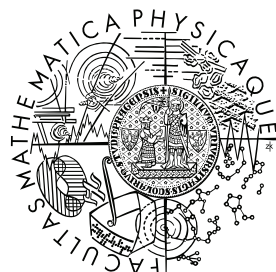


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Eva Rozkotová

**Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje
v polovodičích**

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Děkuji RNDr. Petru Němcovi PhD. za odborné vedení během mé práce, za trpělivý přístup a množství cenných rad a připomínek. Dále bych chtěla poděkovat RNDr. Petře Nahálkové za nenahraditelnou pomoc při experimentální části práce a podnětné návrhy.

Také bych ráda poděkovala pracovníkům Oddělení fyziky povrchů a rozhraní FÚ AVČR v Cukrovarnické za přípravu vzorků užitých v této práci.

Moje díky patří i rodičům za poskytnutou podporu a pomoc při grafické úpravě práce.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne:

Eva Rozkotová

podpis

OBSAH

OBSAH	3
ÚVOD	6
1. FEROMAGNETICKÉ POLOVODIČE	8
1.1 DMS polovodiče	8
1.2 (Ga,Mn)As	9
1.2.1 Struktura	9
1.2.2 Feromagnetismus v (Ga,Mn)As	10
1.2.3 Příprava	12
2. METODY EXITACE A SONDOVÁNÍ	13
2.1 Optická orientace	13
2.2 Princip metod	14
2.3 Časově rozlišená reflektivita	15
3. KERROVA ROTACE	17
3.1 Teoretický úvod	17
3.2 Magnetooptické jevy	17
3.3 Experimentální uspořádání	19
3.4 Optický můstek	21
3.5 Rozbor signálu	25
4. ZKOUMANÉ VZORKY	28
5. MĚŘENÍ PROVEDENÁ METODOU TRR	30
5.1 Měření provedená na substrátu GaAs	30
5.1.1 Ukázka metody TRR	30
5.1.2 Spektrální závislost	31
5.2 Měření provedená na vzorku (Ga,Mn)As	33
5.2.1 Signál TRR v substátu a (Ga,Mn)As	33
5.2.2 Úhlová závislost	33
5.2.3 Závislost na teplotě	34
5.3 Diskuse	35
5.4 Závěr	36

6. MĚŘENÍ PROVEDENÁ METODOU TRKR	37
6.1 Úvodní měření	37
6.2 Závislost na parametrech experimentu	41
6.2.1 Charakterizace dat	41
6.2.2 Intenzitní závislost	43
6.2.3 Reprodukovatelnost dat	45
6.2.4 Polarizační závislost	47
6.2.5 Úhlová závislost	49
6.2.6 Teplotní závislost	50
6.2.7 Závislost na vlnové délce	51
6.3 Srovnání žíhaného a nežíhaného vzorku	52
6.4 Shrnutí výsledků a diskuse	53
6.5 Závěr	55
7. SHRNU TÍ	56
LITERATURA	57

Název práce: *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*

Autor: *Eva Rozkotová*

Katedra (ústav): *Katedra chemické fyziky a optiky*

Vedoucí diplomové práce: *RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

e-mail vedoucího: *nemec@karlov.mff.cuni.cz*

Abstrakt:

Práce se zabývá dynamikou spinově polarizovaných nosičů náboje a jejich vlivem na magnetizaci ve ferromagnetickém polovodiči (Ga,Mn)As. Pro měření byly použity dvě metody ultrarychlé laserové spektroskopie – časově rozlišená diferenciální reflektivita a časově rozlišená Kerrova rotace. Pomocí diferenciální reflektivity byl zjištěn vliv příměsí na dynamiku nosičů a dále byl pozorován vliv přítomnosti magnetických iontů na relaxaci spinové polarizace fotoexcitovaných elektronů v (Ga,Mn)As. V signálu Kerrovy rotace byla identifikována složka, která nesouvisí se spinovou polarizací fotoexcitovaných nosičů, pouze s jejich koncentrací a je přítomna jen ve ferromagnetickém stavu ($T < T_C$). Tato složka vykazuje oscilující charakter, který byl přisouzen precesnímu pohybu magnetizace vlivem změny magnetické anizotropie v materiálu. Podrobným měřením za různých podmínek byl dále zjištěn vliv parametrů experimentu (vlnová délka, intenzita atd.) na tuto složku signálu.

Klíčová slova: *ultrarychlá laserová spektroskopie, spin, magnetický polovodič, (Ga,Mn)As*

Title: *Dynamics of spin-polarized charge carriers in semiconductors*

Author: *Eva Rozkotová*

Department: *Department of Chemical Physics and Optics*

Supervisor: *RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

Supervisor's e-mail: *nemec@karlov.mff.cuni.cz*

Abstract:

The work deals with the dynamics of spin-polarized charge carriers and their influence on the magnetization in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As. The experimental methods used for the measurement are time-resolved differential reflectivity and time-resolved Kerr rotation techniques of ultrafast laser spectroscopy. The influence of impurities on the carrier dynamics and the role of magnetic ions on spin relaxation of photogenerated electrons in (Ga,Mn)As was investigated using differential reflectivity technique. In the Kerr rotation signal the component independent on the spin polarization of the photoexcited carriers but dependent on their concentration was identified. This spin-insensitive component is present only in the ferromagnetic state of the semiconductor (below T_C) and shows an oscillating behavior which was attributed to the precession of the magnetization induced by the change in the material anisotropy. The influence of different experimental conditions (wavelength, intensity...) on this component of Kerr rotation signal was also investigated.

Keywords: *ultrafast laser spectroscopy, spin, magnetic semiconductor, (Ga,Mn)As*

ÚVOD

Od počátku 90. let 20. století dochází k rychlému rozvoji nového odvětví elektroniky, tzv. *spintroniky*. Na rozdíl od standardní elektroniky užívá spintronika kromě náboje nosičů také jejich vlastní magnetický moment – spin. Základním principem je pak využití změny vlastností materiálu (odpor, susceptibilita apod.) v závislosti na spinové orientaci souboru nosičů (proudu) vůči nějaké referenci, kterou může být např. přiložené elektrické či magnetické pole, vnitřní pole ve feromagnetu apod. [1] V poslední době se začíná odštěpovat také další odvětví, tzv. *koherentní spintronika*, které se zabývá koherentní manipulací se spiny jednotlivých nosičů v kvantových nanostrukturách.

Praktická realizace spintronických zařízení klade určité požadavky na užívané materiály. Je nutné dosáhnout účinné *generace* spinově polarizovaného proudu, *doba ztráty spinové polarizace* musí být dostatečně dlouhá a tato polarizace musí dostatečně výrazně ovlivňovat vlastnosti materiálu, abychom byli schopni *detekce*.

Z hlediska prvního předpokladu se ukázaly být nejhodnější kovy, které vykazují přirozeně feromagnetické vlastnosti. Ve feromagnetech jsou totiž nosiče (v případě kovů elektrony) vlivem silného rozštěpení pásů s opačným spinem spinově polarizovány a není tedy třeba využívat dodatečných metod spinové orientace. Tato unikátní vlastnost kovů vedla také v 80. letech 20. století k objevu *gigantické magnetorezistence* (závislost odporu materiálu na vnějším magnetickém poli, viz např. [2]), který položil základ celé nekoherentní spintronice. Spintronika v kovech je proto nejrozvinutější odvětví tohoto nově vzniklého oboru a stále je jí věnována značná pozornost ([3] – [5]). První kovové spintronické součástky (jako např. čtecí hlavy k pevným diskům a MRAM) již dokonce našly své uplatnění v praxi [1].

Kovové materiály však mají zásadní nevýhody v oblasti transportu spinově polarizovaného proudu. V neferomagnetických kovech se velmi rychle ztrácí spinová orientace elektronů, neboť jsou silně ovlivněny okolím [2]. Ve feromagnetech pak vlivem silného štěpení dochází k účinnému přenosu pouze elektronů s orientací spinu shodou s vnitřním magnetickým polem. V tomto směru se mnohem vhodnějšími ukázaly být polovodiče, ve kterých není ovlivnění nosičů materiálem tak silné. Zároveň je ale dostatečné, aby umožnilo detekovat změny vyvolané spinovou orientací. Další zjevné výhody polovodičů oproti kovům spočívají v kompatibilitě se stávající elektronikou, ovlivnitelnosti vlastností dopováním či optické kvalitě [1]. Všechny tyto výhody však vyvažuje problém se spinovou orientací nosičů. Ta může být realizována např. pomocí optické orientace, přechodem z feromagnetického materiálu apod. ([6], [1]), nicméně žádná z těchto metod není ideální pro praktické využití.

Zřejmé východisko z tohoto problému spočívá v dosažení feromagnetického stavu u polovodičů, které přirozeně magnetické vlastnosti nevykazují. Toho lze docílit různými způsoby, jak bude rozebráno dále v této práci. Takto vzniklé *magnetické polovodiče* pak umožňují, narozdíl od kovů, měnit feromagnetický stav vnějšími vlivy (dopování, napětí apod.) a poskytují tak možné pojitko mezi současnou polovodičovou elektronikou a zcela novými prvky, které spintronika přináší. V aplikaci však brání nejrůznější obtíže, kterými se podrobněji zabývá první kapitola práce.

Jedním z nadějných materiálů pro nekoherentní polovodičovou spintroniku se ukazuje být *GaAs* dopovaný magnetickými ionty manganu [$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, zkráceně $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$], viz [6], [7]. *GaAs* je velmi dobře prozkoumaný polovodič, který se v optoelektronice často využívá. Bylo tedy přirozené

začít s výzkumem právě u něj a v současné době je $(Ga,Mn)As$ nejkoumanějším polovodičem vykazujícím feromagnetismus. Zaměřuje se na něj také tato práce.

Procesy spojené se vznikem feromagnetizmu v polovodičích jsou principiálně velmi odlišné od původu feromagnetizmu v kovech a nejsou zatím natolik prozkoumány. Aby jim bylo možno detailněji porozumět, je nutné znát vlivy působící na vznik feromagnetického uspořádání. Jeden z experimentů, který nám může poskytnout zajímavé informace, spočívá ve sledování změn vnitřního magnetického pole feromagnetického polovodiče po injekci spinově polarizovaných nosičů náboje, a to zároveň se studiem dynamiky těchto nosičů. K tomuto účelu se ukázaly být velmi účinnými metody časově rozlišené laserové spektroskopie, neboť zmiňované změny mohou probíhat na krátkých časových škálách. V této práci bylo použito konkrétně metod časově rozlišené diferenciální reflektivity a časově rozlišené Kerrovy rotace.

Přestože byla publikována řada prací, kde se využívá právě těchto metod [4] – [5], [8] – [10], stále existují otázky ohledně interpretace naměřených dat, a to již na principiální úrovni [11]. Kromě výše zmíněného studia dynamik je dalším cílem této práce důsledná analýza signálu, s důrazem na odlišení jednotlivých složek odrážejících spinovou dynamiku a vnitřní magnetizaci. K tomu nám napomáhá navržené uspořádání experimentu, které umožňuje zaznamenávání signálu Kerrovy rotace zároveň s diferenciální reflektivitou v rámci jednoho měření.

První kapitola této práce pojednává o původu feromagnetizmu v polovodičích a různých druzích magnetických polovodičů. Principy metod excitace a sondování, včetně diferenciální reflektivity, jsou podrobněji rozebrány v druhé kapitole. Kerrově rotaci se speciálně věnuje v třetí kapitola, kde je ukázáno také společné experimentální uspořádání obou metod. Pátá kapitola se zabývá studovanými vzorky a v šesté a sedmé kapitole jsou pak rozebrány výsledky získané jednotlivými metodami. V osmé kapitole jsou shrnuty dosažené výsledky.

1. FEROMAGNETICKÉ POLOVODIČE

Možnost vzniku feromagnetického uspořádání v polovodičích je známa již od konce 60. let minulého století. Přirozený feromagnetismus byl zjištěn např. u manganitů, oxidů či polovodičových spinelů [6]. Hlavního zájmu se však magnetické polovodiče dočkaly až ke konci 70. let, kdy bylo docíleno určitých magnetických vlastností u běžně používaných polovodičů pomocí dopování magnetickými ionty. Vznikl tak nový typ materiálu, tzv. „*Diluted Magnetic Semiconductor*“ (DMS). V DMS, narozdíl od dříve zmiňovaných materiálů, je feromagnetismus zprostředkovaný nosiči, a je tedy ovlivnitelný stejnými parametry jako standardní elektronické vlastnosti (odpor, susceptibilita apod.) [12], což je jednou z podmínek pro budoucí technologické využití.

Pro aplikaci je však nutné nalézt vhodný materiál s dostatečně vysokou teplotou přechodu do feromagnetického stavu T_C (kvůli stabilitě je optimální vyšší než pokojová teplota), optickými i elektrickými vlastnostmi ovlivnitelnými magnetickým stavem, který navíc neztrácí své polovodičové charakteristiky (citlivost k dopování, vnějším polím, světlu apod.) [13] Za tímto účelem se využívají různé sloučeniny [14], mění se míra jejich dopování i způsob a podmínky přípravy [6]. Kromě DMS, které vykazují vlastnosti objemové polovodiče, jsou v posledních několika letech zkoumány také polovodičové nanostruktury. Jedná se především o kvantové jámy [32] či speciální struktury typu *digital magnetic heterostructures* (DMH) [15], ve kterých jsou implantovány monovrstvy magnetických iontů do kvantových jam tvořených standardními polovodiči.

Ve snaze o nalezení materiálu s dostatečně vysokou T_C již bylo některých dílčích cílů dosaženo. V určitých kvantových nanostrukturách vytvořených z DMS již bylo docíleno $T_C \sim 170$ K a u některých „exotických“ sloučenin dokonce ještě vyšší [16]. Nejde však o materiály slučitelné se stávající elektronikou. DMS proto stále ještě tvoří hlavní pilíř materiálového výzkumu v oblasti feromagnetických polovodičů.

1.1 DMS polovodiče

Počátečních experimenty v oblasti DMS byly zaměřeny především na *II-VI polovodiče* (HgTe, CdTe, ZnSe...), jelikož značné množství magnetických dopantů patří taktéž do II valenční skupiny. Brzy se však ukázalo, že magnetické interakce v těchto materiálech jsou zprostředkovány přímou výměnnou interakcí mezi Mn ionty, která je přednostně antiferomagnetická [12]. Přirozeně se tedy jako feromagnety neprojevují a teprve v posledních několika letech bylo u vybraných heterostruktur z *II-V* polovodičů dosaženo feromagnetického stavu. Curieova teplota T_C se u nich ovšem stále pohybuje okolo 2 K.

Naproti tomu *III-V polovodiče* se k tomuto účelu ukázaly být vhodnější. Feromagnetická fáze se zde udrží do mnohem vyšších teplot a feromagnetismus je prokazatelně zprostředkován nosiči. Navíc je struktura materiálů *III-V* (jako GaAs, InAs) již velmi dobře prozkoumána, bylo zde tedy nejsnazší navázat na teoretické modely, které tyto materiály popisují. Vznik feromagnetismu v *III-V* polovodičích se tak již podařilo alespoň částečně objasnit (např. [7]).

Stejně teoretické výpočty, které vysvětlují chování *III-V* DMS, předpověděly feromagnetismus u mnohem širší skupiny materiálů ([6], [16]). Kromě již zmíněných *II-VI* polovodičů se jedná např. o nejrůznější *nitridy*, *fosfidy* a *antimonidy*, stejně jako *magnetické prvky* ze IV valenční skupiny. Tyto materiály však nejsou zatím natolik prozkoumány, aby bylo možné bezpečně prokázat

ovlivňování feromagnetického stavu nosiči. Původ feromagnetizmu v těchto systémech zatím není objasněn.

Nadále se tedy budeme zabývat pouze takovým typem feromagnetizmu, který je zprostředkován nosiči (*carrier-mediated*) a je vlastní danému materiálu [nesouvisí např. se shluky (clusters) feromagnetického kovu vznikajícími během růstu krystalu], [6]. Tento typ feromagnetizmu byl bezpečně prokázán mimo jiné také u (Ga,Mn)As, kterému je věnována tato práce. Rozeberme si tedy jeho vlastnosti o něco podrobněji.

1.2 (Ga,Mn)As

(Ga,Mn)As patří mezi nejtýpější představitele zmiňované III-V skupiny DMS. Je odvozen od aplikačně velmi důležitého GaAs. Díky vysoké pohyblivosti elektronů se GaAs využívá často v elektronice, v mikrovláknových technologiích atd. Pro optoelektroniku je důležitý svým přímým zakázaným pásem (v IR oblasti; 1,42 eV), který z něj dělá vhodný materiál pro laserová zařízení, sluneční články apod. Je tedy zřejmé, že ve spojení s feromagnetickými vlastnostmi bychom získali velice cenný materiál.

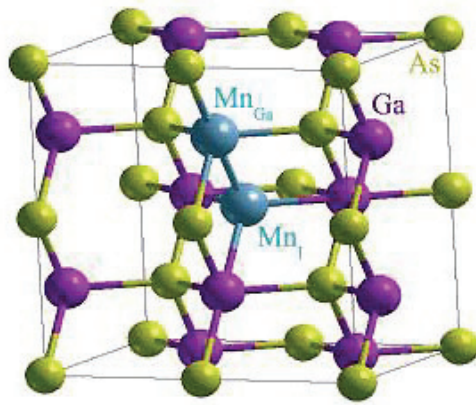
1.2.1 Struktura

GaAs má krystalickou strukturu sfaleritu. Dopujeme-li jej magnetickými atomy Mn, vzniká struktura zobrazená na obr. 1.1. Jelikož vazbu mezi atomy *Ga* ([Ar] 3d¹⁰4s²p¹) a *As* ([Ar] 3d¹⁰4s²p³) zprostředkovávají p¹ a 4s² elektrony, je zřejmé, že nejstabilnější polohu v mříži zaujímá Mn (se strukturou 3d⁵4s²) na místě Mn_{Ga} [7]. 4s² elektrony Mn se tak mohou podílet na krystalové vazbě. Celkově jsou tedy obsazené 3 sp-d vazebné stavy a 2 d-orbitaly jsou odštěpené kvůli symetrii krystalu (3 d_{x²-y²} a 3 d_{z²}). [7]

Ve vazbě Mn-As chybí p-elektron, který je ve vazbě Ga-As přítomen, Mn tedy působí jako akceptor [7] a poskytuje „volné díry“ do systému (obsazují jeden z sp-d stavů). Jak si ukážeme dále, tato vlastnost je důležitá pro vznik feromagnetického uspořádání.

Atomy se v mříži mohou dostat také do intersticiální polohy Mn_i (obr. 1.1). Ta je méně energeticky výhodná, tudíž méně pravděpodobná. V závislosti na způsobu růstu však může dosahovat zastoupení Mn_i/ Mn_{Ga} až 20 %. Příměs Mn_i působí jako dvojitý donor a tvoří vazbu s dvěma atomy Mn_{Ga}, čímž kompenzuje díry poskytované do systému Mn_{Ga}. Navíc má takovýto komplex kvůli antiferomagnetické vazbě celkový spinový moment menší než samostatný Mn_{Ga} [7]. Oba tyto jevy působí negativně na vznik feromagnetického stavu v (Ga,Mn)As. Speciálními podmínkami přípravy je lze do určité míry eliminovat (viz kap. 1.2.3).

Pro úplnost ještě dodejme, že během růstu vznikají v mříži defekty, především antisite As_{Ga}. Narozdíl od Mn_i nečistot jsou stabilní až do vysokých teplot a působí také jako dvojití donory. Vznik těchto defektů je dán způsobem růstu krystalů, vrátíme se k nim tedy v sekci věnované přípravě (Ga,Mn)As.



Obr. 1.1: Krystalografická struktura GaAs dopovaného Mn ionty [7]

1.2.2 Feromagnetismus v $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$

Pro popis vzniku feromagnetického stavu v polovodičích se využívá množství nejrůznějších metod ([13], [7]). Každá z nich zachycuje některé specifické vlastnosti, je tedy použitelná pouze na určitou skupinu materiálů. Neexistuje však žádná ucelená teorie popisující magnetické uspořádání ve všech materiálech, neboť je zde nutné počítat se silnými vazbami mezi atomárními stavy, což omezuje možnost použití poruchového počtu. Cílem této práce není podrobný teoretický rozbor feromagnetismu, naznačíme si tedy pouze kvalitativně jeho původ v konkrétním případě $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ a ukážeme v hlavních rysech jednotlivé mechanismy, které v tomto materiálu v souvislosti s magnetizmem probíhají.

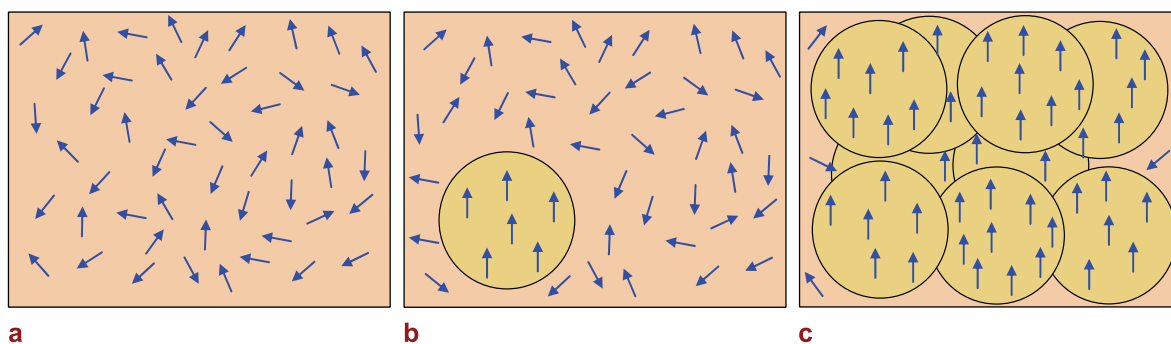
Elektrony neuzavřené *d-slupky* Mn atomů v základním stavu mají celkový spinový moment $S = 5/2$ a zároveň nulový orbitální moment (zaplněná do poloviny). Dohromady tak tvoří Mn_{Ga} v materiálu náhodně umístěné *lokalizované spiny* a zároveň poskytují volné díry. Povaha magnetických interakcí pak záleží na hustotě nosičů v materiálu. Pro malé hustoty nosičů (tedy malou míru dopování), nižší než je nutná pro přechod polovodič-kov, jsou nosiče [v případě $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ díry] silně lokalizované, jak je tomu ve standardních polovodičích. Naopak pro vyšší koncentrace má $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ charakter polokovu, nosiče jsou delokalizované a jejich vlnové funkce zasahují přes několik mřížkových konstant. Podle toho se také liší dosah jejich interakce s okolím.

Základem pro jakékoliv magnetické uspořádání v materiálech je tzv. *výměnná* interakce, která ukazuje, jakým způsobem závisí celková energie systému na vzájemné orientaci spinů (v našem případě spinů Mn iontů). V DMS se vyskytuje velké množství různých typů výměnné interakce [7], v našem zjednodušeném modelu však uvažujeme pouze dvě z nich, které nejvýrazněji ovlivňují magnetické uspořádání v $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$: *Kramerovu (d-d) supervýměnnou interakci* a *s(p)-d výměnnou interakci*.

