy striedali, vykazovali stále pomerne výrazné spektrálne zmeny (Graf 23,24.) pre obe vzorky. Zaujímavé však je, že postup, pri ktorom sme vzorky vymenili až po premeraní celej krížovej analýzy už tak veľké zmeny v spektrách nevykazovali (Graf 25.,26.).



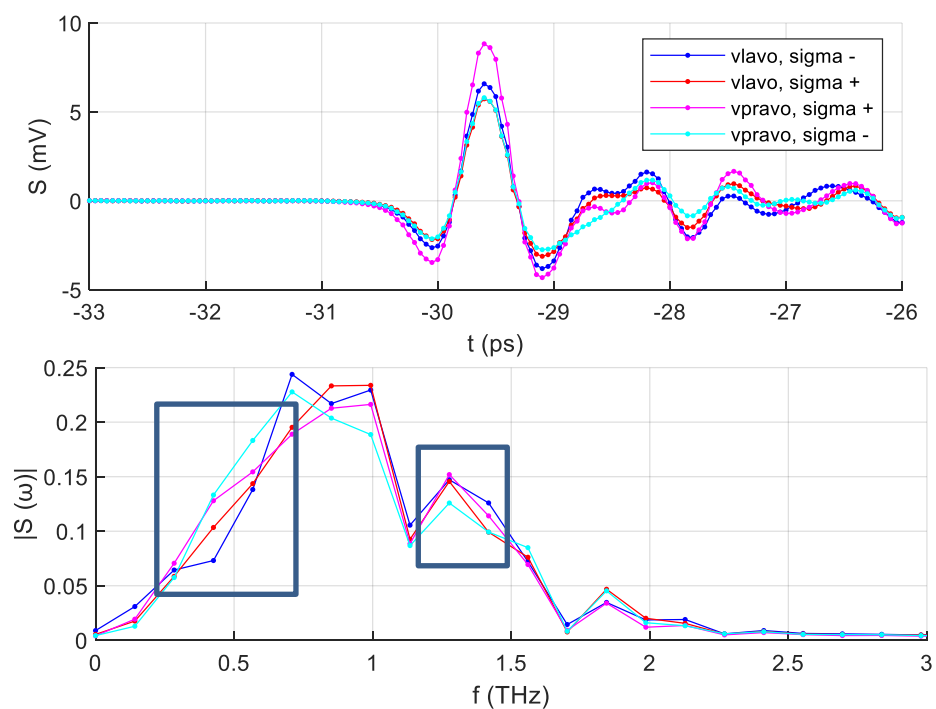
**Graf 23.:** Opakované „symetrizované“ krížové meranie vzorky CoFeB/W (KN-11) s postupom, pri ktorom sme vzorky striedali. Tvar a normované spektrum generovanej THz vlny spolu s vyznačenými oblasťami pozorovaných zmien spektier.



**Graf 24.:** Opakované „symetrizované“ krížové meranie vzorky CoFeB/Pt (KN-6) s postupom, pri ktorom sme vzorky striedali. Tvar a normované spektrum generovanej THz vlny spolu s vyznačenými oblasťami pozorovaných zmien spektier.



**Graf 25.:** „Symetrizované“ krížové meranie vzorky CoFeB/W (KN-11) s postupom, pri ktorom sme vzorku vymenili až po premeraní celého krížového merania. Tvar a normované spektrum generovanej THz vlny spolu s vyznačenými oblasťami pozorovaných zmien spektier.



**Graf 26.:** „Symetrizované“ krížové meranie vzorky CoFeB/Pt (KN-6) s postupom, pri ktorom sme vzorku vymenili až po premeraní celého krížového merania. Tvar a normované spektrum generovanej THz vlny spolu s vyznačenými oblasťami pozorovaných zmien spektier.

Z meraní teda môžeme urobiť viacero pozorovaní. Pre rôzne konfigurácie „symetrizovaného“ krížového merania pozorujeme amplitúdové aj spektrálne zmeny. Spektrálna zmena nastáva pre rôzne napätia  $\sigma$  ale taktiež pre rôzne orientácie prehnutia vzorky pri rovnakom napätí. Avšak najvýraznejšie spektrálne zmeny boli pozorované pri napätí  $\sigma_-$ . Amplitúdy signálu v meraniach vychádzali približne rovnako, až na amplitúdu prehnutia vzorky vpravo s napätím  $\sigma_+$ , ktorá bola výrazne väčšia než ostatné amplitúdy. Tieto javy nie sú chaotické, opakujú sa pre obidve vzorky a do určitej miery sa reprodukovujú pre 3 rôzne opakovania meraní.