Základem první z nich je vlastně dvojnásobná *přímá výměnná* interakce. Podstata přímé výměny spočívá v Pauliho vylučovacím principu. Pokud jsou sousední atomy velmi blízko u sebe, energie systému se minimalizuje, pokud se elektrony vyskytují „mezi atomy“ a stíní tak Coulombický potenciál. Jelikož se vlnové funkce elektronů v atomech překrývají, existuje nenulová pravděpodobnost, že se oba elektrony nacházejí na stejné orbitě u jednoho z atomů. Potom dle Pauliho principu musí mít opačnou orientaci spinu a dochází tak k antiiferomagnetické vazbě. V supervýměnné interakci probíhá tato přímá výměna dvakrát. Nejprve pokud dojde

k „přeskoku“ d -elektronu z Mn na nemagnetický atom, poté k dalšímu na Mn atom. Celková interakce může být principiálně fero- i antiferomagnetická, v případě (Ga,Mn)As je výsledná vazba *antiferomagnetická* [7]. Tato krátkodosahová interakce je však v (Ga,Mn)As velmi slabá [zhruba 10x slabší než např. ve zmiňovaných (II, Mn)VI], výrazně se uplatní pouze při nízké koncentraci nosičů, které jsou lokalizované. Pak má za následek antiferomagnetický, paramagnetický příp. tzv. *spin-glass* stav materiálu, podle koncentrace Mn iontů, teploty apod. [6]

Druhý typ výměnné interakce, $s(p)$ - d výměnná interakce převažuje pro vysoké koncentrace nosičů, které jsou silně delokalizované. Jejím základním principem je hybridizace mezi d -stavy Mn příměsí a elektrony (dírami) ve vodivostním resp. valenčním pásu. V p -typovém (Ga,Mn)As převládá hybridizace s dírami ve VB. Jejím vlivem dochází k rozštěpení spinově degenerovaného VB, tvořeného u vrcholu p -stavy, přičemž stavy se stejným spinem se odpuzují [7]. Dochází k antiferomagnetické vazbě mezi Mn spiny a dírami (elektrony), které se tak orientují. Orientované díry mohou pomocí stejného mechanismu polarizovat Mn atomy v určitém okolí, daném jejich lokalizační délkou. Druhá antiferomagnetická vazba mezi dírami VB a Mn lokálními spiny tak působí feromagnetické uspořádání [6],[7]. Od polarizovaných Mn iontů se toto uspořádání šíří do celého krystalu. Schématicky je tento proces znázorněn na obr. 1.2.



Obr. 1.2: Schématické znázornění vzniku feromagnetizmu v (Ga,Mn)As [16]. Při malé koncentraci děr (a) jsou Mn ionty uspořádány náhodně. Dopováním dochází k lokálnímu uspořádání Mn spinů (b) a při dostatečné koncentraci delokalizovaných nosičů se feromagnetické uspořádání šíří do celého krystalu (c).

Tento model pochopitelně popisuje jen dva limitní případy, nezahrnuje např. celou škálu jevů na rozhraní přechodu polovodič-kov, ani mnoho dalších typů výměnné interakce. Celá problematika se tak stává mnohem složitější [7].

V souvislosti s magnetickými vlastnostmi v (Ga,Mn)As je namísto zmínit také vznik magnetické anizotropie, která z našeho zjednodušeného modelu není zřejmá a která určuje směr výsledné snadné osy magnetizace ve feromagnetu. Principiálně dochází k anizotropii ze dvou důvodů: vlivem *spin-orbitální* (SO) interakce a *pnutí* ve vzorku.

SO interakce nijak neovlivní d -elektrony v Mn atomech, které mají nulový orbitální moment. Projeví se však v rozštěpení valenčního pásu p -děr, tedy ovlivní p - d interakci zprostředkovávající feromagnetizmus. Vzniká tak tzv. *jednoosá* (uniaxial) anizotropie. Pnutí v materiálu pak dává další příspěvek, tzv. *magnetokrystalickou* anizotropii. Orientace magnetokrystalické osy závisí na povaze pnutí: pro pnutí v tahu (*tensile strain*) je snadná osa magnetizace kolmo k rovině vzorku, pro stlačení (*compressive strain*) se nachází v rovině [6], což je také případ tenkých vrstev (Ga,Mn)As vypěstovaných na nízkoteplotním LT-GaAs (viz kap. 1.2.3). V (Ga,Mn)As bylo experimentálně

zjištěno, že pro teploty $T < 20$ K převládá magnetokrystalická anizotropie, zatímco pro $T \geq 20$ K se naopak projevuje jednoosá anizotropie [17].

1.2.3 Příprava

Vzhledem k výše zmíněnému původu feromagnetizmu je žádoucí získat co nejvyšší koncentraci Mn iontů v mříži. Tomu však za běžných podmínek růstu krystalu (v termodynamické rovnováze) brání velmi nízká rozpustnost Mn v GaAs. Pro vyšší koncentrace ($> 10^{18} \text{cm}^{-3}$) vznikají stabilní shluky feromagnetického polokovu MnAs, materiál se tak stává nehomogenním. Řešením se ukázal být růst tenkých vrstev pomocí nízkoteplotní molekulární epitaxe (LT-MBE), za teplot přibližně $200 - 250^\circ \text{C}$, tedy daleko od termodynamické rovnováhy. Při takto nízkých teplotách již MnAs nevzniká a lze připravit $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ve formě DMS se zastoupením Mn až do 10 % [6].

Postup při přípravě $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ se v počáteční fázi neliší od běžného růstu heterostruktur pomocí MBE. Nejprve se na silnou vrstvu objemového GaAs, sloužícího jako substrát, nanese pomocí standardní MBE vrstva vysokoteplotního GaAs (při $T \sim 600$ K), aby se vytvořil hladký povrch pro další epitaxní růst. Poté je teplota snížena na požadovaných $200 - 250^\circ \text{C}$ a nechá se růst tenká (50 – 100 nm) vrstva čistého LT-GaAs. Na závěr se otevřou cely s Mn ionty a vznikne vrstva $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ s patričným zastoupením Mn. Přítomnost LT-GaAs je nutná zejména kvůli kontrole vzniklého pnutí, jelikož mřížková konstanta LT-GaAs je prakticky stejná jako u $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$.

Nízkoteplotní růst má však svoje nevýhody, kterými je zejména množství vzniklých bodových defektů. U $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, stejně jako u LT-GaAs, vznikají mimo jiné ve velké míře antisite As_{Ga} a intersticiální As_i (např. [18], [19]). Přibývají zde však také Mn_i a jejich relativní zastoupení je větší pro vyšší míru dopování [7]. Všechny tyto defekty působí jako donory a kompenzují díry zprostředkující feromagnetismus. Proto v takovéto DMS struktuře roste T_c s koncentrací Mn pouze do určité míry (zhruba 5 %) [6]. Defekty mají dále za následek změnu mřížkové konstanty materiálu [7], a tím i vznik dodatečného pnutí. Anizotropie se tedy mění obecně dosti složitým způsobem.

Jednou z možností, jak ovlivnit množství defektů a změnit tak vlastnosti materiálu je dodatečné *žihání* vzorků při teplotách blízkých teplotě růstu vzorku. Zatímco Mn_{Ga} je zabudován v mříži ve stabilní poloze, intersticiální Mn_i zaujímá metastabilní polohu. Při žihání dochází k tepelné difúzi těchto příměsí směrem k povrchu, kde jsou pasivovány oxidací. V materiálu jsou pak méně kompenzovány díry, zvyšuje se T_c a také saturovaná magnetizace. Žihání při příliš vysokých teplotách však způsobuje naopak shluk Mn_i a As_i do stabilních MnAs a tedy nehomogennitu materiálu.

Celá příprava je pochopitelně mnohem složitější. Je nutné nalézt optimální teplotu růstu i žihání pro dané zastoupení Mn, vhodnou dobu žihání apod. Tyto podrobnosti však dalece přesahují možnosti této práce, částečně jsou rozebrány např. v [7]. Ještě jednou se k této problematice vrátíme v kap. 4, kde budou stručně zmíněny podmínky přípravy a konkrétní struktura vzorků zkoumaných v této práci.

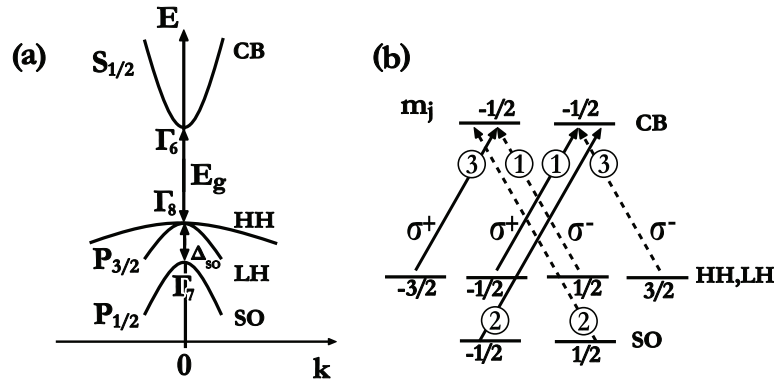
2. METODY EXITACE A SONDOVÁNÍ

Cílem této práce je studium dynamiky spinově polarizovaných nosičů náboje a jejich vlivu na materiál. K tomuto účelu se ukázaly být vhodné metody časově rozlišené spektroskopie, zejména pak *excitace a sondování*, jelikož zkoumané procesy mohou probíhat na velmi krátkých časových škálách. V této kapitole si rozebereme základní princip těchto metod a jejich nejrůznější variace. Zaměříme se speciálně na metody využití v této práci: časově rozlišenou diferenciální reflektivitu a časově rozlišenou Kerrovu rotaci. Druhé z nich je věnována zvláštní kapitola, neboť její rozvoj je jedním z cílů této práce.

Nerovnovážné spinové populace lze dosáhnout různými způsoby. V současné době velmi rozšířená metoda je přechod z feromagnetického kovu [20], kde jsou již nosiče náboje spinově polarizovány. Užívá se též přechod ze supravodiče [1]. Pro účely výzkumu je však vhodná *optická orientace*. Lze pomocí ní získat vysoký stupeň polarizace, navíc je „čistě optická“, nenarušuje tedy žádným způsobem materiál. Optická orientace je základem polarizačně rozlišených metod excitace a sondování, proto jí zde stručně zmíníme. V praxi však není vhodná k získání spinově polarizovaného proudu kvůli své obtížné realizaci.

2.1 Optická orientace

Podstatou optické orientace jsou speciální výběrová pravidla pro absorpci kruhově polarizovaného světla v polovodičích. Dojít k nim lze následujícím způsobem. Při řešení Schrödingerovy rovnice v krystalu hledáme vlnové funkce elektronu jako rovinné vlny modulované s periodou mřížky (Blochovy stavy). Získáme tak pásovou strukturu v energiích. Obecně je tato struktura velmi složitá, ve středu Brillouinovy zóny ji však lze aproximovat parabolou. Stavy v pásech souvisí s elektronovými orbitály atomů, ze kterých je krystal tvořen. U polovodičů se strukturou sfaleritu (kterým je také GaAs) jde o *p-orbitály* aniontů na vrcholu valenčního pásu (VB), a *s-orbitály* kationtů u dna vodivostního pásu (CB) [2]. S-orbitály (a tedy CB) jsou dvakrát spinově degenerované, s celkovým momentem hybnosti $J = 1/2$ a průměty do význačného směru (daného směrem dopadajícího světla, označíme z) $J_z = \pm 1/2$. Naproti tomu šestkrát degenerovaný VB je vlivem silné spin-orbitální interakce rozštěpen na pás $J = 3/2$ ($J_z = \pm 3/2$ a $J_z = \pm 1/2$) a dvakrát degenerovaný pás $J = 1/2$ [viz obr. 2.1 (a)]. Pás $J = 3/2$ je v Γ bodě čtyřikrát degenerovaný, mimo bod Γ se odštěpuje pás lehkých (LH) a těžkých děr (HH). K výběrovým pravidlům pro dipólové přechody se pak lze dostat různými způsoby. Nejpřirozenější je využít formalismu momentu hybnosti, stejně jako při výpočtu přechodů v atomech. Zde však platí jen v určité aproximaci, jelikož není přesně splněn základní požadavek na sférickou symetrii [21].



Obr. 2.1: a) Pásová struktura GaAs v okolí středu Brillouinovy zóny (Γ bod). E_g značí šířku zakázaného pásu, Δ_{so} velikost spin orbitálního odštěpení. CB je pak vodivostní pás, LH resp. HH pás lehkých (těžkých) děr; (b) Výběrová pravidla pro mezipásové přechody pro excitaci pravo- (σ^-), resp. levotočivě (σ^+) kruhově polarizovaným světlem. Čísla značí relativní intenzity přechodů.

Povolené přechody určíme ze zákona zachování momentu hybnosti. Jelikož dopadající kruhově polarizovaný foton nese celkový moment hybnosti $J = 1$ (s průmětem $J_z = \pm 1$), povolené jsou pouze přechody s $\Delta J = 1$. Pravděpodobnosti těchto přechodů je úměrná kvadrátu maticového elementu přechodu v dipólové aproximaci. Jejich relativní velikosti jsou znázorněny v obr. 2.1(b). Odtud je také vidět, že excitací z pásu LH, HH získáme populaci elektronů s jedním převládajícím průmětem spinu do směru kvantování, daného směrem dopadajícího svazku. Populace má tedy určitou *spinovou polarizaci*. Spinová polarizace se u libovolného systému nosičů charakterizuje *stupněm spinové polarizace* [22]:

$$P \equiv \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}} \quad (2.1)$$

kde n_{\uparrow} udává počet nosičů s průmětem spinu do směru kvantování, a n_{\downarrow} počet s opačným průmětem. Tento vztah je platný zcela obecně, principiálně může spinová polarizace dosáhnout až hodnoty $P = 100\%$ [1]. V případě optické orientace získáme maximální $P_0 = 50\%$ [viz obr. 2.1 (b)].

Čím je větší odštěpení SO pásu [obr. 2.1 (a)], tím vyšší stupeň spinové polarizace jsme schopni vytvořit. Optická orientace je tak použitelná v materiálech s dostatečně silnou spin-orbitální vazbou, což GaAs dobře splňuje. To nám umožňuje využívat polarizačně rozlišených metod excitace a sondování pro výzkum spinové dynamiky v tomto materiálu.

2.2 Princip metod

Metody *excitace a sondování* jsou založeny na zkoumání vlivu silného excitačního pulsu na látku. Slabší sondovací svazek pak sleduje nejrůznější projevy materiálu v závislosti na časovém zpoždění vůči excitačnímu svazku. Velká výhoda této skupiny metod spočívá v možnosti měření na krátkých časových škálách, s rozlišením až desítek fs podle šířky užívaných pulsů [8]. Kvůli snadnější realizaci probíhá sondování nejčastěji na stejné vlnové délce jakou má excitační puls. Užívají se však také tzv. nedegenerované metody s odlišnou vlnovou délkou (např. [8]).

Excitační puls vybudí pomocí mezipásových přechodů nerovnovážnou populaci elektronů. Využijeme-li kruhově polarizované excitace, je tato populace navíc částečně spinově orientovaná

[kap. (2.1)]. Odlišné metody nám pak odhalují různé vlastnosti této populace a jejího vlivu na vzorek. Detekovat můžeme např. kruhovou polarizaci luminiscence pomocí up-konverze [18], změnu nelineárních koeficientů, magnetooptické jevy apod.

V našem měření využíváme dva různé způsoby, jakými je ovlivněn sondovací svazek. Vzhledem k povaze vzorků (tloušťka a velký absorpční koeficient – viz dále) je nutné měřit v reflexní geometrii. Pomocí změny reflektivity sledujeme přímo dynamiku nosičů, pomocí optického Kerrova jevu pak vidíme také magnetické vlastnosti látky. Zaměřme se nyní na jednodušší případ *časově rozlišené reflektivity*.

2.3 Časově rozlišená reflektivita

Časově rozlišená reflektivita (TRR), příp. její verze v transmisní geometrii (TRA), jsou jedny z nejčastěji používaných metod časově rozlišené spektroskopie. Jejich základním principem je nelineární změna indexu lomu (příp. absorpčního koeficientu) vlivem silného excitačního pulsu, která způsobuje změnu reflektivity materiálu. Ta se projeví ve změně intenzity sondovacího svazku. Průběh reflektivity v závislosti na časovém zpoždění sondovacího pulsu vůči excitačnímu pak odráží dynamiku nerovnovážné populace nosičů náboje. V signálu dominuje příspěvek od elektronů [2], dále se tedy zaměříme pouze na ně.

Dynamika nosičů náboje je charakterizována dvěma dobami. První z nich, *doba života* τ_r , elektronů ve vodivostním pásu (CB), v sobě zahrnuje dobu relaxace v CB a rekombinace. Tato složka je přítomna ve všech měřených signálech. Druhá je pak *doba relaxace spinové polarizace* τ_s . V případě, že je nerovnovážná populace spinově polarizována, charakterizuje τ_s dobu ztráty této polarizace. Ukažme si nyní podrobněji, jakým způsobem souvisí detekovaná změna reflektivity s oběma dobami a jak je lze z měřeného signálu získat.

Při excitaci kruhově polarizovaným světlem z pásů LH, HH vzniká díky optické orientaci třikrát více elektronů s jednou orientací spinu (v uvažovaném případě excitace σ^+ jde o spin \downarrow) než s opačnou [viz obr. 2.1 (b)]. Uvážíme-li toto jako počáteční podmínku, získáme řešením pohybových rovnic průběh koncentrace elektronů pro jednotlivé orientace spinu [2]:

$$n_{\downarrow}(t) = \frac{n_0}{4} [2 + \exp(-t/\tau_s)] \exp(-t/\tau_r) \quad (2.3 \text{ a})$$

$$n_{\uparrow}(t) = \frac{n_0}{4} [2 - \exp(-t/\tau_s)] \exp(-t/\tau_r) \quad (2.3 \text{ b})$$

kde $n_{\uparrow}(t)$, resp. $n_{\downarrow}(t)$ jsou nerovnovážné populace elektronů s navzájem opačně orientovanými spiny a n_0 celkový počet fotoexcitovaných elektronů.

Sondujeme-li kruhově polarizovaným světlem, aplikují se podruhé výběrová pravidla popsaná v předchozí sekci, a celkem dostáváme změny reflektivity pro stejné, resp. opačné polarizace excitačního a sondovacího pulsu:

$$\frac{\Delta R(t)}{R_{++}} \propto \frac{3}{4} n_{\downarrow}(t) + \frac{1}{4} n_{\uparrow}(t) \quad (2.4 \text{ a})$$

$$\frac{\Delta R(t)}{R_{+-}} \propto \frac{1}{4} n_{\downarrow}(t) + \frac{3}{4} n_{\uparrow}(t) \quad (2.4 \text{ b})$$

kde ΔR je změna reflektivity po dopadu excitačního svazku, R reflektivita před jeho dopadem a +, - značí po řadě kruhovou polarizaci excitace a sondování. Pokud spočítáme průměr z (2.4a) a (2.4b) a dosadíme z (2.3a,b), získáváme veličinu závisící pouze na τ_r :

$$\frac{\Delta R}{R} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta R}{R_{++}} + \frac{\Delta R}{R_{+-}} \right) \propto n_0 \exp(-t/\tau_r) \quad (2.5)$$

zatímco rozdíl reflektivit, normovaný jejich součtem, definuje *stupeň kruhové polarizace signálu* P_c , závisící naopak na τ_s :

$$P_c \equiv \frac{\frac{\Delta R}{R_{++}} - \frac{\Delta R}{R_{+-}}}{\frac{\Delta R}{R_{++}} + \frac{\Delta R}{R_{+-}}} = P_{c0} \exp(-t/2\tau_s) \quad (2.6)$$

kde P_{c0} je stupeň kruhové polarizace extrapolovaný do $t = 0$ ps. Současným měřením reflektivity pro obě kruhové polarizace sondovacího svazku jsme tedy schopni získat obě charakteristické doby. Vztahy jsou analogické i pro konstantní polarizaci sondovacího svazku, měníme-li polarizaci excitačního svazku.

Výše odvozené vztahy nám udávají přímo souvislost dynamiky nosičů s reflektivitou, neobsahují však informaci o změně indexu lomu ΔN , která změnu reflektivity ΔR vyvolává. Tuto souvislost lze vyjádřit následujícím fenomenologickým vztahem:

$$\frac{\Delta R}{R_0} \cong \frac{4\Delta N}{(N^2 - 1)} \quad (2.7)$$

kde R_0 je statická reflektivita, N statický index lomu. Zřejmě je tedy změna reflektivity přímo úměrná změně indexu lomu po dopadu silného excitačního svazku. Odvození (2.7) předpokládá zanedbání imaginární část komplexního indexu lomu (tedy absorpci), a lze jej nalézt např. v [23].

Z mikroskopického hlediska dochází ke změně indexu lomu z různých důvodů. Fotoexcitované nosiče jej mohou ovlivnit přes efekt plnění pásů (menší síla oscilátoru mezi hladinami kvůli částečnému zaplnění stavů v CB), mnohačasticové jevy (jako je renormalizace šířky zakázaného pásu apod.) či absorpci na volných nosičích [19]. Každý z těchto jevů mění index lomu daného materiálu jiným způsobem, v závislosti na excitační energii a vlnové délce [23]. Výsledný průběh reflektivity pak odráží v různé míře všechny tyto změny. Tyto jevy však vždy souvisí s absorpcí nosičů. Obtíž při měření v reflexní geometrii obecně spočívá v tom, že absorpce na určité vlnové délce ovlivní index lomu dle Kramers-Kronigových relací určitou měrou na všech ostatních vlnových délkách. To značně komplikuje interpretaci výsledků, zvláště zajímáme-li se o spektrální závislosti. Proto je také TRR mnohem méně používanou metodou než např. TRA.

Jelikož jedním z cílů této práce byl také rozvoj metody měření, ukážeme experimentální uspořádání TRR v následující kapitole společně s uspořádáním pro časově rozlišenou Kerrovu rotaci. Tato dvě měření jsme spojili do jednoho experimentu.

3. KERROVA ROTACE

3.1 Teoretický úvod

Ke studiu velmi rychlých změn magnetizace v látkách bylo vyvinuto mnoho metod časově rozlišené spektroskopie založených na nejrůznějších magnetooptických jevech [8]. Jednou z často užívaných metod je právě *časově rozlišená Kerrova rotace* (TRKR, v některé literatuře také označována jako TR MOKE), která funguje na principu optického Kerrova jevu, rozebraného v kap. 3.2.

Narozdíl od standardní metody excitace a sondování není detekce v magnetooptických metodách vázána na přítomnost fotoexcitovaných nosičů, lze tedy sledovat i změny vlastní magnetizace materiálu. Toho se s výhodou užívá právě při studiu feromagnetických polovodičů. Magnetické pole, které vyvolává magnetooptické jevy, zde má dvě složky. První z nich je způsobena spinovou polarizací excitovaných elektronů, díky níž vzniká vnitřní magnetické pole. Druhá pak souvisí s feromagnetickou povahou vzorků a je přítomna pouze pod Curieovou teplotou. Jelikož je feromagnetismus v (Ga,Mn)As zprostředkován nosiči (kap. 1), jsou obě složky provázány. Dále se k tomuto tématu vrátíme při podrobnějším rozboru změřeného signálu v kap. 3.5.

Při měření metodou TRKR sledujeme změnu stočení polarizační roviny (resp. změnu elipticity) v závislosti na zpoždění vůči excitačnímu pulsu. Kromě Kerrova jevu, který toto stočení způsobuje, mohou k signálu principiálně přispívat další magnetooptické jevy. Rozeberme si je tedy o něco podrobněji.

3.2 Magnetooptické jevy

Magnetooptické jevy jsou takové jevy, při nichž magnetické pole v materiálu ovlivňuje polarizační stav dopadajícího světla. Vzhledem k povaze našich vzorků se zde zaměříme na jevy v reflexní geometrii, které vznikají především díky změně indexu lomu Δn , ale i díky změně absorpčního koeficientu $\Delta\alpha$. Tyto dva parametry jsou navzájem provázány přes Kramers-Kronigovy relace:

$$\Delta n(E) = \frac{\hbar c}{\pi} P \int_{E_1}^{E_2} \frac{\Delta\alpha(E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad (3.1)$$

V transmisní geometrii se objevují analogické jevy.

Jedním z magnetooptických jevů je také *magnetooptický Kerrův jev* (MOKE), který tvoří základ metody TRKR. MOKE spočívá ve stočení polarizační roviny lineárně polarizovaného světla po dopadu na materiál, který je ovlivněn magnetickým polem libovolného původu. MOKE je doprovázen dalším magnetooptickým jevem, MCD, který způsobuje změnu původně lineární polarizace světla na obecně eliptickou.

A co je tedy původem těchto jevů? Obecně se jedná o odlišnou hodnotu indexu lomu (MOKE) či absorpčního koeficientu (MCD) pro pravo- a levotočivě kruhově polarizované světlo v přítomnosti magnetického pole. Nemusí však jít o vnější pole. V materiálu může vzniknout magnetické pole díky fotoexcitovaným spinově polarizovaným nosičům, a to principiálně dvěma způsoby. První z nich je štěpení hladin v látce, které snímá spinovou degeneraci, druhý pak odlišné obsazení hladin s různou orientací spinu. Oba jevy se odráží pomocí výše popsaných výběrových

pravidel ve změně optických parametrů pro různé točivosti dopadajícího kruhově polarizovaného světla. Situace je však mnohem složitější, neboť tyto jevy se mohou vzájemně ovlivňovat. K této problematice ještě vrátíme v sekci věnované rozboru signálu TRKR .

Pro praktické využití je vedle mikroskopického rozboru výhodné mít také fenomenologický popis MCD a MOKE. Oba jevy jsou spojeny přes vztah (3.1), lze je tedy zahrnout do jednoho výrazu pro *komplexní Kerrův jev* $\tilde{\Phi}$. Reálná část $\tilde{\Phi}$ udává úhel stočení polarizační roviny světla (MOKE, souvisí se změnou indexu lomu) a imaginární část změnu elipticity (MCD, změna absorpčního koeficientu). Podle vzájemné orientace směru dopadu světla vůči magnetizaci v látce pak rozlišujeme *polární, longitudinální a transverzální Kerrův jev* [24]. Vzhledem k uspořádání experimentu (kap. 3.3) je naším cílem sledovat především *polární Kerrův jev*, který předpokládá složku magnetizace kolmou k rovině vzorku.

Rozložíme-li dopadající lineárně polarizované světlo do báze kruhově polarizovaného, lze pro kolmý dopad jednoduše odvodit vztah pro *komplexní polární Kerrův jev* [24]:

$$\tilde{\Phi}_p = \frac{iNQ}{N^2 - 1} \quad (3.2)$$

kde N je index lomu bez přítomnosti magnetického pole. Změny indexu lomu a absorpce pro odlišné točivosti kruhové polarizace světla jsou zahrnuty do tzv. *Voigtova parametru* Q . Voigtův parametr je v izotropním prostředí v první aproximaci přímo úměrný magnetizaci M [24]. Odtud je také vidět, že $\tilde{\Phi}$ mění znaménko při otočení směru magnetizace.

V případě dopadu pod obecným úhlem jsou vztahy složitější, zastoupeny jsou všechny složky MOKE. V naší geometrii experimentu využíváme skoro kolmého dopadu (úhel od kolmice k rovině vzorku $\sim 6^\circ$), vztah (3.2) lze tedy s dostatečnou přesností využít.

Kromě výše zmíněného polárního MOKE však mohou přispívat ke stočení polarizační roviny ještě další jevy. Jedním z nich je *magnetický lineární dichroismus* (MLD). Jeho podstatou je opět spinové štěpení hladin $\Delta_{e(h)}$, které má za následek odlišný absorpční koeficient pro s- a p- lineární polarizaci. Změnu absorpčního koeficientu s magnetickým polem $\Delta\alpha$ lze v polovodiči s přímým zakázaným pásem rozvést do řady v $\Delta_{e(h)}$ [25]

$$\Delta\alpha = \alpha_p - \alpha_s \propto a\Delta_{e(h)} + b\Delta_{e(h)}^2 + \dots \quad (3.3)$$

kde α_p resp. α_s jsou absorpční koeficienty pro příslušné lineární polarizace světla, a $\Delta_{e(h)}$ spinové rozštěpení hladin ve CB (VB). V první aproximaci je $\Delta_{e(h)} \propto M$. Stejným způsobem lze do řady rozvést také změnu absorpce či indexu lomu, která souvisí se štěpením hladin, v případě MCD/MOKE.

Zatímco v MCD/MOKE obecně $a \neq 0$ (závisí tedy lineárně na M), pro MLD je v běžných materiálech $a = 0$. Změna absorpčních koeficientů pro lineární polarizace je tak $\Delta\alpha = \alpha_p - \alpha_s \propto M^2$ a MLD lze ve většině měření zanedbat, jelikož je řádově menší.

V případě feromagnetických polovodičů je tomu však jinak. MLD souvisí úzce s magnetickou anizotropií, tedy i s feromagnetickým stavem. V některých případech je koeficient a nenulový a efekt se výrazně zesiluje. Za určitých podmínek, které budeme diskutovat dále v této kapitole, tak může MLD dosáhnout velikosti srovnatelné s lineárními magnetooptickými jevy [25].

Identifikovali jsme tedy dva jevy, které mohou principiálně přispívat k signálu měřenému metodou TRKR – polární Kerrův jev a MLD. Jakým způsobem je možné od sebe tyto jevy odlišit a jaký je vliv MLD na výsledný signál, rozebereme v kap. 3.6, až bude zřejmé, jakým způsobem detekujeme signál v námi použitým uspořádání metody TRKR.

3.3 Experimentální uspořádání

Pro generaci ultrakrátkých pulsů o délce ~ 100 fs byl použit Ti:Al₂O₃ laser Tsunami 3960 od firmy Spectra Physics, s opakovací frekvencí 82 MHz. Laser je spektrálně laditelný v oblasti přibližně 720 – 890 nm. Šířka zakázaného pásu GaAs leží právě v IR oblasti (přibližně 870 nm), tento typ laseru je tedy pro naše měření vhodný. Společné schéma experimentálního uspořádání pro TRR i TRKR je pak znázorněno na obr. 3.1.

Po výstupu z laseru je pomocí děliče svazek rozdělen na dvě části. Excitační svazek je odkloněn pomocí zrcátka do zpoždovací dráhy, která zajišťuje vzájemné zpoždění mezi svazky. Odsud je veden do systému polarizačních destiček, kterými kontrolujeme polarizaci excitačního svazku dopadajícího na vzorek. Polarizaci lze měnit také dynamicky pomocí fotoelastického modulátoru (PEM).

Sondovací svazek prochází nezávisle druhým ramenem, aby se vyrovnala prošlá vzdálenost obou svazků. Jeho intenzita je nastavena pomocí kovového šedého filtru přibližně na desetinou intenzity excitačního svazku. Po průchodu polarizační optikou je fokusován čočkou společně s excitačním svazkem na vzorek, umístěný pro nízkoteplotní měření v kryostatu. Užíváme heliem chlazený kryostat s uzavřeným cyklem, který teoreticky umožňuje zchlazení až na 8 K. Vzhledem ke způsobu uchycení tenkého vzorku na držák kryostatu však není dosaženo dokonalého teplotního kontaktu. Po optimalizaci (pomocí pasty Apiezon N a vhodné kovové masky) dosáhneme nejnižší teploty na vzorku přibližně 20 K.

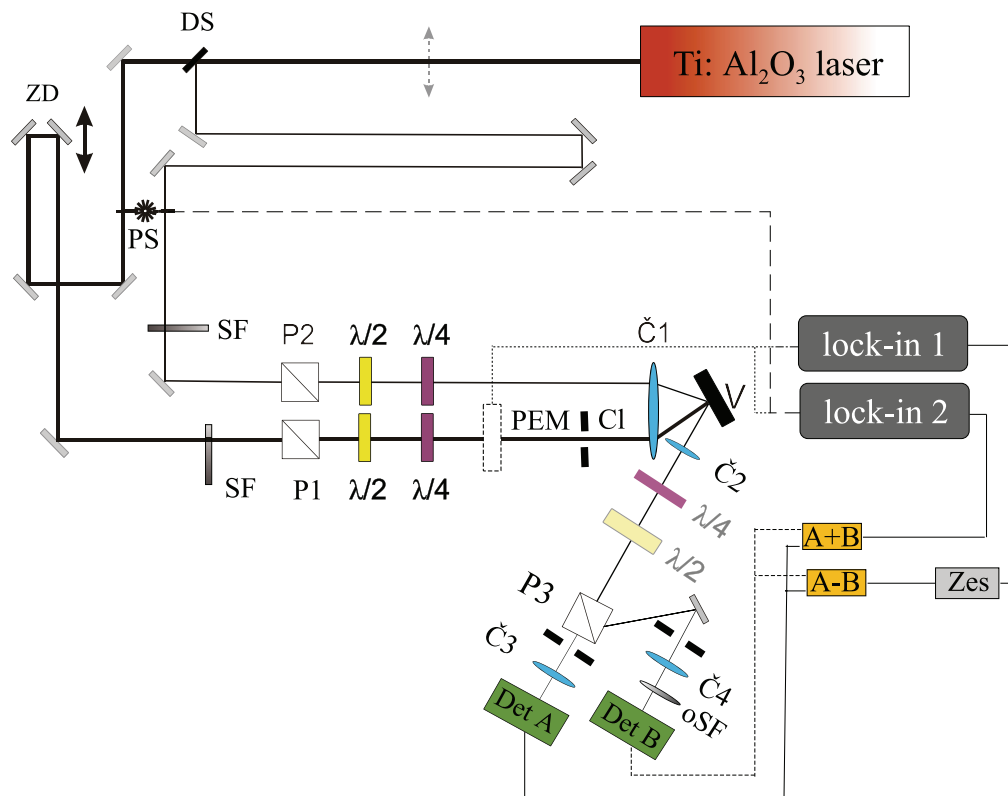
Sondovací svazek se od vzorku odráží do optického můstku, jemuž se budeme detailněji věnovat v následující kapitole. Základní princip spočívá v rozdělení obecně natočené lineární polarizace sondování pomocí polarizačního děliče na s a p lineární polarizaci. Každá z těchto polarizací se detekuje zvlášť, z rozdílu jejich intenzit lze určit úhel stočení polarizační roviny. V součtu intenzit pak vidíme celkovou změnu reflektivity.

Detekce je realizována pomocí dvou stejných křemíkových detektorů. Vzhledem k problémům spojeným s detekováním signálů modulovaných na vysokých frekvencích pomocí PEM nelze nastavit libovolný rozsah detektoru [26]. Ten tedy zůstává na 2 mW pro všechna měření. Signál z detektorů je veden do dvou obvodů, jejichž výstupem může být součet nebo rozdíl obou signálů. Každý z těchto obvodů je připojen k jednomu z dvou fázově citlivých zesilovačů SR 830 firmy Stanford Research Inc. (tzv. *lock-in zesilovače*). Před lock-in zesilovač byl v některých měřeních zařazen předzesilovač, který výsledný signál 107x zesílí.

Princip fázově citlivá detekce je již podrobně rozebrán v [27]. V našem experimentu využíváme dvě možná uspořádání. Přivedeme-li do lock-in zesilovačů referenci z mechanického přerušovače svazku umístěného pouze v excitačním svazku, detekujeme signál modulovaný na základní frekvenci přerušovače. Přesunutím přerušovače zároveň do excitačního i sondovacího svazku pak měříme signál na součtové frekvenci.

Výhoda použití detekce na součtové frekvenci spočívá především v potlačení šumu způsobeného rozptýleným excitačním svazkem. Je však složitější na realizaci, což je mimo jiné důvod

častějšího užívání detekce na základní frekvenci přerušovače. Podrobnosti ohledně detekce na součtové frekvenci, včetně měření s PEM (které jsme v našem experimentu také využili), jsou rozebrány v [28].



Obr. 3.1:

Experimentální uspořádání pro TRR a TRKR. Svazek je rozdělen děličem (DS). Dále ZD – zpožďovací dráha; PS – přerušovač svazku; SF – posuvné šedé filtry; oSF – otočný šedý filtr; P1, P2 – polarizátory; $\lambda/2$ – půlvlnné destičky; $\lambda/4$ – čtvrtvlnné destičky, Cl – clonky, Č1, Č2 – čočky s $f = 10$ cm; Č3, Č4 – čočky s $f = 5$ cm; V – vzorek; PD – polarizační dělič; Det A, B – Si detektory; Zes – předzesilovač; A+B, A-B – příslušné obvody s výstupem součtu, resp. rozdílu signálů. Je-li v aparatuře zapojen fotoelastický modulátor (PEM), pak je nutné ze svazků odstranit přerušovač (PS).

3.4 Optický můstek

Schéma optického můstku bylo vyvinuto za účelem detekce malého rozdílu signálů. Oproti detekci pomocí jediného detektoru má optický můstek několik zásadních výhod. Detekujeme přímo rozdílový signál, odpadá tedy nutnost odečítání dvou velkých podobných signálů. Navíc se fluktuace způsobené nestabilitou laseru rozdělí rovnoměrně do obou ramen a odečtou se, takže neovlivní signál a výsledný šum je pak mnohem menší. Ukažme si tedy nyní podrobněji princip tohoto detekčního schématu.

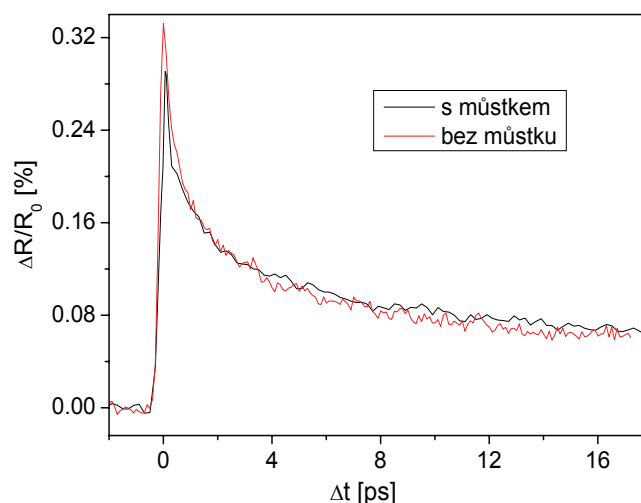
Optický můstek (viz obr. 3.1) se skládá z polarizačního děliče, který rozdělí dopadající lineárně polarizovaný svazek na dva svazky s *s*- resp. *p*- lineární polarizací. Každý z nich prochází do jednoho ramene. Ramena jsou ekvivalentní, svazek prochází v obou přibližně stejnou dráhu. Obě obsahují stejnou clonku a čočku pro fokusaci do detektoru. Rameno B je navíc doplněno o otočný šedý filtr, jehož funkce bude zřejmá později. Spojíme-li toto základní schéma s použitím příslušných obvodů pro součet a rozdíl signálů, jsme v rámci jednoho měření schopni zaznamenávat křivku Kerrovy rotace i diferenciální reflektivity.

Věnujme se nejprve jednoduššímu případu detekce diferenciální reflektivity. Sečteme-li změnu detektované intenzity po dopadu excitačního svazku z obou ramen můstku, sledujeme přirozeně celkovou změnu reflektivity ΔR sondovacího svazku, nezávisle na polarizaci. Normujeme-li tuto změnu na statickou reflektivitu R_0 , pak [8]:

$$\frac{\Delta R(t)}{R_0} = \frac{\Delta I_s(t) + \Delta I_p(t)}{I_s^{off} + I_p^{off}} \quad (3.4)$$

I_s resp. I_p jsou patřičné změny intenzity a I_s^{off} resp. I_p^{off} intenzita detekovaná v jednotlivých ramenech před dopadem excitačního svazku. Pokud excitujeme i sondujeme kruhově polarizovaným světlem, jedná se o standardní metodu TRR, jak je popsána v kap. 2.3.

Na obr. 3.2 vidíme srovnání diferenciální reflektivity substrátu měřené s můstkem a bez něj.



Obr. 3.2: Srovnání diferenciální reflektivity pro měření s optickým můstkem a bez můstku.

Měřením v obou uspořádáních (s můstkem i bez) tedy získáváme ekvivalentní křivky. Většinou je však výhodnější užívat pro TRR standardního uspořádání, jelikož se při detekci s můstkem sčítá elektronický šum od dvojnásobného počtu komponent. Hlavní výhoda schématu s optickým můstkem tedy spočívá spíše v současném zaznamenávání Kerrovy rotace a spinově nezávislé reflektivity (TRKR využívá lineárního sondování), než přímo v detekci TRR.

Tím se dostáváme k hlavnímu důvodu, proč optický můstek užíváme, a to je měření Kerrovy rotace. Rozeberme si ji tedy podrobněji [8] (značení v celé této sekci je objasněno v poznámce pod čarou).

Na vzorek dopadá lineárně polarizované (LP) světlo. Předpokládejme prozatím diagonální polarizaci, ve které je zastoupena stejnou měrou lineární polarizace s i p. Sondovat lze i obecnou LP, toto schéma budeme diskutovat později. Bez přítomnosti excitace je diagonálně polarizovaný sondovací svazek polarizátorem rozdělen do obou ramen (A,B) rovnoměrně, můstek je vyvážen. Drobné odchylky, způsobené částečně nedokonalým polarizačním stavem (vlivem nedokonalosti destiček, polarizátoru, změnou polarizace na okénkách kryostatu apod.) jsou vyváženy otočným šedým filtrem v rameni B. Oba detektory tedy zaznamenávají signál¹

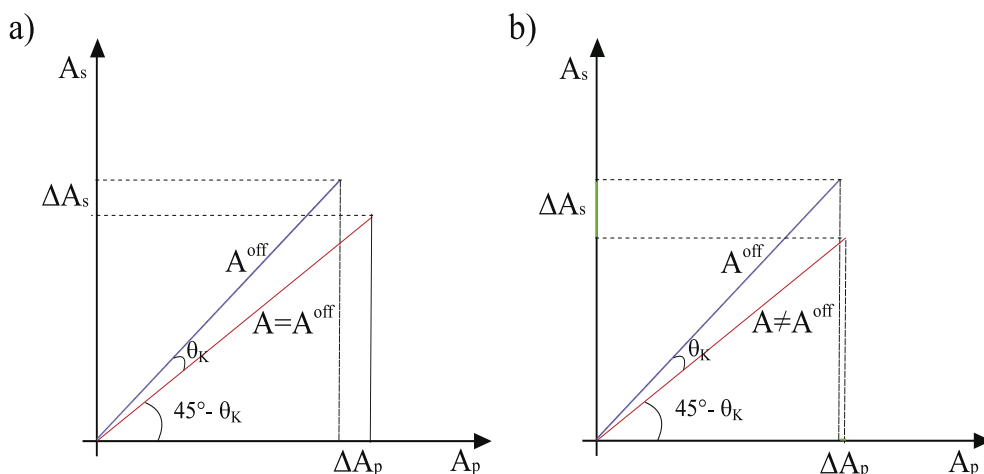
$$I_s^{\text{off}} = I_p^{\text{off}} = \frac{1}{2} I^{\text{off}} . \quad (3.5)$$

Po dopadnutí excitačního svazku dojde vlivem Kerrova jevu (kap. 3.2) ke stočení polarizační roviny o úhel θ_K . Předpokládejme stočení v kladném směru (po směru hodinových ručiček). Tím se změní vzájemný poměr s a p složky polarizace a můstek se rozváží. Signál po dopadu excitace v jednotlivých ramenech je:

$$I_s = I_s^{\text{off}} + \Delta I_s \quad (3.6a)$$

$$I_p = I_p^{\text{off}} + \Delta I_p \quad (3.6b)$$

Uvažujme nyní dvě odlišné situace, znázorněné v obr. 3.3.²



Obr. 3.3: Znázornění detekce pomocí můstku pokud: (a) $\Delta R/R_0 \ll 1$, (b) $\Delta R/R_0 \sim 1$ Na osách jsou amplitudy s, resp. p polarizace.

¹ **Značení:** V celé této sekci užíváme univerzální značení. Horní index *off* značí veličinu (*A* amplitudu, *I* intenzitu) bez vlivu excitačního svazku, *bez indexu* je označena veličina po dopadu excitace. Symbol Δ u dané veličiny znamená její změnu po dopadu excitačního svazku. Dolní indexy *s*, *p* přísluší daným lineárním polarizacím.

² Do kolmých složek rozkládáme přirozeně amplitudy *A*, nikoliv intenzity *I*, neboť úhel natočení polarizační roviny je dán právě poměrem amplitud (intenzita je číslo). Přitom platí: $I \sim |A|^2$

Obr. 3.3 (a) ukazuje stav můstku před a po stočení polarizační roviny, pokud lze zanedbat změnu reflektivity, tedy $\Delta R/R_0 \ll 1$ [$\Delta R/R_0$ dáno vztahem (3.4)]. V takovém případě má ze zákona zachování energie změna intenzity v obou ramenech stejnou velikost, pouze odlišné znaménko. Platí tedy:

$$\Delta I_s = -\Delta I_p \quad (3.7)$$

Pokud rozepíšeme jednotlivé složky polarizace a navíc uvážíme vztah mezi intenzitou a amplitudou (viz pozn. 2), pak:

$$I_p \sim [A^{\text{off}} \cos(45^\circ - \theta_K)]^2 \quad (3.8a)$$

$$I_s \sim [A^{\text{off}} \sin(45^\circ - \theta_K)]^2 \quad (3.8b)$$

Odtud po užití goniometrických vztahů:

$$I_s = \frac{I^{\text{off}}}{2} [1 - \sin(2\theta_K)] \quad (3.9a)$$

$$I_p = \frac{I^{\text{off}}}{2} [1 + \sin(2\theta_K)] \quad (3.9b)$$

Pokud normujeme rozdíl signálů z detektorů jejich součtem, pak pro malé úhly stočení dostáváme:

$$\frac{I_p - I_s}{2(I_p + I_s)} = \frac{\sin(2\theta_K)}{2} \approx \theta_K \quad (3.10)$$

Dosadíme-li navíc ze vztahu (3.5) a (3.6), pak:

$$\frac{I_p(t) - I_s(t)}{2(I_p + I_s)} = \frac{\Delta I_s(t) - \Delta I_p(t)}{2(I_p^{\text{off}} + I_s^{\text{off}})} \approx \Delta \theta_K(t) \quad (3.11)$$

Což je hledaný vztah pro změnu stočení polarizační roviny $\Delta \theta_K$ v závislosti na zpoždění mezi sondujícím a excitačním svazkem [8]. Z detekovaného rozdílu intenzit v jednotlivých ramenech tedy určíme $\Delta \theta_K$ v radiánech.

V případě zanedbání reflektivity přirozeně celková intenzita $(I_s + I_p) = (I_s^{\text{off}} + I_p^{\text{off}})$ nezávisí na čase. Změříme ji tak, že odstíníme excitační svazek a mechanický přerušovač umístíme do sondujícího svazku.