## 4. Diskusia

Zhrnutie výsledkov tejto práce je možné rozdeliť do dvoch skupín. Do jednej skupiny patria merania, ktoré s istotou preukazujú určité javy, ako je napríklad vplyv napätia vo vzorke na magnetickú anizotropiu. Podarilo sa nám ukázať, že mechanické preháňanie vzoriek spintronických emitorov efektívne ovplyvňuje smer osy magnetizácie a to tak, že pri napínaní  $\sigma_+$  sa osa magnetizácie vzorky orientovala v nami zvolenom smere externého magnetického poľa a pri napínaní  $\sigma_-$  sa táto osa orientovala kolmo k externému magnetickému poli. Vďaka tomuto javu je možné ovládať veľkosť projekcie amplitúdy (do daného smeru) generovaného THz žiarenia pomocou indukovanej zmeny magnetickej anizotropie mechanickým napínaním vzorky. Tento druh manipulácie môže byť zaujímavý v prípadoch, kedy nie je možné aplikovať externé magnetické pole. Rovnaké pozorovania o možnosti manipulovať s emisiou zo STE pomocou napätia boli učené aj v nedávnej publikácii [35], kde bolo využité napätie vytvárané pomocou elektrického poľa na multiferoikum. Do druhej (rozsiahlejšej) skupiny môžeme zaradiť merania, ktoré otvorili nový pohľad na konkrétne situácie a vytvárajú priestor pre ďalší výskum. S istotou môžeme povedať, že podstatnú rolu pri interpretácii výsledkov hrá druh napätia aplikovaný na vzorku. Amplitúdy a spektrá meraní so vzorkou pri napnutí  $\sigma_+$  boli o veľa menej citlivé na zmeny magnetického poľa v porovnaní s napnutím  $\sigma_-$  a preto by bolo dobré v ďalších meraniach použiť pole, ktoré bude nemenné (v našich meraniach sme s magnetom neustále manipulovali) a dostatočne silné. Pre napätie na vzorke  $\sigma_-$  boli pozorované značné spektrálne zmeny pri rôznych otočeniach vzorky (vpravo/vľavo), čo bolo pomerne prekvapivé. Pri napätí  $\sigma_+$  boli tieto zmeny menej výrazné a otočenia (vpravo/vľavo) sa takmer vôbec netýkali. Merania (zo sekcie 3.9) mali za cieľ identifikovať možné dopady napätia na hustotu stavov a generovanie THz spinového prúdu. Výsledky z tejto sekcie týkajúce sa spektrálnych zmien sa opakovali pre obe skúmané vzorky a vo viacerých meraniach, takže ich nemôžeme jednoducho pripísať artefaktom ako je napríklad nehomogenita či možnosť orezávania žiarenia pri nevhodnom meracom usporiadaní. Vedie to k zamysleniu sa nad komplexitou spektrálnych a amplitúdových zmien a ich symetrie voči napätiu. Zároveň by

spektrálne a amplitúdové zmeny mohli byť kľudne spôsobené napätím no nepodarilo sa nám dostatočne vylúčiť vplyv artefaktov.

## Záver

Výsledkom tejto práce je realizácia jedného z prvých meraní kontroly emisie pomocou mechanického napätia. Ďalej sa nám podarilo preukázať vplyv pôsobenia napätia na vzorke na magnetickú anizotropiu vzorky a jej využitie na manipuláciu s veľkosťou generovanej amplitúdy THz žiarenia. Cieľom práce bolo určiť vplyv napätia na hustotu stavov a generovanie spinových prúdov v STE. Efekt napätia na DOS však nemôžeme s určitosťou potvrdiť (ani vyvrátiť), kvôli okolitým vplyvom pozorovaných počas merania a to najmä vplyvu napätia na magnetickú anizotropiu vzorky. Do budúcnosti navrhujeme niektoré vylepšenia, ktoré sa ponúkajú v priebehu meraní a ich vyhodnocovaní. Bolo by vhodné napríklad disponovať silným a otočiteľným magnetickým poľom (Hallbachovo usporiadanie), navrhnúť uchytenie vzorky v prehnutej polohe bez možnosti orezávania na držiaku, merať v suchej atmosfére na odstránenie spektrálnych javov na vodných parách a podobne.