Na obr. 3.3 (b) je znázorněn obecnější případ, kde změnu reflektivity zanedbat nelze, tedy $\Delta R/R_0 \sim 1$. Pak ze vztahu (3.4) vidíme, že $\Delta I_s \neq -\Delta I_p$. Změna reflektivity se projeví v absolutní změně intenzity, proto platí:

$$I_p(t) \sim \left(1 + \frac{\Delta R(t)}{R_0}\right) [A^{\text{off}} \cos(45^\circ - \theta_K(t))]^2 \quad (3.12a)$$

$$I_s(t) \sim \left(1 + \frac{\Delta R(t)}{R_0}\right) [A^{\text{off}} \sin(45^\circ - \theta_K(t))]^2 \quad (3.12b)$$

Odvození zůstává analogické, až po vztah (3.10). Narozdíl od předchozího případu však není celková intenzita časově nezávislá, jelikož:

$$I_p(t) + I_s(t) = I_p^{\text{off}} + \Delta I_p(t) + I_s^{\text{off}} + \Delta I_s(t) = \left(1 + \frac{\Delta R(t)}{R_0}\right) (I_p^{\text{off}} + I_s^{\text{off}}) \quad (3.13)$$

A po dosazení do (3.10), za využití (3.12a, b) získáváme:

$$\frac{I_p(t) - I_s(t)}{2(I_p(t) + I_s(t))} = \frac{\Delta I_s(t) - \Delta I_p(t)}{2(I_p^{off} + I_s^{off}) \left(1 + \frac{\Delta R(t)}{R_0}\right)} = \frac{\sin(2\Delta\theta_K(t))}{2} \approx \Delta\theta_K(t) \quad (3.14)$$

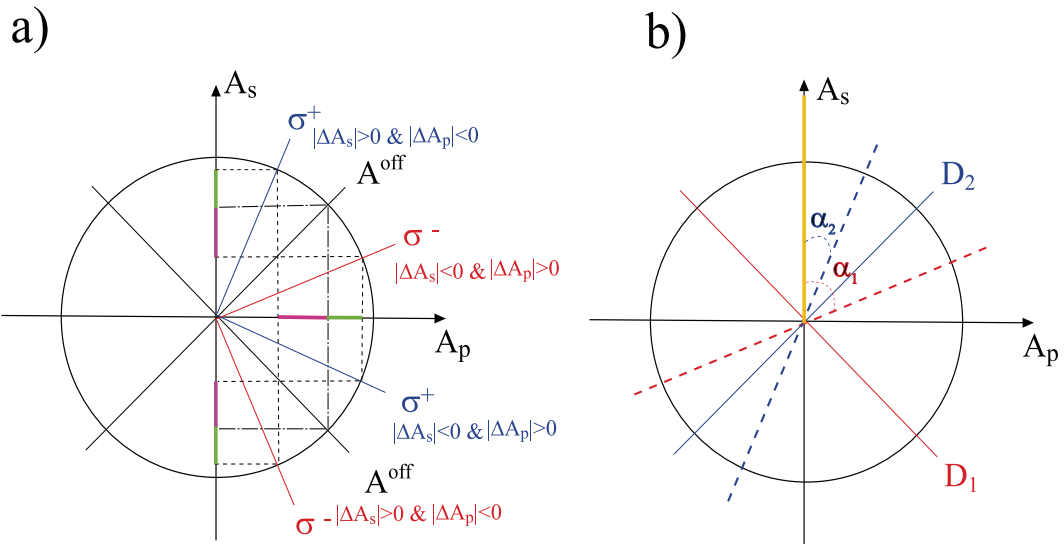
$\Delta\theta_K$ tedy určíme z měření stejným způsobem jako v předchozím případě. Výsledný vzorec pro úhel stočení polarizační roviny má však odlišnou povahu. Jmenovatel vztahu (3.14) tvoří veličina závislá na zpoždění mezi excitačním a sondovacím svazkem (v měření celá křivka), zatímco ve vztahu (3.11) šlo o časově nezávislou veličinu (v měření pouze číslo). Celkovou intenzitu $I_s(t) + I_p(t)$ získáme, umístíme-li přerušovač do sondovacího svazku a detekujeme součet signálu z obou detektorů v závislosti na zpoždění mezi svazky.

Přestože (3.14) ukazuje ve své podstatě nejpřesnější způsob, jakým určovat Kerrovu rotaci, v praxi často vystačíme s (3.11). Tak je tomu i v případě vzorků zkoumaných v této práci, kde změna reflektivity dosahuje hodnot maximálně 0,5 %. Měření budeme tedy vyhodnocovat pomocí (3.11) a změnu reflektivity pak samostatně (kap. 3.2).

Až do této chvíle jsme ve všech úvahách předpokládali dokonalé vyvážení můstku při sondování diagonálně lineárně polarizovaným (LP) světlem. Chceme-li realizovat pomocí můstku detekci obecnou LP, je nutné před dělicí polarizátor zařadit půlvlnnou destičku. Správně natočená půlvlnná destička pak jakoukoliv LP otočí do jedné z diagonálních LP, a můstek je opět vyvážen (nedokonalost destičky či drobné odchylky v nastavení opět vyrovnáme pomocí šedého filtru). Přidání destičky do můstku je však spojeno s určitými obtížemi, které se týkají znaménka signálu.

Abychom porozuměli tomuto problému, podívejme se nejprve podrobněji, co se děje, sondujeme-li navzájem kolmými diagonálními polarizacemi. Tato situace je schématicky znázorněna na obr. 3.4 (a). Zakreslujeme zde opět amplitudy, ale dle (3.11) detekovaný signál souvisí se změnou intenzity (tedy pouze se změnou *velikosti* amplitudy). Pro amplitudy užíváme značení zavedené v pozn. 1). Symboly σ^+ (modrá barva) a σ^- (červená barva) pak označujeme v obr. 3.4 (a) levo-, resp. pravotočivou kruhovou polarizaci (KP) excitačního svazku. Pro opačné točivosti KP excitačního svazku dochází ke stočení polarizační roviny v opačném směru obecně o různý úhel $\Delta\theta_K$ (viz kap. 3.5). Pro jednoduchost předpokládejme velikost $\Delta\theta_K$ pro obě točivosti KP excitačního svazku stejné.

V prvním kvadrantu (kde $A_s > 0$ & $A_p > 0$) leží diagonální polarizace D_2 . Sondujeme-li D_2 polarizací, pak pro stočení polarizační roviny sondovacího svazku $\Delta\theta_K$ a různé točivosti KP excitačního svazku platí [viz obr. 3.4.(b) + vztah (3.11)]: $\Delta\theta_K(\sigma^+, D_2) > 0$; $\Delta\theta_K(\sigma^-, D_2) < 0$. Rozebereme-li stejným způsobem sondování diagonální polarizací D_1 , ležící v druhém kvadrantu (kde $A_s < 0$ & $A_p > 0$), zjistíme, že: $\Delta\theta_K(\sigma^+, D_1) < 0$; $\Delta\theta_K(\sigma^-, D_1) > 0$. V dalších dvou kvadrantech je situace obdobná, neboť se jedná o tytéž diagonální polarizace světla. Vzájemná záměna D_1 a D_2 LP sondovacího svazku tedy *mění znaménko* výsledného signálu, což je třeba mít na zřeteli při interpretaci naměřených výsledků. Jde pouze o vlastnost detekčního systému.



Obr. 3.4: (a) Schématické znázornění signálu při sondování různou diagonální polarizací. Barevně je odlišena záporná (fialová), resp. kladná (zelená) změna signálu v dané větvi. (b) Vliv půlvlnné destičky při sondování s-polarizací. Čárkovaně jsou znázorněny osy destičky. α_1 resp. α_2 jsou úhly mezi vstupující polarizací a těmito osami. Takto natočená destička otáčí do D_1 , resp. D_2 .

K obdobné situaci dochází, měníme-li nastavení půlvlnné destičky v můstku, jelikož signál může být otočen do odlišných diagonálních LP. Tento případ je znázorněn na obr. 3.4 (b) Půlvlnná destička otáčí vždy o dvojnásobek úhlu α mezi osou destičky a směrem vstupující polarizace. Předpokládáme-li jako vstup s-polarizaci, pak pro úhel $\alpha_2 = 22,5^\circ$ je vstupující polarizace otočena o 45° na D_2 diagonální LP. Naopak pro $\alpha_1 = 67,5^\circ = 45^\circ + 22,5^\circ$ dochází k otočení do D_1 diagonální LP, ve které signál mění znaménko. Odsud je zřejmé, že polohy destičky vzdálené o 45° otáčejí vstupní polarizaci do sousedních kvadrantů, ve kterých se znaménko signálu mění. Naopak stejné znaménko dostáváme vždy u těch poloh destičky, mezi nimiž je úhel 90° , jelikož zprostředkují otočení na stejnou diagonální LP.

Tolik tedy ke způsobu detekce pomocí můstku. Nyní již známe obtíže spojené s detekčním systémem, vraťme se tedy k samotnému signálu a proberme si jeho jednotlivé složky

3.5 Rozbor signálu

Jak již bylo naznačeno, magnetoopoptický signál získaný metodou TRKR má několik různých složek. Změřený signál Kerrovy rotace obsahuje složku související s přítomností fotoexcitovaných spinově polarizovaných nosičů, jak je popsáno v kap. 3.2. Další příspěvek pak tvoří vnitřní magnetické pole související s magnetickým stavem materiálu. Tyto dvě složky jsou spolu navíc obecně provázány.

Materiály lze podle magnetického stavu klasifikovat do základních skupin: *paramagnety*, *feromagnety* a *diamagnety*. Ukažme si nyní stručně, v čem se principiálně liší signál Kerrovy rotace podle typu magnetizmu, který daný materiál vykazuje. Jejich odlišná povaha bude následně demonstrována v kap. 5, kde si ukážeme konkrétní měření metodou TRKR pro jednotlivé příklady.

V případě *diamagnetika* jediný příspěvek k signálu pochází od spinové polarizace nosičů. V materiálu není bez přítomnosti excitace žádné vnitřní magnetické pole. Fotoexcitované nosiče pak ovlivňují rozdíl indexů lomu přes dva mechanismy ([8], [29]). První z nich, „populační“,

spočívá ve spinově závislém efektu plnění pásů a obdobných jevech, jak jsou popsány v kap. 2.2. Druhý mechanismus má původ v *rozštěpení* energetických stavů s různým spinem [30]. I toto štěpení však může vznikat z odlišných příčin. První souvisí s koherentními jevy v době překryvu pulsů. Konkrétně se jedná o Starkův jev, tedy štěpení hladin v elektickém poli pulsů [30]. Další příčinou štěpení hladin je jev analogický ke štěpení hladin v magnetickém poli, které je zde ovšem tvořeno spinově polarizovanými nosiči. Doznívá tedy s dobou spinové relaxace τ_s .

Pro *paramagnetické* materiály [(Ga,Mn)As za pokojové teploty] je situace mnohem složitější. Spolu s výše zmiňovanými mechanismy působí také vnitřní pole paramagnetika, které způsobuje asymetrii v naměřeném signálu. Narozdíl od feromagnetik však nedochází k dalekodosahovému uspořádání, měřené jevy jsou tedy pouze lokální.

Snížíme-li teplotu pod T_C , (Ga,Mn)As přejde do *feromagnetického* stavu. Ke všem předchozím příspěvkům se přidává ještě štěpení hladin ve vnitřním poli feromagnetu. Tato složka může existovat bez přítomnosti fotoexcitovaných nosičů [8], detekujeme ji tedy i v čase delším než je doba života nosičů, což napomáhá při její identifikaci. Jelikož je feromagnetické chování polovodičů hlavním zájmem v této práci, rozebereme si je o něco podrobněji.

Obecně lze magnetooptický signál θ lineární v magnetizaci (jako např. MOKE, MCD) rozepsat do tvaru ([30]-[32]):

$$\theta = f_{\theta} \cdot M \quad (3.15)$$

kde M je magnetizace v materiálu a f_{θ} faktor závisléjící optických parametrech materiálu. Jelikož se elektronové vlastnosti látky s excitací nosičů také mění, pro změnu stočení polarizační roviny platí:

$$\Delta \theta (t) = f_{\theta} \cdot \Delta M (t) + \Delta f_{\theta} (t) \cdot M \quad (3.16)$$

Kromě signálu úměrnému změně magnetizace detekujeme tedy ještě „*optickou*“ složku. Ta souvisí se změnou indexu lomu, příp. absorpce vlivem silné excitace (v literatuře označováno jako „*dichroic bleaching*“ [8], [11]). Vzhledem k rozštěpení hladin ve feromagnetu se zaplňují bezprostředně po excitaci jinak pásy s odlišnou orientací spinu. Při sondování pak detekujeme jinou absorpci pro kruhové polarizace, což vede ke stáčení polarizační roviny. Případ je obdobný jako pro diamagnetika, zde je však umocněn o přirozené štěpení pásů. Tento jev se nejvýrazněji projevuje má-li excitace i sondování stejnou frekvenci, a lze jej tedy potlačit, pokud využijeme nedegenerovanou metodu (tzv. „*two-colour MOKE*“ [8]).

Nicméně jak bylo zmíněno dříve, tento typ měření je obtížný na realizaci. Nemagnetickou složku lze oddělit i při použití degenerované metody, měříme-li dva různé magnetooptické jevy současně, např. stočení polarizační roviny (MOKE) a změnu elipticity (MCD) [31]. „*Optická*“ část je pro tyto jevy různá kvůli odlišné fyzikální povaze (první z nich souvisí s indexem lomu, druhý pak s absorpcí). Srovnáním obou signálů lze po podrobném rozboru taktéž obě složky oddělit. Tento způsob je nejjednodušší na realizaci, do můstku je třeba přidat pouze čtvrtvlnnou destičku, ovšem jeho interpretace není tak zřejmá [31].

Existují však i další metody s přímočařejší interpretací. Je možné využít např. silné závislosti „*magnetické*“ části na teplotě. Naproti tomu efekt plnění stavů ovlivňuje pouze teplotní rozšíření pásů, které je řádově slabší. Změříme-li tedy Kerrovu rotaci pro dvě odlišné teploty a signály odečteme, získáme složku závisléjící pouze na magnetických vlastnostech [11].

Po oddělení jednotlivých příspěvků zůstává určit, jakým způsobem se vzájemně ovlivňují, jelikož vzhledem k povaze feromagnetizmu v (Ga,Mn)As (kap. 1) nejsou magnetické vlastnosti oddělené od nosičů. Mění se jak jejich spinovou orientací, tak i pouhou přítomností (narozdíl od kovových feromagnetik). Vliv spinové orientace nosičů je patrný, pokud zkoumáme rozdíl křivky Kerrovy rotace pro pravo- a levotočivou orientaci excitace (podobně jako v TRR). Naopak jejich součet, který je spinově nezávislý, nám ukazuje, jakým způsobem ovlivňuje přítomnost nosičů magnetizaci. V tomto případě nemusí jít pouze o elektrony. Podrobněji si tyto vlastnosti ukážeme v kap. 6, věnované rozboru konkrétních naměřených dat.

Na závěr je na místě uvést, že polární MOKE efekt nemusí být jediným příspěvkem k magnetooptickému signálu, který v našem experimentu detekujeme (kap. 3.2). Přestože magnetický lineární dichroismus je ve většině případů zanedbatelný, v (Ga,Mn)As byl tento efekt pozorován s velikostí srovnatelnou s magneticky lineárními jevy. Kimel *et al* [25] navrhuje jako příčinu tohoto jevu fakt, že MLD je citlivý ke změně těch stavů ve valenčním pásu, které jsou zodpovědné za vazbu mezi dvěma Mn ionty. Tato vazba tvoří základ mechanismu jež zprostředkovává feromagnetismus, MLD tedy silně závisí na charakteru daného materiálu (jeho fázi, struktuře apod. [25])

MLD část signálu by bylo možné odlišit vnějším magnetickým polem díky jeho kvadratické závislosti na H . Nakolik však MLD skutečně ovlivňuje naše měření lze do jisté míry odhadnout z polarizační závislosti Kerrovy rotace v (Ga,Mn)As. Pouhá změna orientace polarizační roviny sondování vůči osám magnetické anizotropie totiž mění relativní velikost MLD složky. Je-li LP sondování orientována do jedné z os, tento efekt zcela vymizí. Maximální je naopak pokud s nimi svírá úhel 45° .

Zajímavá se ukázala být také spektrální závislost MLD. Dle [25] se amplituda MLD mění jako derivace MCD (který v tomto konkrétním případě odpovídali MOKE):

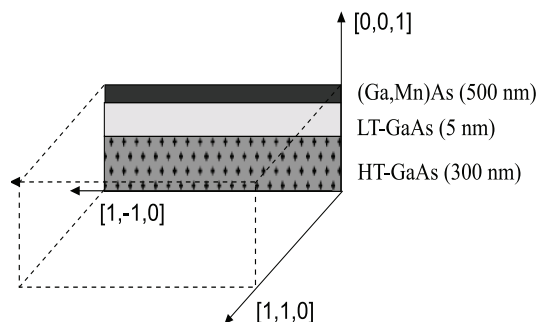
$$A_{MLD} \propto \frac{\partial}{\partial(\hbar\omega)} A_{MCD} \quad (3.17)$$

V extrémech MCD (v okolí rezonačního přechodu) signálu tedy MLD vymizí. V našem případě se však situace komplikuje použitím degenerované metody. Sondujeme-li stejnou vlnovou délkou jakou má excitace, není možné spektrální závislost správně určit.

4. ZKOUMANÉ VZORKY

V této práci byly zkoumány vzorky magnetického polovodiče (Ga,Mn)As připravené metodou MBE na Oddělení fyziky povrchů a rozhraní Fyzikálního ústavu Akademie věd ČR v Cukrovárnické.

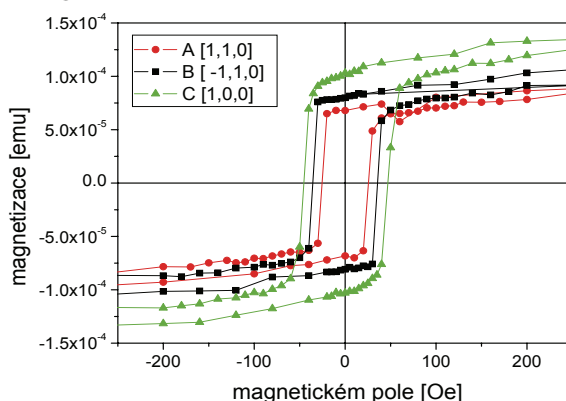
Vzorky tvoří vrstevnatá struktura, zobrazená na obr. 4.1. *HT-GaAs* značí čistý objemový GaAs, který tvoří substrát pro vzorky. *LT-GaAs* je vrstva GaAs nanášeného pomocí molekulární svazkové epitaxe (MBE) za nízké teploty a *(GaMn)As* je pak samotná vrstva feromagnetického polovodiče, nanášená taktéž nízkoteplotní MBE.



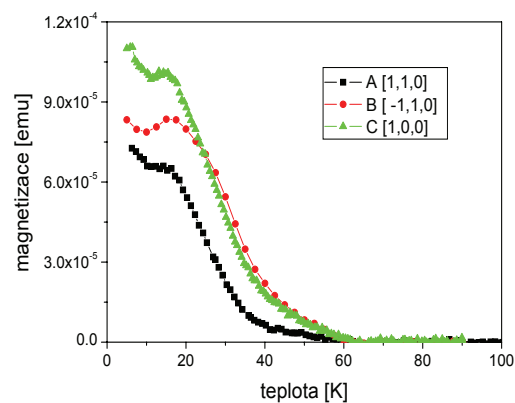
Obr. 4.1: Schématické znázornění struktury měřených vzorků s vyznačením krystalografických rovin.

V této práci jsme se zabývali měřením na dvou odlišných vzorcích. Jako C037#4 je označen vzorek nežíhaného (Ga,Mn)As se zastoupením Mn iontů $x = 5,8\%$. Pomocí standardní SQUID magnetometrie byla změřena závislost magnetizace v různých krystalografických směrech na velikosti přiloženého magnetického pole (obr. 4.2, [33]), která vypovídá o magnetické anizotropii ve vzorku. Rovina magnetizace leží v rovině vzorku. Z teplotní závislosti magnetizace (obr. 4.3, [44]) je pak patrné, že Curieova teplota v tomto vzorku je přibližně $T_C \sim 60$ K. Hustota děr v p-typovém nežíhaném (Ga,Mn)As byla odhadnuta na $p \sim 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (předpokládá se silná kompenzace děr).

Jako C037#6 je označen vzorek pěstovaný za stejných podmínek jako vzorek C037#4, ale žíhaný po dobu 30 hodin za teploty 200° . Stejnou charakterizací jako v předchozím případě byla určena Curieova teplota na $T_C \sim 85$ K.



Obr. 4.2: Magnetizace v různých krystalografických směrech ve vzorku C037#4 v závislosti na magnetickém poli [33].



Obr. 4.3: Magnetizace v různých krystalografických směrech ve vzorku C037#4 v závislosti teplotě. [33].

V následující kapitole jsou shrnuty výsledky měření diferenciální reflektivity na vzorku C037#4. Kapitola 6 se pak zabývá měřeními provedenými metodou Kerrovy rotace na vzorcích C037#4 a C037#6. Oběma metodami jsme pro srovnání měřili také samotný substrát GaAs.

5. MĚŘENÍ PROVEDENÁ METODOU TRR

Cílem první části experimentu bylo měření spinové dynamiky nosičů pomocí metody TRR (kap. 2). Počáteční měření byla provedena na substrátu GaAs pro ověření správnosti metody a také pro porovnání s feromagnetickým vzorkem (Ga,Mn)As, který byl hlavním předmětem zájmu v této práci. Vzorku (Ga,Mn)As (C037#4, viz kap. 4) je věnována druhá část této kapitoly.

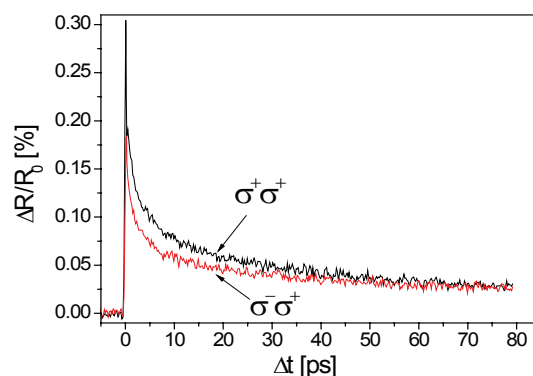
Experiment byl realizován ve společném uspořádání pro TRR a TRKR, jak je popsáno v kap. 3, pouze bez využití optického můstku, který byl vyřazen odstraněním polarizačního děliče. K polarizačně rozlišeným měřením byla použita fixní kruhová polarizace sondovacího svazku (σ^+) a měnili jsme kruhovou polarizaci excitačního svazku (kap. 2.3). Excitační svazek byl přerušován mechanickým přerušovačem na základní frekvenci $f \sim 1 \text{ kHz}$. Pro přesnější měření, ze kterých bylo třeba stanovit rozdíl mezi signály s pravo- a levo- točivou polarizací excitace [vztah (2.6)], se pak častěji používá fotoelastický modulátor (PEM). Mezi zásadní výhody PEM patří zejména zmenšení šumu v signálu. PEM umístěný v excitačním svazku mění kruhové polarizace světla (mezi pravo- a levotočivou) na frekvenci 50 kHz (v $\lambda/4$ módu, podrobněji viz [26]). Pro tato měření je nutné z excitačního svazku odstranit přerušovač, signál pak detekujeme na frekvenci PEM $f = 50 \text{ kHz}$.

Intenzita svazků byla nastavena tak, aby při excitaci docházelo k saturaci hladin v materiálu. Sondovací svazek je dostatečně slabý, aby nijak neovlivňoval materiál (1/10 excitace). Po započítání všech ztrát dostáváme výsledný excitační výkon na vzorku 30 mW (výkon sondování $\sim 3 \text{ mW}$), což odpovídá plošné hustotě energie v pulsu $J = 2,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ a hustotě fotoexcitovaných nosičů přibližně $n \approx 9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ při excitaci nad zakázaný pás. Vzorek byl umístěn za ohnisko svazků, aby se dosáhlo větší homogenity při generaci nosičů. Ideální se ukázala být vzdálenost 3,5 mm od ohniska [34].

5.1 Měření provedená na substrátu GaAs

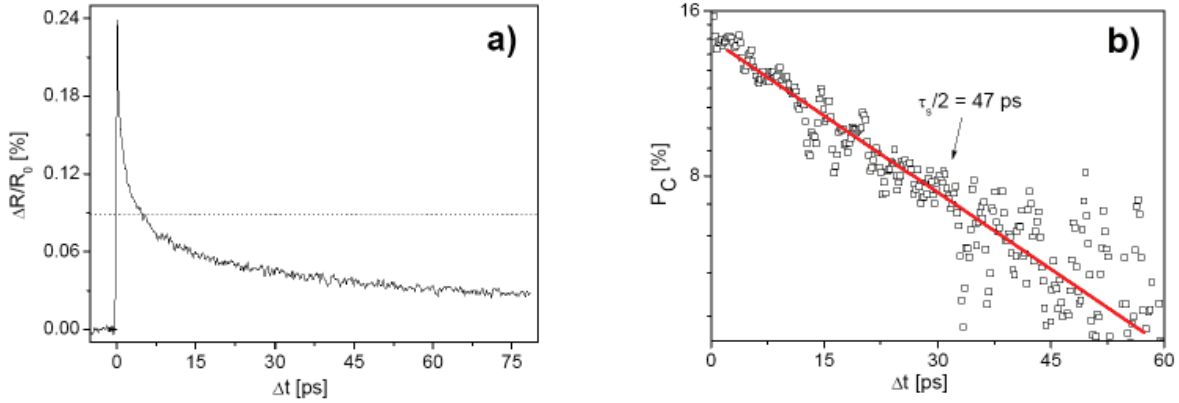
5.1.1 Ukázka metody TRR

Na známém materiálu, jakým je GaAs, lze demonstrovat přímo princip měření metodou TRR. Na obr. 5.1 vidíme odlišnost diferenciální reflektivity pro opačné polarizace excitace, v souladu se vztahy (2.5a) a (2.5b).



Obr. 5.1: Signál z diferenciální reflektivity pro GaAs při $T = 300 \text{ K}$. Plošná hustota energie v excitačním pulsu $J = 2.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, vlnová délka $\lambda = 865 \text{ nm}$.

Obr. 5.2(a) a 5.2(b) pak ukazují spinově nezávislou složku a stupeň kruhové polarizace signálu, určené z křivek v obr. 5.2 dle příslušných vztahů (2.6) a (2.7). Analýza dat se tak rozpadá na dva problémy, které budeme u všech výsledků měření metodou TRR zkoumat samostatně – *dynamiku nosičů náboje* [$\Delta R/R_0$, v obrázcích označeno jako část (a)] a *spinovou dynamiku* [P_C , v obrázcích označeno jako část (b)].



Obr 5.2: Signál diferenciální reflektivity v GaAs, $J = 2,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, $\lambda = 865 \text{ nm}$, $T = 300 \text{ K}$ (a) Spinově nezávislá část charakterizovaná $\tau_{\text{rel}} = 5 \text{ ps}$ a $\Delta R/R_{0\text{max}} = 0,24 \%$; přerušovanou čarou vyznačen pokles signálu na $1/e$ (b) Stupeň kruhové polarizace signálu (body), fit (čára) exponenciální funkce s parametry: $\tau_s/2 = 47 \text{ ps}$, $P_{C0} = 14 \%$.

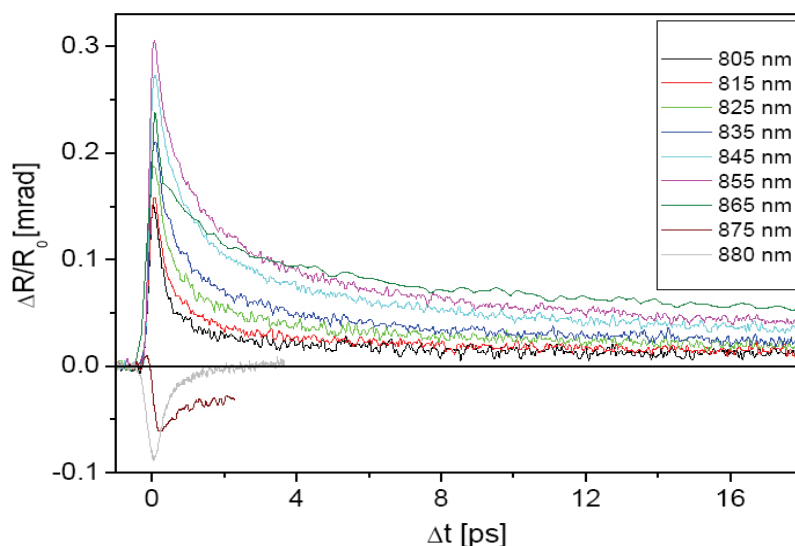
Z obr. 5.2(a) je patrné, že dynamika nosičů nevykazuje monoexponenciální závislost, jakou lze očekávat ze zjednodušeného vztahu (2.6). Dále budeme tuto složku signálu charakterizovat pomocí dvou parametrů: *velikosti signálu v maximu* ($\Delta R/R_{0\text{max}}$) a *relativní doby života* τ_{rel} , definované jako doba poklesu signálu na $1/e$ maximální hodnoty. Pro GaAs při pokojové teplotě [obr. 5.2(a)] jsme určili $\tau_{\text{rel}} = 5 \pm 0,5 \text{ ps}$ a $\Delta R/R_{0\text{max}} = 0,24 \pm 0,01 \%$.

Naopak pokles stupně kruhové polarizace signálu je monoexponenciální dle (2.7) a lze z něj určit jedinou dobu $\tau_s = 47 \pm 1 \text{ ps}$, odpovídající době ztráty spinové polarizace elektronů a zároveň stupeň kruhové polarizace signálu $P_{C0} = 14 \pm 1 \%$.

5.1.2 Spektrální závislost

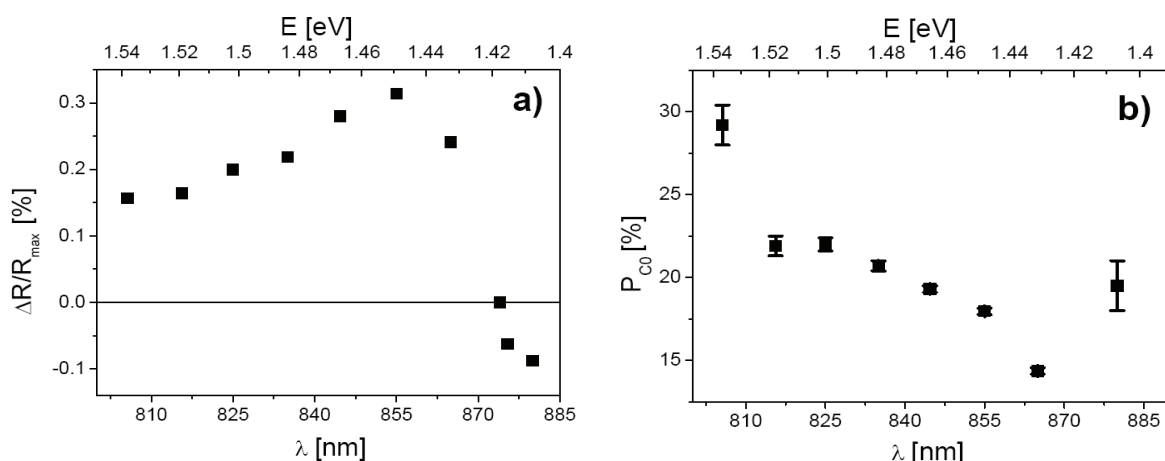
Obě složky výše zmíněné dynamiky nosičů závisí silně na vlnové délce dopadajících svazků ([35], [36]). Na obr. 5.3 je znázorněna spinově nezávislá složka diferenciální reflektivity pro různé vlnové délky svazků a obr. 5.4(a) pak ukazuje spektrální závislost velikosti $\Delta R/R_{0\text{max}}$. Velikost signálu s rostoucí vlnovou délkou roste (až po $\lambda = 865 \text{ nm}$). Křivky mění výrazně svou charakteristiku pro energii excitačních fotonů menší než šířka zakázaného pásu (GaAs při pokojové teplotě $1,43 \text{ eV}$). Mění se znaménko, velikost $\Delta R/R_{0\text{max}}$, ale i rychlost doznívání τ_{rel} .

Specifický tvar křivky pro $\lambda = 875 \text{ nm}$ je výsledkem složení dvou signálů - kladného a záporného, jelikož excitační puls se spektrální šířkou $\sim 10 \text{ nm}$ (FWHM) zasahuje do vlnových délek, pro něž má signál diferenciální reflektivity různá znaménka. Vzhledem k nenulové spektrální šířce pulsů tedy nelze přesně stanovit vlnovou délku, při které dochází ke změně znaménka. Experimentálně byla určena na 873 nm , a to jako vlnová délka, při které nedetekujeme žádný měřitelný signál [kladná a záporná složka se vyrovná – nulový bod na obr. 5.4(a)].



Obr. 5.3: Spinově nezávislá složka diferenciální reflektivity v GaAs pro různé vlnové délky při pokojové teplotě. Křivky pro vlnové délky 875 nm a 880 nm byly měřeny na kratší časové škále a slouží pouze k určení tendencí.

Pro další měření při pokojové teplotě jsme na základě této charakteristiky zvolili jako nejvhodnější vlnovou délku 865 nm, která se energeticky nachází dostatečně blízko šířce zakázaného pásu (~ 870 nm). Vyloučíme tak alespoň částečně složku signálu související s relaxací nosičů v CB a zároveň detekujeme dostatečně silný signál.



Obr. 5.4 (a) Spektrální průběh spinově nezávislé složky diferenciální reflektivity GaAs, určené v maximu signálu (b) Spektrální průběh stupně kruhové polarizace signálu GaAs extrapolovaného do nuly.

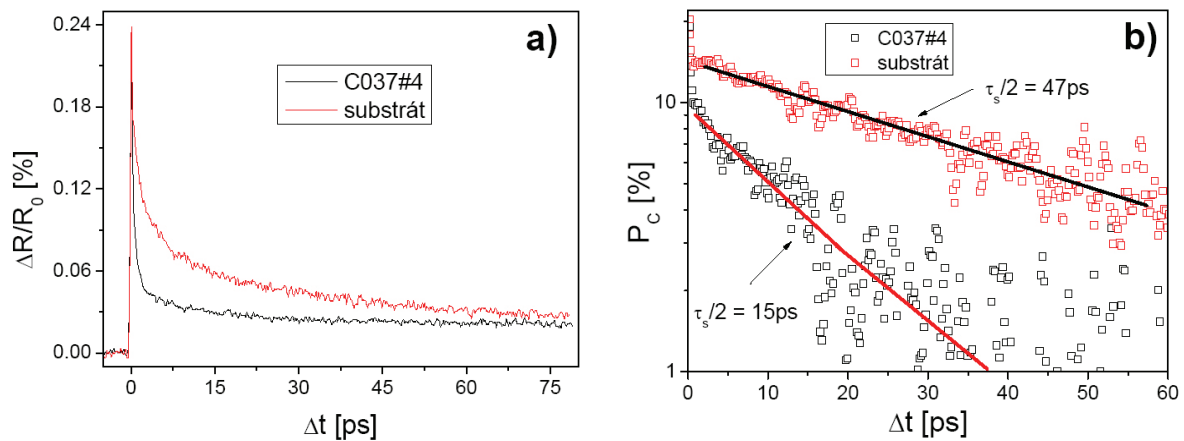
Obr. 5.4 (b) zachycuje spektrální závislost stupně kruhové polarizace signálu extrapolovaného do $t = 0$ ps. P_{C0} zjevně klesá s vlnovou délkou a při přechodu přes zakázaný pás dochází opět ke změně. Vzhledem k malému signálu v této oblasti (obr. 5.3) není možné určit P_{C0} dostatečně věrohodně.

5.2 Měření provedená na vzorku (Ga,Mn)As

Všechna měření diferenciální reflektivity v (Ga,Mn)As byla provedena na vzorku C037#4 (kap. 4), za stejných podmínek jako měření v substrátu. Nejprve jsme sledovali rozdíly v signálu diferenciální reflektivity mezi (Ga,Mn)As a substrátem GaAs. Poté jsme se zaměřili na další parametry ovlivňující výsledný signál, tedy na úhel dopadu svazků na vzorek a teplotu na vzorku.

5.2.1 Signál TRR v substrátu a (Ga,Mn)As

Vzhledem ke způsobu přípravy vzorku C037#4 (kap. 1 a 4) je v tomto materiálu, narozdíl od čistého substrátu GaAs, přítomno množství defektů. Jak je zřejmé z obr. 5.5, kde vidíme srovnání obou složek signálu TRR v GaAs a v GaMnAs při pokojové teplotě, tyto defekty mají za následek odlišnost signálů TRR pro oba vzorky.



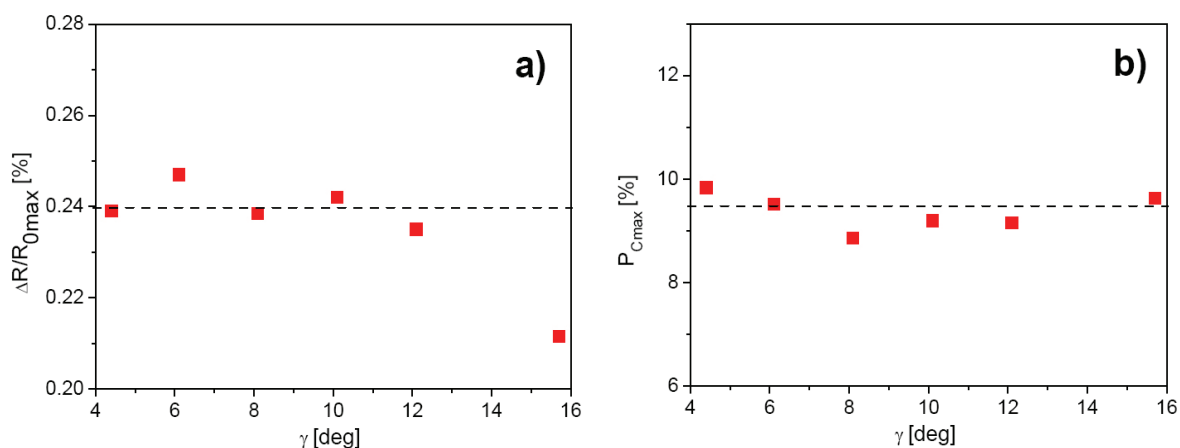
Obr. 5.5: Srovnání signálu z diferenciální reflektivity pro substrát GaAs a (Ga,Mn)As (C037#4). $T = 300$ K, $J = 2,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, $\lambda = 865$ nm. (a) Spinově nezávislá část signálu, (Ga,Mn)As: $\tau_{\text{rel}} = 700$ fs, $\Delta R/R_{0\text{max}} = 0,23$ %; GaAs: $\tau_{\text{rel}} = 5$ ps, $\Delta R/R_{0\text{max}} = 0,24$ %; (b) Stupeň kruhové polarizace signálu (body). Fit (čára) exponenciální funkce, s parametry (Ga,Mn)As: $\tau_s/2 = 15$ ps, $P_{c0} = 10$ %; GaAs: $\tau_s/2 = 47$ ps, $P_{c0} = 14$ %.

Z obr. 5.5 (a) je patrné, že velikost signálu $\Delta R/R_{0\text{max}}$ je pro substrát a (Ga,Mn)As v rámci chyby odečtu¹ stejná, zatímco rychlost doznívání je v (Ga,Mn)As výrazně vyšší než v GaAs ($\tau_{\text{rel}} = 0,7$ ps oproti $\tau_{\text{rel}} = 5$ ps v GaAs). Stupeň kruhové polarizace signálu [obr. 5.5 (b)] byl v tomto vzorku detekován nižší než v GaAs (10 % v (Ga,Mn)As, 14 % v GaAs) a doznívá rychleji (15 ps proti 47 ps v GaAs). Podrobněji budou tyto vlastnosti rozebrány v poslední části kapitoly.

5.2.2 Úhlová závislost

Dalším parametrem, který by potenciálně mohl ovlivnit signál diferenciální reflektivity, je úhel dopadu svazků na vzorek. Konkrétně budeme uvažovat závislost na úhlu dopadu excitačního svazku γ na vzorek.

¹ Odhad chyby odečtu jednotlivých parametrů τ_{rel} , $\Delta R/R_{0\text{max}}$ a odhad chyby fitu pro P_{c0} a τ_s zůstává stejný jako v předchozí kapitole a pro přehlednost jej nebudeme dále uvádět.



Obr. 5.6: Závislost diferenciální reflektivity (odečítané v maximum signálu) na úhlu dopadu svazku na vzorek C037#4, $T = 300$ K, $\lambda = 865$ nm, $J = 2,5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (a) Spinově necitlivá část signálu (b) Stupeň kruhové polarizace signálu

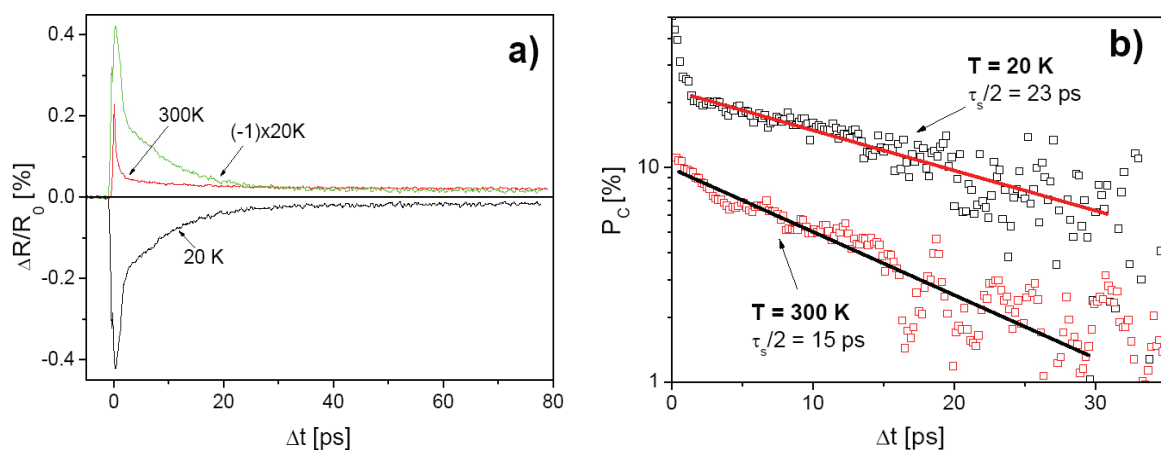
Žádná ze složek signálu však závislost na úhlu nevykazuje [obr. 5.6 (a), (b)] a shodují se i v dobách doznívání. Pouze pro největší úhel dopadu $\gamma = 16^\circ$ docházelo vzhledem ke geometrii experimentu k obtížím při fokusování svazků do detektoru, velikost spinově nerozlišené složky signálu se zde proto poněkud liší.

Nadále tedy ponecháváme úhel dopadu $\gamma = 6^\circ$ tak, jak byl nastaven již při počátečních měřeních.

5.2.3 Závislost na teplotě

V kap. 1 jsme diskutovali změnu magnetického stavu (Ga,Mn)As při ochlazení na teplotu nižší než T_C . Takováto změna má přirozeně vliv i na dynamiku spinově polarizovaných nosičů v materiálu.

Na obr. 5.7 je ukázáno, jak se liší diferenciální reflektivita vzorku C037#4 pro $T > T_C$ (300 K, $\lambda = 865$ nm) a $T < T_C$ (20 K, $\lambda = 805$ nm). Vlnová délka 805 nm pro teplotu 20 K je zvolena tak, aby odpovídala přibližně stejné excitační energii nad zakázaný pás jako 865 nm pro 300 K. Správnost této volby plyne mj. z dřívějších měření spektrální závislosti reflektivity vzorku C037#4, prováděných v rámci jiného experimentu [34].



Obr. 5.7: Srovnání diferenciální reflektivity vzorku C037#4 pro $T = 20$ K, $\lambda = 805$ nm a $T = 300$ K, $\lambda = 865$ nm. ($J = 2,5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) (a) Spinově necitlivá část signálu. 300 K: $\tau_{rel} = 700$ fs, $\Delta R/R_{0max} = 0,23$ %; 20 K: $\tau_{rel} = 4$ ps, $\Delta R/R_{0max} = -0,42$ % (b) Stupeň kruhové polarizace signálu (body). Fit (čára) exponenciální funkce, s parametry $T = 300$ K: $\tau_s/2 = 15$ ps, $P_{C0} = 10$ %; $T = 20$ K: $\tau_s/2 = 23$ ps, $P_{C0} = 23$ %.

Ze spinově nezávislé složky signálu [obr. 5.7 (a)] je patrná výrazná změna velikosti diferenciální reflektivity zároveň se změnou znaménka při ochlazení pod T_C (0,23 % při pokojové teplotě oproti -0,42 % při 20 K). Při nízké teplotě doznívá navíc $\Delta R/R_0$ pomaleji (4 ps oproti 700 fs při 300 K). Mění se také velikost stupně kruhové polarizace signálu [obr. 5.7 (b)], při pokojové teplotě doznívá spinová polarizace pomaleji než při nízké.

5.3 Diskuse

Metoda TRR byla použita k měření dvou různých vzorků, substrátu GaAs a C037#4, což je vzorek s tenkou vrstvou $\text{Ga}_{0,942}\text{Mn}_{0,058}\text{As}$.

V substrátu GaAs, který neobsahuje prakticky žádné příměsi, souvisí *spinově nerozlišená složka* signálu $\Delta R/R_0$ především s mezipásovou rekombinací. Ovlivňuje ji však také difúze excitovaných nosičů směrem od povrchu a povrchová rekombinace (hloubka vniku fotonů do GaAs je $\sim 1 \mu\text{m}$). U kratších vlnových délek se navíc přidává složka signálu způsobená relaxací elektronů ve vodivostním pásu, která doznívá v řádech ps [37].

Fotoexcitované nosiče náboje způsobují ale také změnu indexu lomu [vztah (2.7)]. Přejdeme-li k fenomenologickému popisu pomocí tohoto parametru, pak pro vlnové délky energeticky výrazně menší než je šířka zakázaného pásu ($h\nu < E_g$) pozorujeme záporné hodnoty $\Delta R/R_0$ a tedy zmenšení indexu lomu vlivem excitačního svazku ($\Delta n < 0$). Pro vlnové délky energeticky nad zakázaným pásem ($h\nu > E_g$) je naopak $\Delta R/R_0$ kladné a vidíme tedy zvýšení indexu lomu ($\Delta n > 0$), viz obr. 5.4 (a). Z publikovaných výsledků [38] víme, že vlnová délka, při které dochází ze změně znaménka signálu, stejně jako velikost tohoto signálu, závisí podstatně na počtu fotoexcitovaných nosičů. Uvážíme-li tento fakt, pak se naše měření (obr. 5.3) shodují s výsledky publikovanými v [37] (obr. 1).

Naproti tomu ve vzorku (Ga,Mn)As hrají dominantní roli příměsi. Nízkoteplotním růstem vzniká v GaAs velké množství defektů, především As_{Ga} a As_I (kap. 1) Tyto defekty působí jako donory a v GaAs pěstovaném za nízké teploty (LT-GaAs, bez dopování Mn ionty) mají za následek záporné znaménko v diferenciální reflektivitě kvůli indukované absorpci elektronů z příměsových hladin ([19], [23], [37]). Při dopování manganem se Mn ionty dostávají v mříži do polohy Mn_{Ga} (kde působí jako akceptory) a Mn_I (donory). V závislosti na jejich koncentraci a způsobu přípravy pak dochází v různé míře ke kompenzaci donorů. Ovlivněna je také absorpce na volných nosičích. Dále při dopování Mn ionty nastává *efekt neuspořádání*, kdy se vlivem zabudování Mn iontů do mříže mění náhodně mřížková konstanta, porušuje se pravidelná struktura a dochází tak k „rozmazání“ zakázaného pásu. Spojení všech těchto jevů má za následek relativně složitou interpretaci spinově nezávislé složky signálu TRR, závisující na konkrétním vzorku (míře dopování i způsobu přípravy), excitační intenzitě, vlnové délce apod. Obecně lze říci, že v (Ga,Mn)As (vzorek C037#4) doznívá při pokojové teplotě dynamika nosičů náboje rychleji než v čistém GaAs ($\tau_{\text{rel}} = 700 \text{ fs}$ oproti $\tau_{\text{rel}} = 5 \text{ ps}$ v GaAs), přičemž velikost signálu diferenciální reflektivity (a tedy Δn) i její znaménko jsou v obou studovaných vzorcích obdobné.