## Zoznam použitej literatúry

- [1] S. Maekawa, Spin Current, 1st ed (Oxford University Press, Oxford, 2012)
- [2] D. D. Awschalom , M. E. Flatté , N. Samarth Spintronics. Scientific American 2002 Jun;286(6):66-73. doi: 10.1038/scientificamerican0602-66. PMID: 12030093.
- [3] L. Nádvořík, Spintronika na terahertzových vlnách. Vesmír. 2022, 101 (152)(1), 2-5.
- [4] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I. L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, and B. Hillebrands, Review on Spintronics: Principles and Device Applications, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2020, 509(166711)
- [5] I. Žutić, J. Fabian, and S. D. Sarma, Spintronics: Fundamentals and Applications, Reviews of Modern Physics 2004, 76(323)
- [6] Lee, Yun-Shik., Principles of Terahertz Science and Technology. 1. New York: Springer, NY, 2008. ISBN 978-0-387-09539-4.
- [7] Dexheimer, L. Susan, Terahertz spectroscopy : principles and applications. 2. 6000 Broken Sound Parkway NW, Suite 300: CRC Press Taylor & Francis Group, 2008. ISBN 978-0-8493-7525-5.
- [8] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens et al., Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation. Nature Photon 2016,10, 483–488.
- [9] Rouzegar, Reza, L. Brandt, L. Nádvořík, et al., Laser-induced terahertz spin transport in magnetic nanostructures arises from the same force as ultrafast demagnetization. Physical review. 2022, 106(144427). doi:10.1103/PhysRevB.106.144427
- [10] Wong, G. D. Hwee, C. Ch. I. Ang, W. Gan, et al., Reversible strain-induced spin-orbit torque on flexible substrate. Applied Physics 2021, 119(042402). doi:https://doi.org/10.1063/5.0056995
- [11] Kapton Summary of Properties. Dupont [online]. [cit. 2023-03-31]. [https://www.dupont.com/content/dam/dupont/amer/us/en/products/ei-transformation/documents/EI-10142\\_Kapton-Summary-of-Properties.pdf](https://www.dupont.com/content/dam/dupont/amer/us/en/products/ei-transformation/documents/EI-10142_Kapton-Summary-of-Properties.pdf)
- [12] Sheldon, R. a R. Brown. MRAM (magnetoresistive random access memory). TechTarget [online]. 2021 [cit. 2023-03-31]. <https://www.techtarget.com/searchstorage/definition/MRAM>
- [13] S. M. Yakout, Spintronics: Future Technology for New Data Storage and Communication Devices, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism 2020, 33(2557).
- [14] J. M. D. Coey, Magnetism and Magnetic Materials, 1st ed. (Cambridge University Press, 2001).