Snížíme-li v (Ga,Mn)As teplotu pod teplotu přechodu do feromagnetického stavu T_C , signál spinově necitlivé diferenciální reflektivity změní znaménko, počáteční velikost (-0,42 % při 20 K oproti 0,23 % při 300 K) i relativní dobu života (700 fs při 20 K oproti 4 ps při 300 K). Tento jev byl také pozorován např. v [38].

Stupeň spinové polarizace signálu u obou vzorků vykazuje dle očekávání monoexponenciální pokles [vztah (2.6)]. V GaAs, což je materiál bez středu symetrie a se silnou spin-orbitální vazbou (kap. 2.1), převažuje D`yakonov-Perelův relaxační mechanismus [22], který zkracuje dobu relaxace spinově orientované populace. Proti němu působí jiný efekt, tzv. „*motional narrowing*“ [1], který tuto dobu naopak prodlužuje. Výsledná doba spinové relaxace v GaAs při pokojové teplotě je pak $\tau_s/2 \sim 47$ ps. Naproti tomu v (Ga,Mn)As detekujeme mnohem kratší dobu $\tau_s/2 \sim 15$ ps. Hlavní příčinou je rozptyl na magnetických příměsích (Mn ionty), vliv však mohou mít i další relaxační mechanismy (viz např. [1], [2]), související s přítomností ostatních příměsí. Celkově se námi změřená doba $\tau_s/2$ v (Ga,Mn)As shoduje s výsledky publikovanými v [39] (obr. 9, limita pro nekonečně silnou jámu a $x \sim 5,8$ %). V (Ga,Mn)As navíc získáme při pokojové teplotě pomocí spinové orientace menší hodnotu P_{CO} než v čistém GaAs (pouze 9,6% oproti 15% v GaAs). Důvodem tohoto jevu je zřejmě vliv spinově necitlivých mechanismů přispívajících k diferenciální reflektivitě, které souvisejí s přítomností většího množství příměsí v (Ga,Mn)As a které mohou ovlivňovat stupeň kruhové polarizace signálu (viz [40]).

Při snížení teploty dochází v (Ga,Mn)As pravděpodobně k potlačení některých relaxačních mechanismů (viz např. [1]), což má za následek poněkud delší dobu ztráty spinové polarizace nosičů ($\tau_s/2 = 23$ ps). Tento rozdíl však není příliš velký, což napovídá, že hlavní vliv na ztrátu spinové polarizace má skutečně mechanismus spojený s přítomností magnetických příměsí, který na teplotě nezávisí.

5.4 Závěr

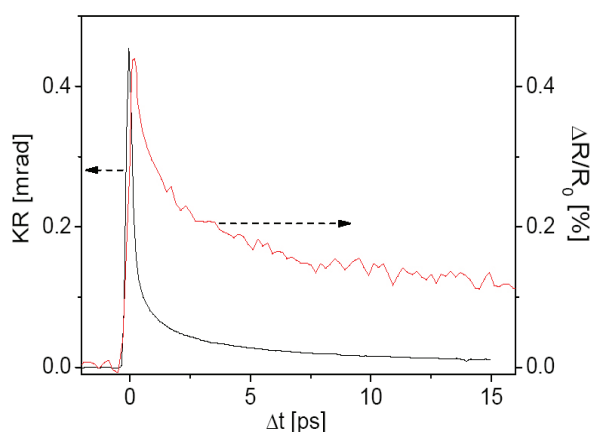
V této kapitole jsme pomocí metody časově rozlišené diferenciální reflektivity (TRR) měřili dynamiku nosičů náboje v objemovém GaAs a v nežíhaném vzorku feromagnetického polovodiče (Ga,Mn)As. Ze spinově necitlivého měření jsme zjistili kratší dobu života fotoexcitovaných nosičů v (Ga,Mn)As než v GaAs, což jsme přisoudili přítomnosti většího množství defektů v (Ga,Mn)As vlivem nízkoteplotního růstu. Zvýšení koncentrace defektů je také pravděpodobně zodpovědné za nižší počáteční stupeň kruhové polarizace, který jsme pozorovali v (Ga,Mn)As. Také spinová polarizace elektronů excitovaných laserem doznívá při pokojové teplotě rychleji ve studovaném vzorku (Ga,Mn)As než v GaAs, což jsme přisoudili rozptylu spinu elektronů na magnetických příměsích. Při snížení teploty pod Curieovu teplotu jsme nepozorovali výraznou změnu v doznívání spinové polarizace elektronů, což vypovídá o relativní necitlivosti příslušného spinově relaxačního mechanismu na magnetické uspořádání v materiálu. Metoda časově rozlišené diferenciální reflektivity tedy není vhodná pro studium dynamiky magnetizace ve feromagnetických polovodičích, ale právě díky své necitlivosti na magnetizaci vzorku se ukazuje jako vhodný doplněk metod, které dynamiku magnetizace studovat umožňují. Jednou z nich je právě časově rozlišená Kerrova rotace popsána v následující kapitole.

6. MĚŘENÍ PROVEDENÁ METODOU TRKR

V této kapitole se budeme věnovat výsledkům získaným metodou časově rozlišené Kerrovy rotace. Zaměříme se především na feromagnetické vzorky (Ga,Mn)As (C037#4 a C037#6). Měření provedená na substrátu GaAs jsou uvedena z důvodu úplnosti a také pro demonstraci metody.

Experiment byl proveden v uspořádání popsaném v kap. 3.3. Není-li řečeno jinak, byla vždy užita diagonální lineární polarizace D_1 sondovacího svazku (bez půlvlnné destičky v můstku), která je orientována v krystalografickém směru $[0, -1, 0]$. Polarizace excitačního svazku byla proměnná. Parametry aparatury a svazků zde zůstávají stejné jako při měření metodou TRR (kap. 5).

Metoda TRKR se od TRR popsané v předchozí kapitole liší fyzikálním původem vzniku signálu, který detekujeme. Narozdíl od diferenciální reflektivity je Kerrova rotace citlivá k jevům spojeným s vnitřním magnetickým polem. Složka závislá na přítomnosti nosičů je zde také přítomna. (kap. 3.5). Charakter výsledného signálu změřeného těmito metodami je přirozeně odlišný pro feromagnetický materiál. Nicméně výsledné signály získané pomocí TRR a TRKR se liší i pro diamagnetikum (substrát GaAs), ve kterém veškeré příspěvky k magnetickému poli pochází od spinově polarizovaných fotoexcitovaných nosičů náboje. Tento fakt demonstruje obr. 6.1.



Obr. 6.1: Srovnání signálu změřeného metodou TRKR a TRR pro substrát GaAs. Obě měření jsou provedena při polarizaci excitačního svazku σ^+ při $T = 300$ K, $\lambda = 865$ nm a $J = 2.5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$. Polarizace sondovacího svazku je v metodě TRKR lineární (D_1), v TRR kruhová (σ^+).

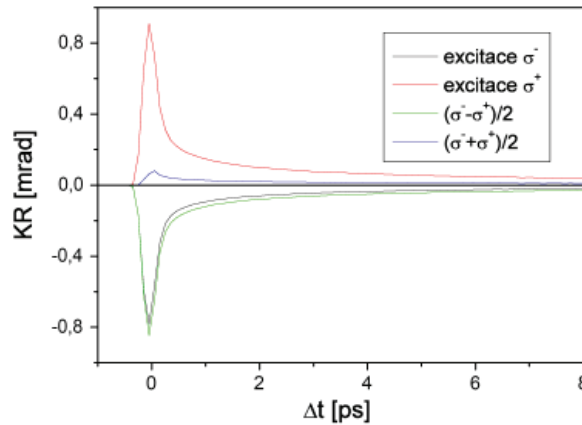
Současným měřením TRR a TRKR nejsme schopni oddělit složku signálu TRKR související pouze s přítomností fotoexcitovaných nosičů a oba signály musíme interpretovat nezávisle.

6.1 Úvodní měření

Vliv vnitřního magnetického pole v materiálu na signál Kerrovy rotace demonstrují obr. 6.2 – 6.4, kde jsou ukázána měření metodou TRKR pro různé magnetické stavy materiálu. Měření při pokojové teplotě jsou provedena na vlnové délce svazků $\lambda = 865$ nm. Pro demonstraci počátečních výsledků získaných při nízké teplotě ($T = 20$ K) jsme zvolili měření na vlnové délce $\lambda = 820$ nm, pro kterou se ukázaly být sledované tendence nejlépe patrné.

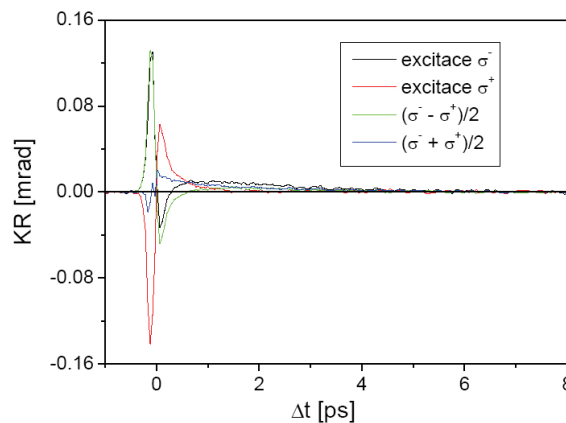
Hustota fotoexcitovaných nosičů je $n \approx 9 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} , což odpovídá hustotě energie v excitačním pulsu $J = 2,5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$.

V *diamagnetickém GaAs* (obr. 6.2) dochází při excitaci opačně kruhově polarizovanými (KP) svazky ke stočení polarizační roviny sondovacího svazku o úhel $\pm \Delta\theta$ (kap. 3.5). Signál se tedy pro opačné KP excitačního svazku liší pouze znaménkem. Asymetrie křivek patrná z obr. 6.2 je důsledkem nedokonalosti ve vyvážení optického můstku. Za signál Kerrovy rotace tedy budeme nadále považovat v diamagnetickém materiálu rozdílový průměr (v práci označovaný pouze jako „rozdíl“) křivek měřených při opačné KP excitačního svazku $(\sigma^- - \sigma^+)/2$, který tuto asymetrii eliminuje.



Obr. 6.2: Signál Kerrovy rotace *diamagnetického* vzorku GaAs při pokojové teplotě. $\lambda = 865$ nm, polarizace sondovacího svazku D_1 .

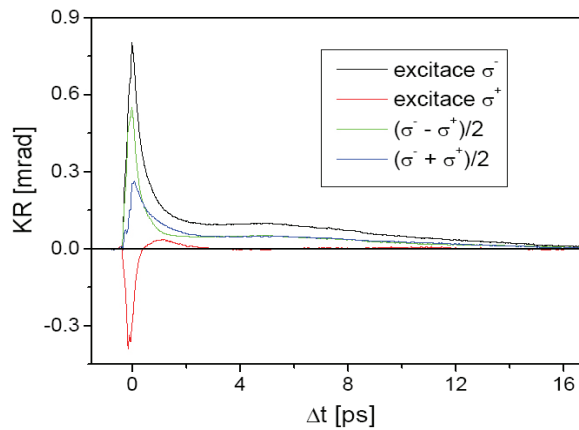
Vzorek (Ga,Mn)As (konkrétně C037#4) vykazuje za pokojové teploty *paramagnetické* chování. Na obr. 6.3 vidíme, jakým způsobem ovlivňuje lokální magnetické pole paramagnetu výsledný signál. Ten přestává být antisymetrický vůči záměně kruhové polarizace excitačního svazku a objevuje se také složka symetrická, daná průměrem křivek měřených s opačnou KP excitačního svazku $(\sigma^- + \sigma^+)/2$ (nadále označováno jako „součet“). Tato složka souvisí právě s vnitřním magnetickým polem, u paramagnetického materiálu se tedy projevuje pouze velmi slabě.



Obr. 6.3: Signál Kerrovy rotace *paramagnetického* vzorku C037#4 při pokojové teplotě. $\lambda = 865$ nm, polarizace sondovacího svazku D_1 .

Zchladíme-li paramagnetický vzorek C037#4 na teplotu T ($20 \text{ K} < T_C$), přejde do *feromagnetického* stavu. Křivka Kerrovy rotace za těchto podmínek je znázorněna na obr. 6.4. Zde je patrná silná složka související s vlastním magnetickým polem feromagnetu, která je daná součtem křivek $[(\sigma^- + \sigma^+)/2]$. I tato složka signálu je ovlivněna přítomností nosičů, narozdíl od

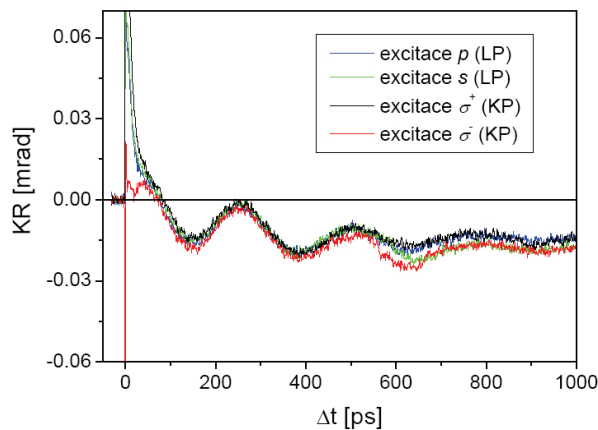
složky závislé na polarizaci excitačního svazku [danou rozdílem křivek $(\sigma^- - \sigma^+)/2$] však nesouvisí s jejich spinovou orientací (kap. 4.4).



Obr. 6.4: Signál Kerrovy rotace *feromagnetického* vzorku C037#4 za nízké teploty ($T = 20\text{K}$). $\lambda = 865\text{nm}$, polarizace sondovacího svazku D_1

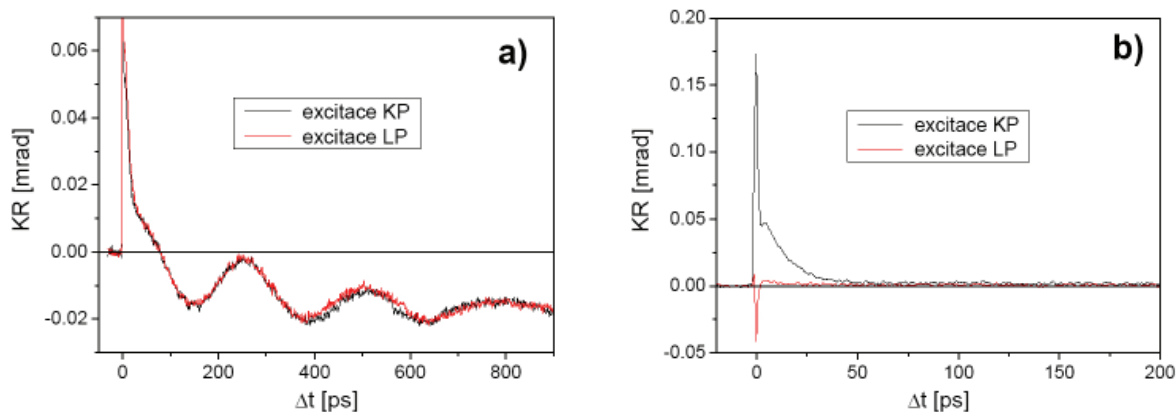
Při další analýze dat změřených na feromagnetických vzorcích metodou TRKR se budeme zabývat samostatně složkou signálu danou součtem naměřených křivek pro opačné KP excitačního svazku (v textu dále nazývána spinově, příp. polarizačně nezávislá složka), a složkou danou jejich rozdílem (spinově, příp. polarizačně závislá složka).

Zaměříme se tedy nyní podrobněji na feromagnetický vzorek C037#4, který je hlavním předmětem zájmu v této práci. Na obr. 6.5 je znázorněn signál měřený za stejných podmínek jako data v obr. 6.4, ale na delší časové škále, s lineárními (LP) a kruhovými (KP) polarizacemi excitačního svazku.



Obr. 6.5: Signál Kerrovy rotace *feromagnetického* vzorku C037#4 za nízké teploty ($T = 20\text{K}$, $\lambda = 820\text{nm}$) pro obě kruhové (KP) a lineární (LP) polarizace excitačního svazku.

Tento signál lze výše popsáním způsobem rozložit do složek daných součtem, resp. rozdílem signálů s opačnými KP a LP polarizacemi excitačního svazku – obr. 6.6 (a), resp. (b).

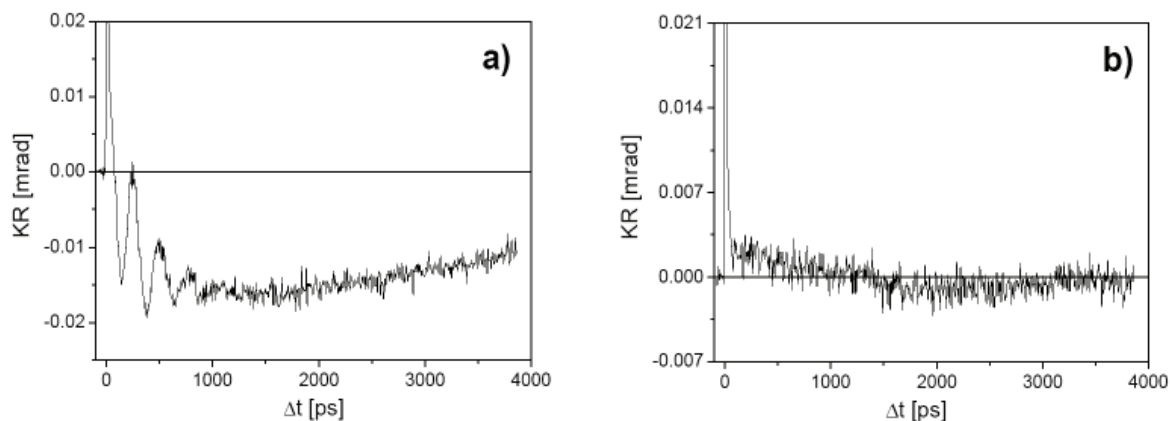


Obr. 6.6: Signál Kerrovy rotace vzorku C037#4 za nízké teploty ($T = 20$ K, $\lambda = 820$ nm) (a) polarizačně necitlivá část (b) polarizačně citlivá část.

Z obr. 6.6 (a) je patrné, že složka daná součtem signálů měřených s opačnou polarizací excitačního svazku skutečně nezávisí na spinové polarizaci fotoexcitovaných nosičů náboje, neboť je shodná pro lineární i kruhovou polarizaci excitačního svazku. Charakter této složky napovídá, že vzniklé oscilace (patrné již z obr. 6.5) souvisí pouze s přítomností nosičů náboje, nikoliv s jejich spinovou polarizací, a vymizí během první 1 ns.

Naopak složka signálu daná rozdílem křivek je polarizačně závislá, liší se pro LP a KP polarizaci excitačního svazku [obr. 6.6 (b)]. Pro KP je zde tedy přítomen příspěvek od spinově orientovaných nosičů způsobený jak vnitřním polem vzniklým spinovou polarizací nosičů, tak vlivem spinové polarizace nosičů na magnetizaci ve vzorku.

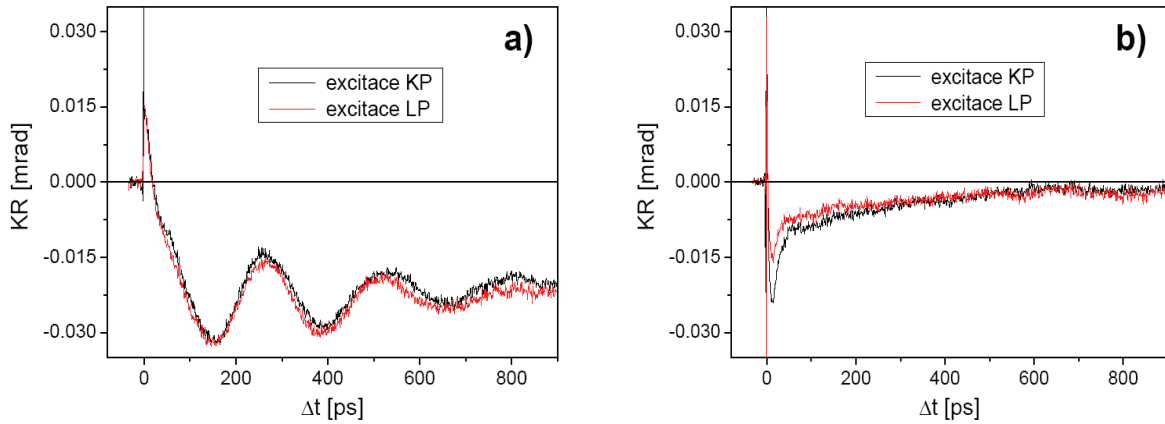
Na obr. 6.7 jsou ukázána stejná data jako v obr. 6.6 na dlouhé časové škále (4 ns). Z obr. 6.7 (a) je patrné, že složka magnetizace nesouvisející se spinovou polarizací nosičů relaxuje zpět k rovnováze na časové škále několika ns. Naopak složka ovlivněná spinovou polarizací relaxuje v řádu 100 ps a vzniká tedy spíše kvůli vnitřnímu poli způsobenému spinovou polarizací nosičů než kvůli změně magnetického pole feromagnetu. Z toho lze usuzovat, že magnetizace ve feromagnetu není na této vlnové délce příliš ovlivněna spinovou polarizací nosičů.



Obr. 6.7: Signál Kerrovy rotace vzorku C037#4 za nízké teploty ($T = 20$ K, $\lambda = 820$ nm), měřená na škále 4 ns (a) polarizačně necitlivá část (b) polarizačně citlivá část.

Data změřená na vlnové délce 820 nm dobře ilustrují povahu detekovaného signálu. $\lambda = 820$ nm však není vhodná vlnová délka pro sledování závislostí signálu na nejrůznějších parametrech, jelikož fotony excitačního svazku mají při této vlnové délce energii menší než je šířka zakázaného

pásu v GaAs při teplotě 20 K ($1,52 \text{ eV}^1$). Pro další měření jsme tedy zvolili vlnovou délku svazků 805 nm, stejnou jako pro měření metodou TRR v předchozí kapitole. Na obr. 6.8 (a), resp. (b) jsou zobrazeny různé složky signálu detekovaného při vlnové délce 805 nm.



Obr. 6.8: Signál Kerroy rotace vzorku C037#4 za nízké teploty ($T = 20 \text{ K}$, $\lambda = 805 \text{ nm}$) (a) polarizačně necitlivá část (b) polarizačně citlivá část.

Z obr. 6.8 (a) a (b) je patrné, že i pro data změřená s excitační energií větší než je šířka zakázaného pásu platí stejné závěry jako pro data měřená při vlnové délce svazků 820 nm (obr. 6.6). Liší se pouze ve spinově závislé části signálu [obr. 6.7 (b) a 6.8 (b)]. Při excitaci nosičů fotony s vyšší energií je magnetizace feromagnetu zřejmě více ovlivněna spinovou polarizací nosičů a rozdíl signálů s opačnými KP excitačního svazku tak doznívá na časové škále výrazně delší než je doba relaxace a rekombinace nosičů. Na této vlnové délce tedy budeme zkoumat vliv nejrůznějších parametrů experimentu na signál Kerroy rotace.