- [15] P. Kužel, THz věda a technologie. Fyzikální ústav Akademie věd České republiky [online]. [cit. 2023-03-31]. <https://www.fzu.cz/vyzkum/vyzkumne-sekce-a-oddeleni/sekce-2/oddeleni-12/skupina-1206>
- [16] A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande a D. V. Derle. Terahertz technology and its applications. *Drug Invention Today*. 2013, 5(2), 157-163. doi:10.1016/j.dit.2013.03.009
- [17] H. A., X. Chai, A. Ibrahim, S. Momdal, D. Férachou, X. Ropagnol a T. Ozaki. Intense terahertz radiation and their applications. *Journal of Optics*. 2016, 18(9). doi:10.1088/2040-8978/18/9/093004
- [18] Feng, Zheng, Q. U. I. Hongsong, D. Wang, C. Zhang, S. Sun, B. Jin a W. Tan. Spintronic terahertz emitter. *Journal of Applied Physics*. 2021, 129(010901). doi:10.1063/5.0037937
- [19] Spektrum elektromagnetických vln. Physics.mff.cuni [online]. [cit. 2023-03-31]. [https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz\\_fyziky\\_pro\\_DS/display.php/optika/1\\_1](https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/optika/1_1)
- [20] T. S. Seifert, L. Cheng, Z. Wei, T. Kampfrath, and J. Qi, Spintronic Sources of Ultrashort Terahertz Electromagnetic Pulses, *Applied Physics Letters* 2022, 120(180401).
- [21] E. Th. Papaioannou and R. Beigang, THz Spintronic Emitters: A Review on Achievements and Future Challenges, *Nanophotonics* 2021, 10(1243).
- [22] A. Hoffmann, Spin Hall Effects in Metals, *IEEE Transactions on Magnetics* 2013, 49(5172).
- [23] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Spin Hall Effects, *Reviews of Modern Physics* 2015, 87(1213).
- [24] A. L. Chekhov, Y. Behovits, J.J.F. Heitz, et al. Ultrafast Demagnetization of Iron Induced by Optical versus Terahertz Pulses. *Physical Review* 2021, 11(041055).
- [25] Khan, Jakeer & Nagarajan, Selvakumar & Chowdhury, P. & Barshilia, Harish. Indigenous development of ultra high vacuum (UHV) magnetron sputtering system for the preparation of Permalloy magnetic thin films. *Journal of Physics* 2012,390. doi:10.1088/1742-6596/390/1/012081.
- [26] H. Frey and H. R. Khan, editors , *Handbook of Thin Film Technology*, 1st ed. 2015 (Springer Berlin Heidelberg : Imprint: Springer, Berlin, Heidelberg, 2015).
- [27] L. B. Freund a S. Suresh. *Thin Film Materials: Stress, Defect formation and Surface Evolution*. 1. The Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge, United Kingdom: Press Syndicate of the University of Cambridge, 2003. ISBN 0 521 82281 5.
- [28] P. Kubaščík, Study of spintronic phenomena in magnetically ordered structures using terahertz spectroscopy. Praha, 2021. Diplomová práce. Univerzita Karlova,

Matematicko-fyzikálna fakulta, Katedra chemickej fyziky a optiky. Vedúci práce  
Nádvorník, Lukáš.

[29] J. Neu and C. A. Schmuttenmaer, Tutorial: An Introduction to Terahertz Time Domain Spectroscopy (THz-TDS), *Journal of Applied Physics* 2018, 124(231101).

[30] J. G. Webster and H. Eren, editors, *Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook* (CRC Press, Boca Raton, Fla., 2014).

[31] B. Voigtländer, (2015). Lock-In Technique. In: *Scanning Probe Microscopy. NanoScience and Technology*. Springer, Berlin, Heidelberg. doi:10.1007/978-3-662-45240-0\_6

[32] D. Vincent, "Amplitude modulation with a mechanical chopper," *Applied Optics* 1986, 25(1035-1036).

[33] J. F. Kenney, and E. S. Keeping, "Root Mean Square." §4.15 in *Mathematics of Statistics*, Pt. 1, 3rd ed. Princeton, NJ: Van Nostrand, pp. 59-60, 1962.

[34] G. Torosyan, S. Keller, L. Scheuer, R. Beigang, and E. Th. Papaioannou, Optimized Spintronic Terahertz Emitters Based on Epitaxial Grown Fe/Pt Layer Structures, *Scientific Reports* 2018, 8(1311).

[35] P. Agarwal, L. Huang, S. Ter Lim, and R. Singh, Electric-Field Control of Nonlinear THz Spintronic Emitters, *Nature Communications* 2022, 13(4072).

## Zoznam použitých skratiek

DOS.....	hustota stavov
FM.....	feromagnetická (vrstva)
ISHE.....	inverzný spinový Hallov efekt
MRAM.....	magnetická pamäť s náhodným prístupom
NM.....	nemagnetická (vrstva)
PCA.....	fotovodivé antény
RAM.....	pamäť s náhodným prístupom
RMS.....	efektívna hodnota elektrických veličín
SHE.....	spinový Hallov efekt
SNR.....	pomer signálu a šumu
SOT.....	spin-orbitálny moment
STE.....	spintronický emitor