6.2 Závislost na parametrech experimentu

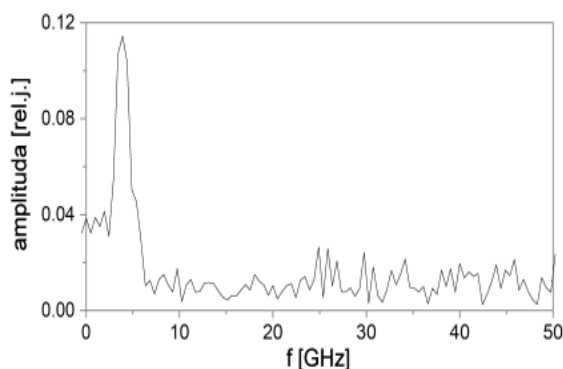
6.2.1 Charakterizace dat

Dříve než se budeme věnovat konkrétním závislostem, je na místě ukázat, jakým způsobem lze charakterizovat naměřená data. V případě spinově závislého rozdílu signálů s opačnými KP excitačního svazku je tato charakterizace přímočará. Naměřenou křivku popíšeme dvěma parametry – velikostí v maximu signálu (KR_{max}) a relativní dobou života τ_{rel} (dobou poklesu signálu na $1/e$ maximální hodnoty), stejně jako v kap. 5.1. Tyto parametry lze odhadnout přímo z naměřených dat. Pro spinově nezávislou složku signálu je situace o něco komplikovanější. Ukažme si tedy analýzu této části signálu podrobněji.²

Provedeme-li Fourierovu transformaci na spinově necitlivou složku signálu (obr. 6.9), vidíme, že v signálu je obsažena pouze jedna frekvence $f = 3,9 \pm 0,2 \text{ GHz}$, což nám umožňuje použít k popisu oscilací periodickou funkci s jedinou frekvencí.

¹ Přesná velikost šířky zakázaného pásu není v (Ga,Mn)As známa.

² Data použitá v této sekci jsou měřena na vzorku C037#4 při $T = 20 \text{ K}$, $\lambda = 805 \text{ nm}$ a $J = 2,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$.



Obr. 6.9: Fourierova transformace spinově necitlivé složky signálu Kerrovy rotace vzorku C037#4.

Oscilující tvar křivky pak lze popsat pomocí sedmi nezávislých parametrů. Jejich význam je zřejmý, představíme-li si v následujícím zjednodušeném modelu původ této složky signálu.

Fotoexcitované nosiče náboje způsobují změnu ve vnitřním magnetickém poli feromagnetu a jejich vlivem dochází k vychýlení vektoru magnetizace z roviny vzorku. Tuto změnu směru magnetizace proto detekujeme pomocí polárního MOKE (kap. 3.1). Výchylku popíšeme pulsní funkcí ve tvaru:

$$y = A \left[\left(1 - \exp \left(-\frac{x}{t_1} \right) \right) \exp \left(-\frac{x}{t_2} \right) \right] \quad (6.1)$$

kde y značí signál Kerrovy rotace $\Delta\theta$, proměnná x časové zpoždění mezi excitačním a sondovacím svazkem (Δt). Parametr A pak udává amplitudu výchylky, t_1 dobu náběhu výchylky a t_2 dobu jejího doznívání (návratu magnetizace do roviny vzorku).

Magnetizace po vychýlení z roviny vzorku koná také precesní pohyb kolem okamžité rovnovážné polohy [popsané rovnicí (6.1)]. Tento pohyb je zároveň v čase tlumený, popíšeme jej tedy tlumenou oscilující funkcí:

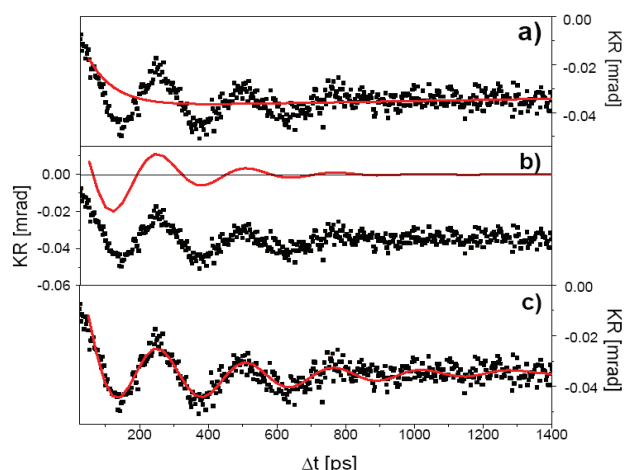
$$y = B \sin \left(\omega x + \pi \frac{\varphi}{180} \right) \exp \left(-\frac{x}{t_3} \right) \quad (6.2)$$

kde B je amplituda oscilující části signálu, ω úhlová frekvence oscilací, t_3 doba tlumení oscilací a φ jejich fáze (ve stupních). Fáze je stanovena tak, aby byl $\sin > 0$, tedy $0^\circ \leq \varphi < 180^\circ$.

Výsledný tvar funkce je pak dán součtem funkcí (6.1) a (6.2):

$$y = A \left[\left(1 - \exp \left(-\frac{x}{t_1} \right) \right) \exp \left(-\frac{x}{t_2} \right) \right] + B \sin \left(\omega x + \pi \frac{\varphi}{180} \right) \exp \left(-\frac{x}{t_3} \right) \quad (6.3)$$

Tuto funkci tedy užíváme k fitování spinově nezávislé složky signálu Kerrovy rotace. Rozklad fitu do jednotlivých částí [rovnice (6.1) – (6.3)] je ukázán na obr. 6.10 (a) – (c). Část (a) obrázku představuje fit funkcí (6.1), část (b) funkcí (6.2) a část (c) je pak výsledný fit.



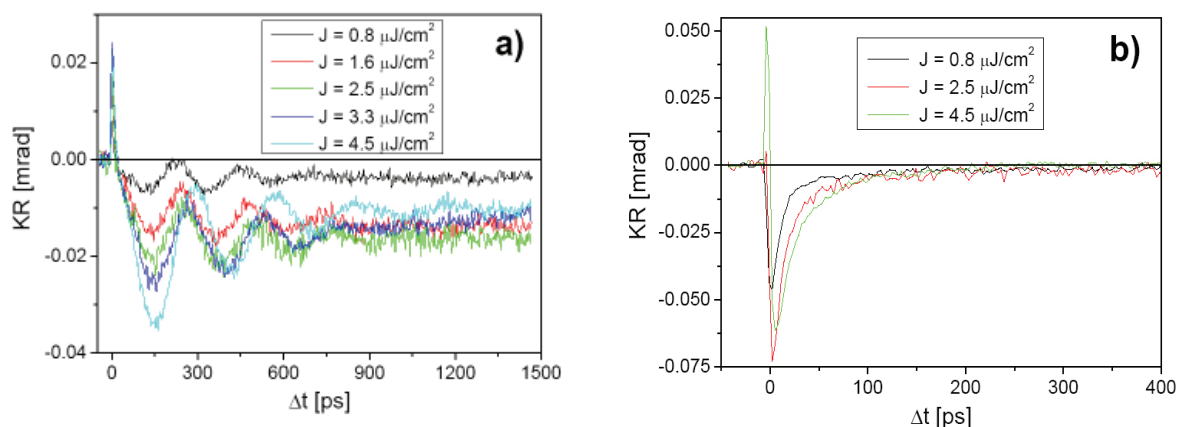
Obr. 6.10: Ukázka použitého fitu (a) fit pulsní funkcí, rovnice (6.1); (b) fit tlumenou oscilující funkcí, rovnice (6.2); (c) výsledný fit, rovnice (6.3).

Z dat v obr. 6.10 určíme pomocí tohoto fitu $\omega = 24$ GHz. Z Fourierovy transformace však získáváme frekvenci f , nikoliv kruhovou frekvenci ω . Po přepočítání kruhové frekvence z fitu na $f_{\text{fit}} = 3,8$ GHz dostáváme hodnotu, která se shoduje s frekvencí určenou pomocí Fourierovy transformace. To potvrzuje, že z námi zvolené funkce (6.3) dostáváme správné výsledky.

Nyní tedy již známe způsob, jakým charakterizovat naměřená data a můžeme přikročit k analýze závislosti signálu na různých parametrech experimentu.

6.2.2 Intenzitní závislost

Jako první parametr jsme zkoumali závislost signálu Kerroy rotace na intenzitě excitačního svazku („intenzitou“ rozumíme plošnou hustotu energie J dopadající vzorek). Sondovací svazek byl nastaven na $J = 0,12 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, což je zhruba desetina nejnižší použité intenzity excitačního svazku, je tedy pro všechna měření vůči excitačnímu svazku zanedbatelně malý. Výsledky měření jsou zobrazeny na obr. 6.11.



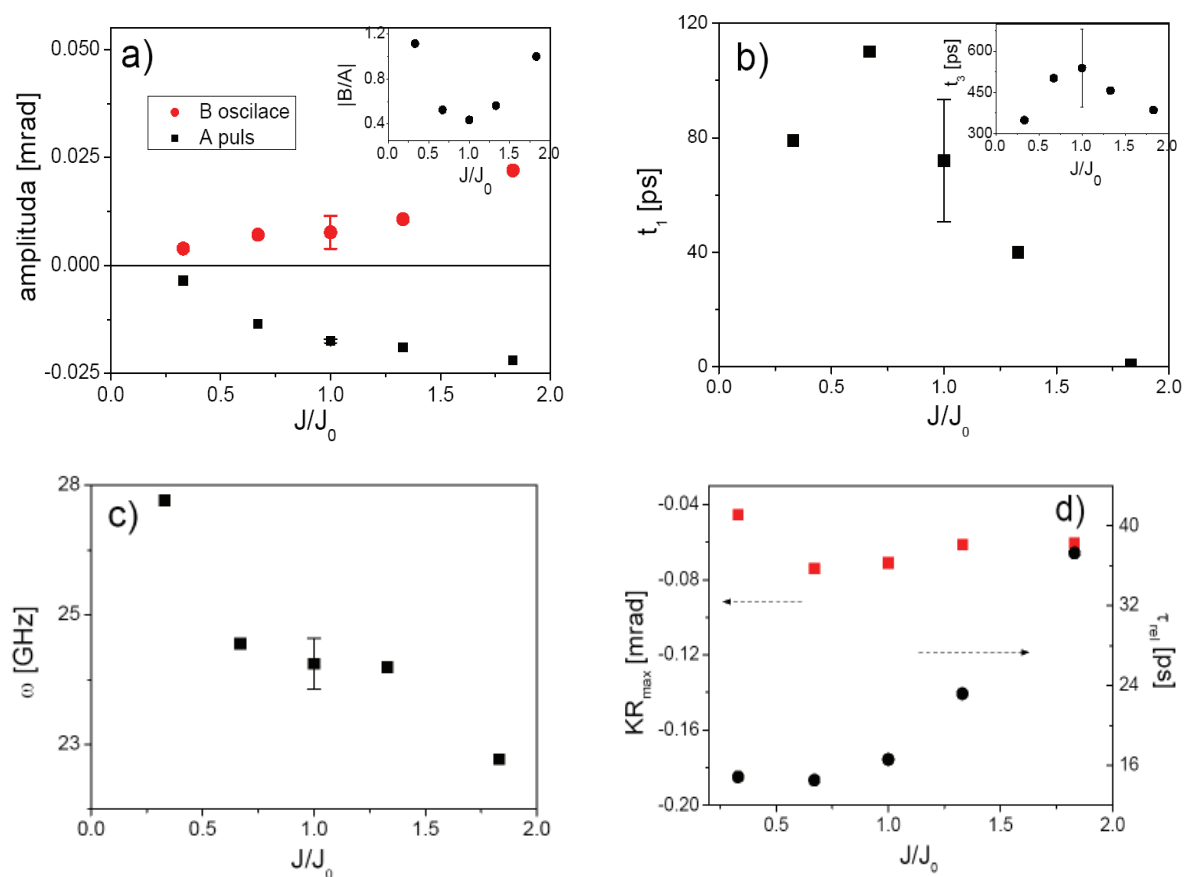
Obr. 6.11: Intenzitní závislost signálu Kerroy rotace pro vzorek C037#4; $T = 20$ K, $\lambda = 805$ nm (a) spinově necitlivá část signálu (b) spinově citlivá část signálu

Z obr. 6.11 (a) je zřejmé, že součet signálů s opačnou polarizací excitačního svazku závisí silně na excitační intenzitě. Takový závěr je přirozený, neboť tato složka celkového signálu souvisí s počtem fotoexcitovaných nosičů. Již na první pohled je zřejmá změna amplitudy pulsní funkce i oscilací s intenzitou, mění se však i ostatní parametry popisující spinově nezávislou složku signálu. Po proložení všech křivek v obr. 6.11 (a) funkcí (6.3) a podrobné analýze získaných

výsledků byla zjištěna systematická závislost na intenzitě excitačního svazku u úhlové frekvence ω , amplitudy pulsu (A) i oscilací (B) a doby náběhu pulsu (t_r). V obr. 6.12 (a) – (c) jsou zobrazeny výsledky fitů, včetně odhadnuté chyby v určení jednotlivých parametrů. Na x-ové ose je vynášen poměr excitační intenzity svazku J k excitační intenzitě $J_0 = 2,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, která je použita pro měření ve zbytku práce.

S rostoucí intenzitou pozorujeme výrazný monotónní pokles frekvence oscilací zároveň se zvýšením amplitudy. Výrazně roste také amplituda pulsní funkce. Ohledně doby náběhu pulsní funkce (t_r) nelze učinit přesný závěr kvůli chybě, se kterou tento parametr stanovujeme. Nicméně lze usuzovat na zrychlení náběhu výchylky magnetizace z roviny vzorku s rostoucí excitační energií pro $J > J_0$, s možným maximem kolem bodu J_0 . Tlumení oscilací (parametr t_3) se ukázalo být v rámci chyby nezávislé na intenzitě.

Naproti tomu spinově závislá složka signálu [obr. 6.11 b)] nevykazuje tak výraznou závislost na excitační intenzitě. Tento fakt demonstruje obr. 6.12 (d), kde je zakreslena velikost spinově závislého signálu a relativní doba života pro různé excitační intenzity. Velikost signálu se tedy prakticky nemění, ale pro vyšší excitační intenzity doznívá signál pomaleji.



Obr. 6.12: Analýza intenzitní závislosti signálu Kerrov rotace u vzorku C037#4 (a) – (c) Parametry spinově necitlivé části signálu v závislosti na intenzitě excitačního svazku. (d) Parametry spinově citlivé části v závislosti na intenzitě excitačního svazku.

V následujících sekcích budeme analýzu spinově citlivé složky signálu zobrazovat pouze pokud pozorována výraznější závislost. Vzhledem ke způsobu určení KR_{\max} a τ_{rel} (odečítání přímo z grafů) nejsou takto získané výsledky natolik věrohodné jako výsledky získané pomocí fitů.

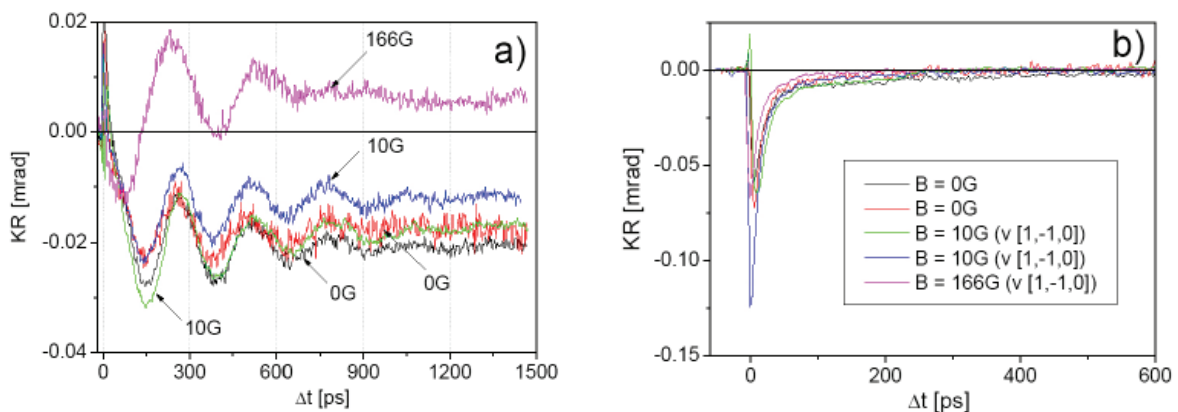
6.2.3 Reprodukovatelnost dat

Výsledky měření intenzitní závislosti, shrnuté v předchozí sekci, byly získány během experimentu provedeném v jeden den, tedy po jediném zchlazení vzorku. Mezi experimenty prováděnými v různé dny však byl vzorek zahřát na pokojovou teplotu. Opětovným zchlazením dochází zřejmě k jinému uspořádání magnetických domén ve feromagnetickém vzorku, čímž se mění směr osy magnetické anizotropie. Měření provedená v různé dny jsou tak nereprodukovatelná. Výsledný signál, změřený po opakovaném zahřátí a zchlazení, je znázorněn na obr. 6.13 (a), resp. (b)³ (černá a červená křivka). Odsud je zřejmé, že je ovlivněna především spinově necitlivá část signálu [obr. 6.13 (a)], přesně se však nereprodukuje ani spinově citlivá složka signálu.

Jako jedno z možných řešení problému s reprodukovatelností měření bylo vyzkoušeno přiložení vnějšího magnetického pole v průběhu chlazení. Při samotném měření pak byl zdroj vnějšího pole odstraněn.

První experimenty byly provedeny se slabým tyčovým magnetem, umístěným během chlazení ve vzdálenosti přibližně ~ 10 cm od vzorku a orientovaném v krystalografickém směru $[1, -1, 0]$. Pomocí gaussmetru bylo změřeno magnetické pole tohoto magnetu v příslušné vzdálenosti $B \sim 10$ G. Výsledky měření signálu Kerrovy rotace ve dvou dnech jsou znázorněny opět v obr. 6.13 (modrá a zelená křivka). Toto magnetické pole je příliš slabé, než aby výrazným způsobem ovlivnilo uspořádání domén ve vzorku během chlazení, naměřená data se tedy příliš nemění.

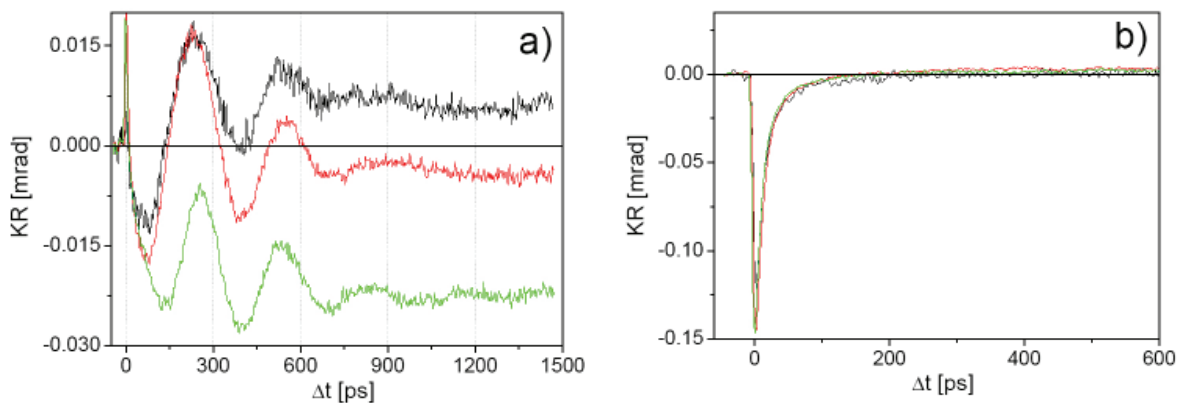
Jako další krok jsme tedy použili při chlazení tyčový magnet generující silnější, homogenní magnetické pole, orientovaný do krystalografického směru $[1, 0, 0]$. Ve vzdálenosti opět ~ 10 cm od vzorku je toto pole $B = 166$ G. Přiložené magnetické pole je v tomto případě větší než koercitivní pole ve vzorku C037#4 (viz obr. 4.2 v kap. 4), je tedy již natolik silné, aby výrazným způsobem ovlivnilo detekovaný signál, jak je zřejmé z obr. 6.13 (fialová křivka).



Obr. 6.13: Vliv magnetického pole na reprodukovatelnost signálu Kerrovy rotace pro vzorek C037#4. Magnetické pole $B = 10$ G přiloženo v krystalografickém směru $[1, -1, 0]$, pole $B = 166$ G v $[1, 0, 0]$ (a) spinově necitlivá část signálu, (b) spinově citlivá část signálu.

Vliv chlazení s magnetickým polem $B (166 \text{ G}) > B_{\text{koerc}}$ na reprodukovatelnost dat měřených v různé dny je zřejmý z obr. 6.14. Podmínky experimentu jsou opět stejné jako v předchozím obrázku.

³ Všechna data zobrazená v této sekci jsou měřena za stejných experimentálních podmínek ($\lambda = 805$ nm, $T = 20$ K, $J_0 = 2,5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$, LP polarizace sondovacího svazku ve směru $[0, -1, 0]$).

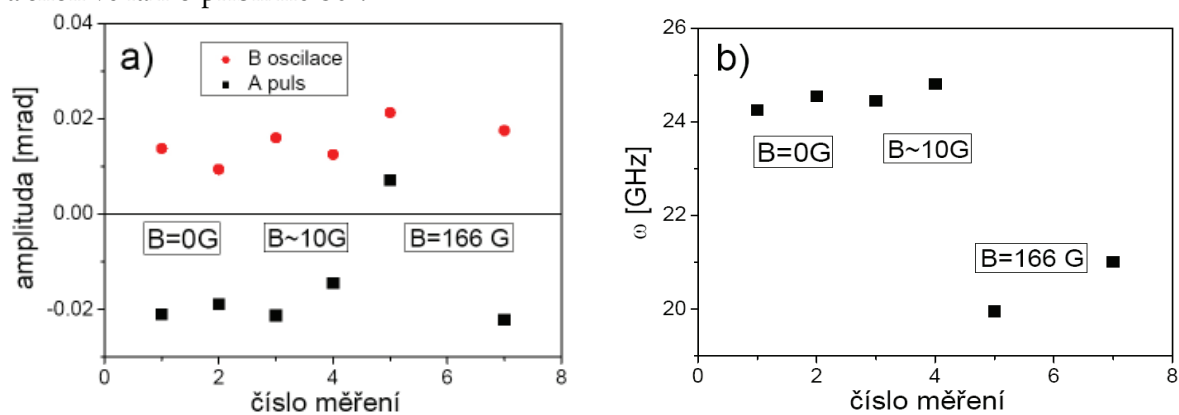


Obr. 6.14: Vliv magnetického pole $B = 166$ G přiloženého v krystalografickém směru $[1,0,0]$ na reprodukovatelnost signálu Kerrov rotace pro vzorek C037#4. Jednotlivé křivky náležejí měření v různé dny za stejných podmínek (a) spinově necitlivá část signálu (b) spinově citlivá část signálu.

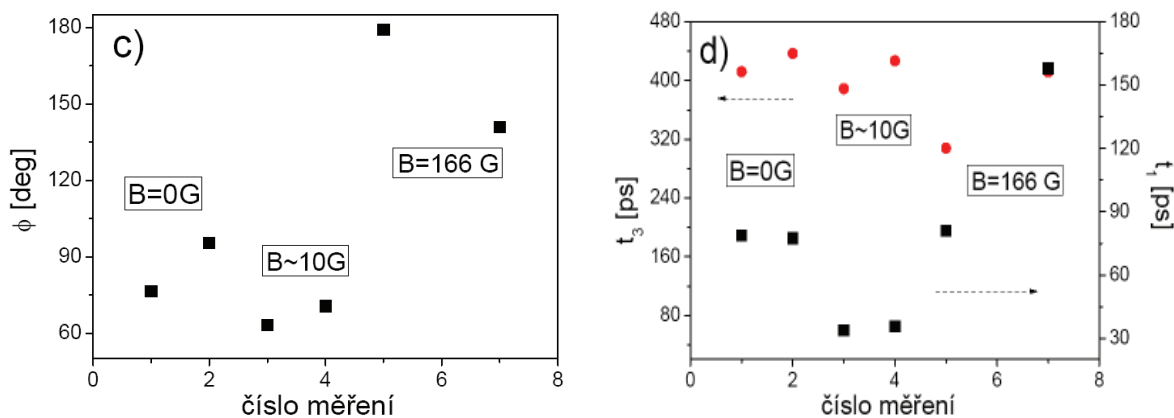
Přítomnost takto silného magnetického pole při chlazení vzorku tedy zajišťuje úplnou reprodukovatelnost pro spinově citlivou složku signálu [obr. 6.14 (b)], narozdíl od měření provedených po ochlazení vzorku bez magnetického pole (nebo s polem $B < B_{\text{koerc}}$, obr. 6.13). Spinově necitlivá složka [obr. 6.14 (a)] však zůstává nadále nereprodukovatelná.

Rozeberme si nyní pečlivěji reprodukovatelnost jednotlivých parametrů popisujících spinově necitlivou složku signálu a jejich ovlivnění magnetickým polem, přiloženým při chlazení. Po proložení křivek v obr. 6.13(a) a 6.14 (a) patřičnou funkcí (6.3) získáváme několik zajímavých závislostí.⁴ Na obr. 6.15 (a) – (d) vidíme jednotlivé parametry v závislosti na pořadí měření. Odsud je zřejmé, že parametry související s oscilacemi (tedy frekvence, fáze, amplituda B a doba tlumení t_3) se poměrně dobře reprodukovají pro dané podmínky experimentu (magnetické pole). Nereprodukovatelnou část signálu tedy tvoří pulsní funkce (parametry t_1 a A), související s výchylkou magnetizace z roviny vzorku.

Za zmínku také stojí, že zatímco amplituda oscilací ani doba jejich tlumení se nemění v závislosti na magnetickém poli přítomném při chlazení, fáze i frekvence ano. Magnetické pole ~ 166 G přítomné při chlazení způsobuje zvýšení úhlové frekvence oscilací o $\sim 4,4$ GHz (zhruba 20 %) a skok ve fázi o přibližně 80° .



⁴ Z analýzy jsou vynechána v pořadí druhá data z obr. 6.14 (červená křivka), neboť z fitu nebylo možné získat věrohodně všechny parametry.



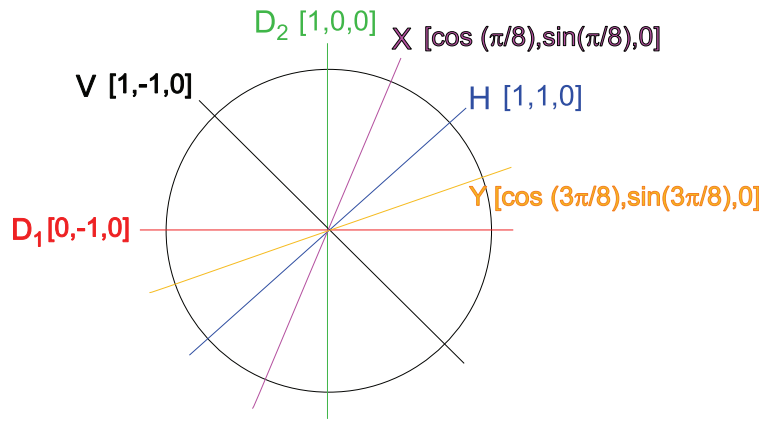
Obr. 6.15: Vybrané výsledky analýzy reprodukovatelnosti spinově necitlivé složky signálu Kerrovy rotace vzorku C037#4 v závislosti na magnetickém poli přítomném během chlazení vzorku.

Problém s reprodukovatelností nebylo možné zcela odstranit. Má proto smysl srovnávat pouze data měřená po jednom zchlazení vzorku. Většina měření, popsaná ve zbytku práce, byla provedena po zchlazení vzorku s magnetickým polem 166 G, aby byla zajištěna reprodukovatelnost alespoň spinově citlivé složky signálu. Výjimku tvoří měření závislosti na polarizaci sondovacího svazku, popsané v následující sekci, neboť během tohoto měření jsme neměli k dispozici patřičný magnet.

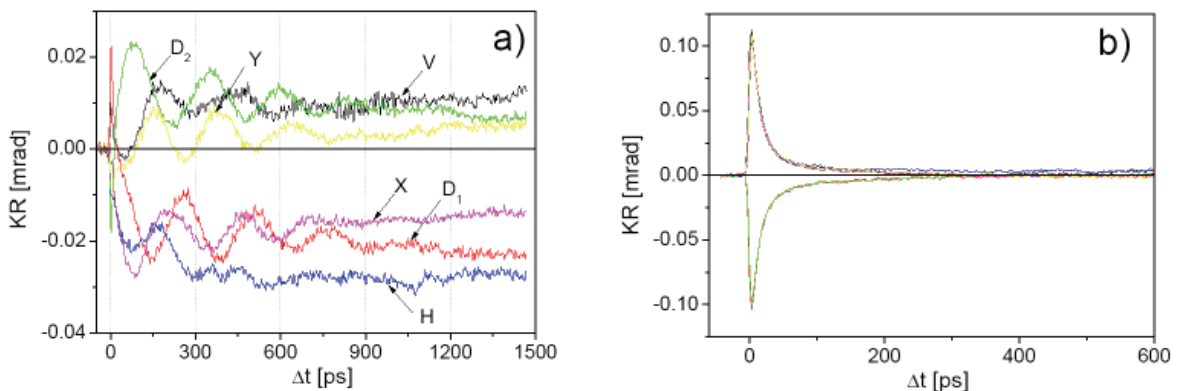
Původ nereprodukovatelnosti měření zatím není znám. Jedno z pravděpodobných vysvětlení spočívá v uvážení pnutí ve vzorku, které vzniká během jeho chlazení v kryostatu. Poloha snadných os magnetizace závisí totiž silně na napětí v mřížce (kap. 1), vzniklé pnutí by proto mohlo měřená data silně ovlivnit. Problém s reprodukovatelností by v tom případě mohl být odstraněn změnou způsobu uchycení vzorku v kryostatu tak, aby byl vliv pnutí během chlazení minimalizován.

6.2.4 Polarizační závislost

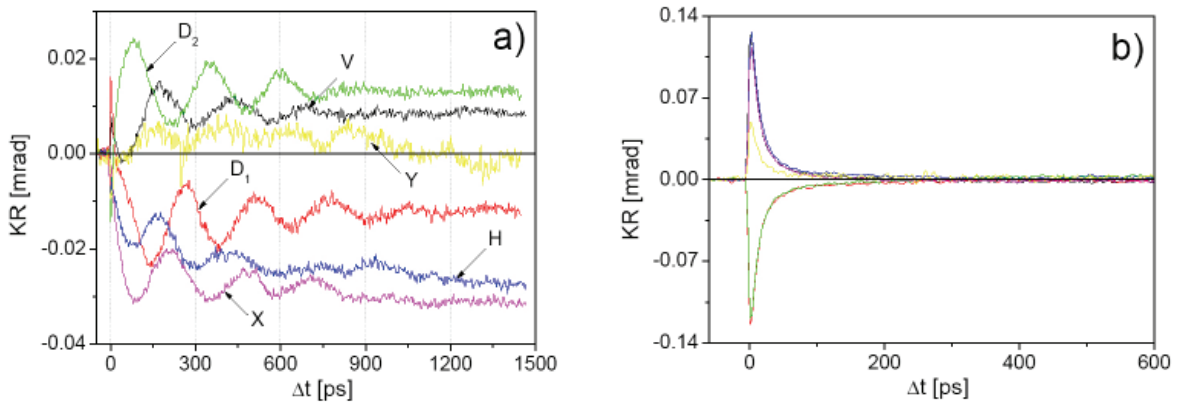
Všechna měření až do této chvíle byla provedena s diagonální polarizací D_1 sondovacího svazku. Orientace směru polarizace sondovacího svazku vůči ose magnetické anizotropie však může také výrazně ovlivnit výsledný signál [např. přes vliv MLD, kap. (3.5)]. Měřili jsme proto závislost signálu Kerrovy rotace pro různé lineární polarizace sondovacího svazku (směr polarizací viz obr. 6.16). Experiment byl proveden za stejných podmínek jako v předchozích sekcích, během chlazení vzorku bylo přiloženo magnetické pole $B \sim 10$ G v krystalografickém směru $[1, -1, 0]$. První série měření byla provedena za přítomnosti tohoto magnetického pole, v druhé sérii jsme pak magnet z aparatury odstranili. Výsledky měření s magnetickým polem jsou zobrazeny v obr. 6.17, bez magnetického pole pak v obr. 6.18. Barevné značení polarizací v těchto obrázcích odpovídá obr. 6.16.



Obr. 6.16: Orientace rovin lineární polarizace vůči krystalografickým osám použitého vzorku C037#4. D_1 a D_2 značí lineární diagonální polarizace, H a V potom horizontální (p), resp. vertikální (s). Polarizace X, Y jsou zvoleny tak, aby svou orientací směřovaly mezi D_2 a H, resp. D_1 a H.



Obr. 6.17: Vliv polarizace excitačního svazku na signál Kerroy rotace vzorku C037#4. Měřeno s magnetickým pole $B \sim 10$ G orientovaném ve směru $[1,-1,0]$ (V) (a) spinově necitlivá část signálu (b) spinově citlivá část signálu.



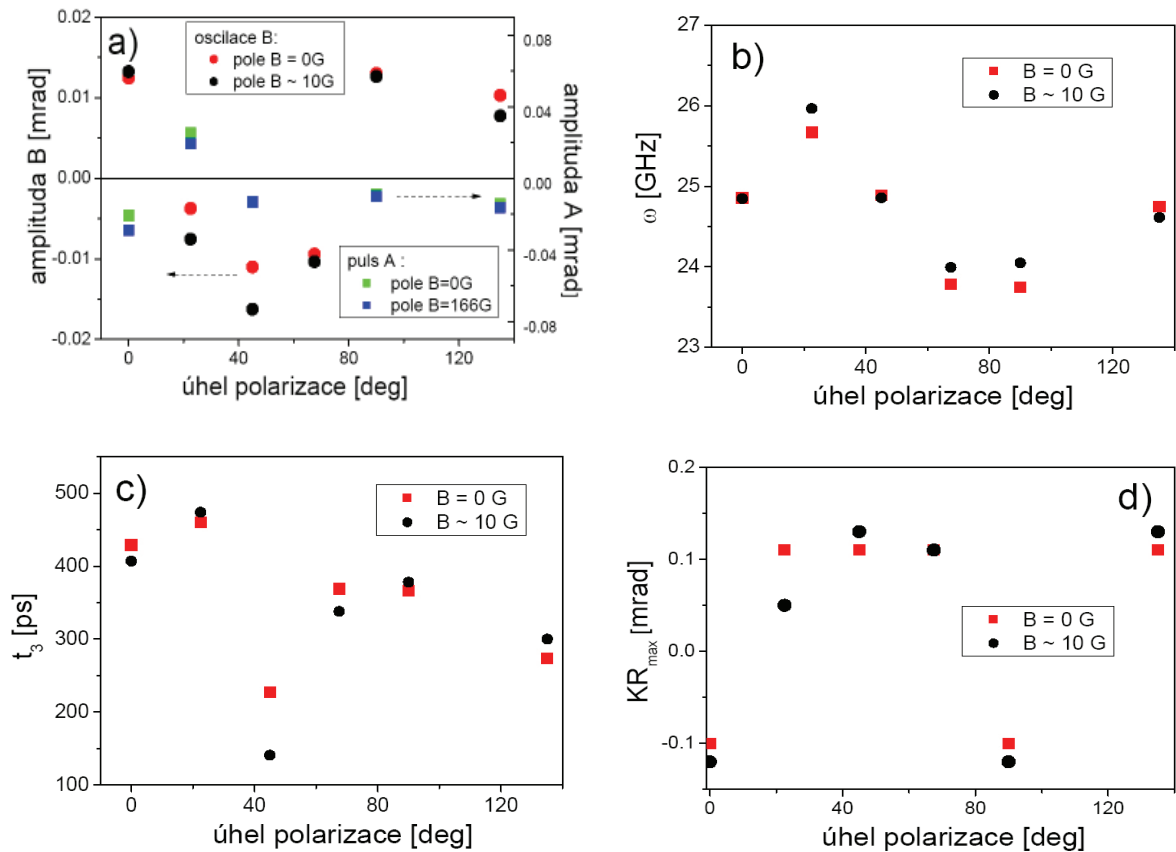
Obr. 6.18: Vliv polarizace excitačního svazku na signál Kerroy rotace vzorku C037#4. Měřeno bez magnetického pole (a) spinově necitlivá část signálu (b) spinově citlivá část signálu.

Z těchto obrázků je patrné, že tvar ani velikost spinově citlivé složky signálu se pro různé polarizace sondovacího svazku nemění,⁵ liší se pouze ve znaménku [obr. 6.19 (d)]. Pro diagonální polarizace D_1 a D_2 je znaménko opačné než pro ostatní LP. Odlišný tvar křivky pro polarizaci Y v obr. 6.18 (b) je zřejmě způsoben špatným vyvážením můstku během experimentu.

Naopak spinově necitlivá složka je silně závislá na orientaci roviny polarizace sondovacího svazku vůči krystalografickým osám, jak ukazují obr. 6.17 (a) a 6.18 (a). Po podrobnější analýze

⁵ Data jsou již korigována na změnu znaménka vlivem detekčního systému, popsán v kap. 3.4.

[obr. 6.19 (a)-(c)] bylo zjištěno, že obecně žádný z parametrů nezávisí výrazněji na přiloženém magnetickém poli $B \sim 10$ G. Některé parametry související s oscilacemi, jako frekvence či doba tlumení t_3 , jsou zřejmě nezávislé na polarizaci sondovacího svazku. [Doba t_3 pro H polarizaci sondování (úhel 45°) je, vzhledem k povaze toho signálu, určena s velkou chybou (zejména z dat v obr. 6.17)]. Na polarizaci však závisí obecně složitě obě amplitudy A, B, přičemž amplituda pulsu je ovlivněna polarizací sondovacího svazku výrazněji. U ostatních parametrů fitu byla zjištěna komplikovaná závislost a přesnější určení tendencí bude vyžadovat další detailnější měření.

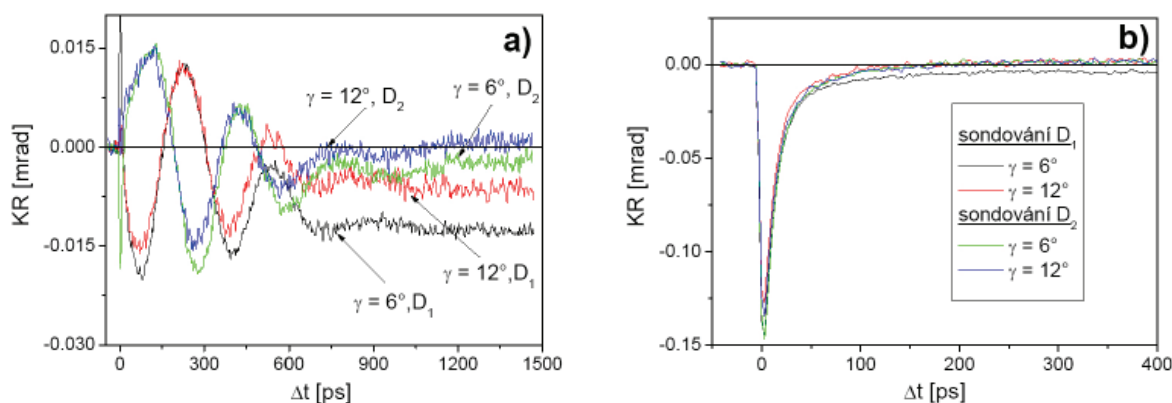


Obr. 6.19: Vybrané výsledky analýzy závislosti signálu Kerroy rotace vzorku C037#4 na lineární polarizaci sondovacího svazku (a) – (c) parametry spinově necitlivé složky signálu (d) parametr spinově citlivé složky signálu.

Toto měření polarizační závislosti je poslední experiment, při kterém bylo během chlazení přiloženo slabé magnetické pole ~ 10 G. Všechna další měření (od úhlové závislosti dále) jsou provedena po zchlazení za přítomnosti magnetického pole $B = 166$ G v krystalografickém směru $[1,0,0]$. Během samotného měření je magnet vždy odstraněn.

6.2.5 Úhlová závislost

Poté co jsme zjistili závislost polarizace sondování na detekovaný signál Kerroy rotace, ověřovali jsme též možnost ovlivnění výsledného signálu natočením roviny vzorku vůči dopadajícím svazkům. Výsledky měření jsou zobrazeny v obr. 6.20. Úhel γ je definován jako úhel dopadu excitačního svazku na vzorek (jako v kap. 5.2). Konkrétně jsme provedli test při natočení, které je použito v předchozích měřeních ($\gamma = 6^\circ$) a při největším natočení vzorku, jakého jsme schopni v naší geometrii experimentu dosáhnout ($\gamma = 12^\circ$).

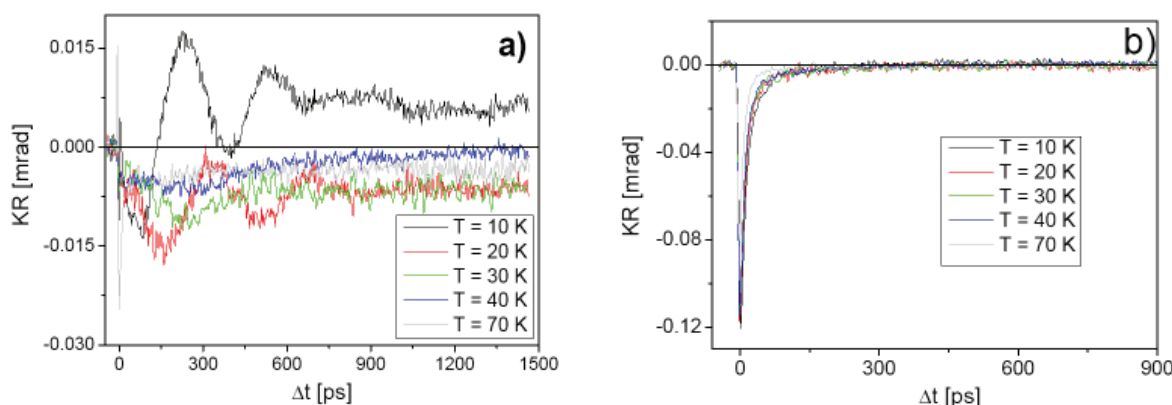


Obr. 6.20: Úhlová závislost signálu Kerroy rotace vzorku C037#4. $\lambda = 805$ nm, $J = 2,5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$, LP polarizace sondovacího svazku ve směru $[0,-1,0]$ (D_1) a ve směru $[1,0,0]$ (D_2) (a) spinově necitlivá část signálu (b) spinově citlivá část signálu.

Odsud je patrné, že ani jedna složka signálu nezávisí výrazným způsobem na úhlu dopadu excitačního svazku. Tento parametr ponecháváme během všech dalších měření neměnný ($\gamma = 6^\circ$).

6.2.6 Teplotní závislost

Vzhledem k tomu, že jsme některé složky signálu Kerroy rotace v (Ga,Mn)As přisoudili vlivu fotoexcitovaných nosičů na vnitřní magnetické pole ve feromagnetu, které je silně teplotně závislé, je na místě zkoumat také teplotní závislost tohoto signálu. Výsledky měření jsou v obr. 6.21.

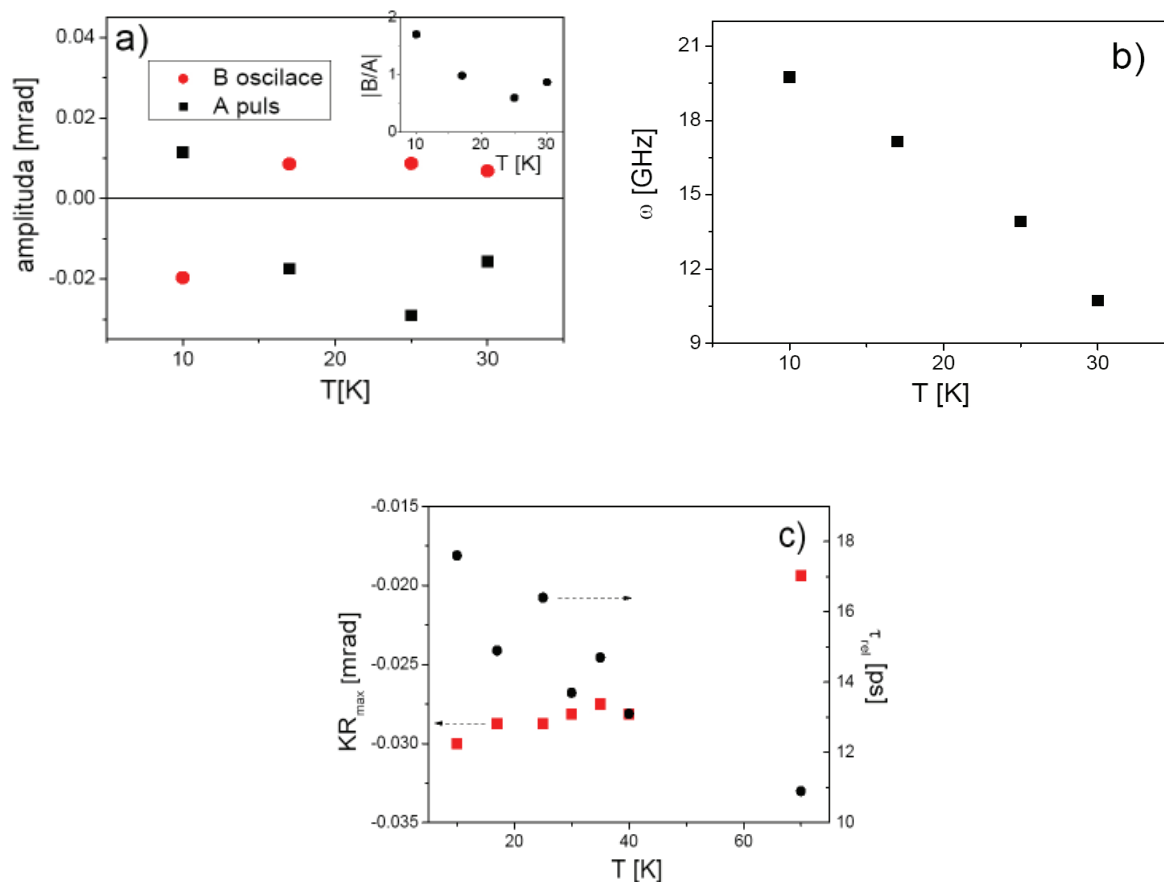


Obr. 6.21: Teplotní závislost signálu Kerroy rotace vzorku C037#4. $\lambda = 805$ nm, $J = 2,5$ $\mu\text{J}/\text{cm}^2$, LP polarizace sondovacího svazku ve směru $[0,-1,0]$ (a) spinově necitlivá část signálu, (b) spinově citlivá část signálu.

Změna teploty má značný vliv především na spinově nezávislou složku [obr. 6.21 (a)]. Pro $T < T_C$ tato složka souvisí s feromagnetickými vlastnostmi (Ga,Mn)As a objevují se výše popsané jevy (výchylka směru magnetizace z roviny vzorku zároveň s precesním pohybem). Pro $T > T_C$ (Ga,Mn)As přechází do paramagnetického stavu a spinově nezávislá složka signálu souvisí pouze s lokálním magnetickým polem. Oscilace i výchylka magnetizace doznívající na dlouhých časových škálách tedy mizí. Z analýzy signálů měřených při $T < 40$ K (pro vyšší teploty již nelze naší modelovou funkci použít) získáváme dvě důležité závislosti: s teplotou monotónně klesá frekvence oscilací [obr. 6.22 (b)] a klesají také obě amplitudy (A , B) [obr. 6.22 (a)]. Přitom amplituda oscilací B klesá s teplotou rychleji než amplituda pulsní funkce A . Výchylku z roviny vzorku tedy můžeme pozorovat ještě při teplotách, kde oscilace již vymizí ($T > 30$ K). Ohledně

ostatních parametrů popisujících tuto složku signálu nelze učinit jednoznačné závěry a bude třeba dalších měření.

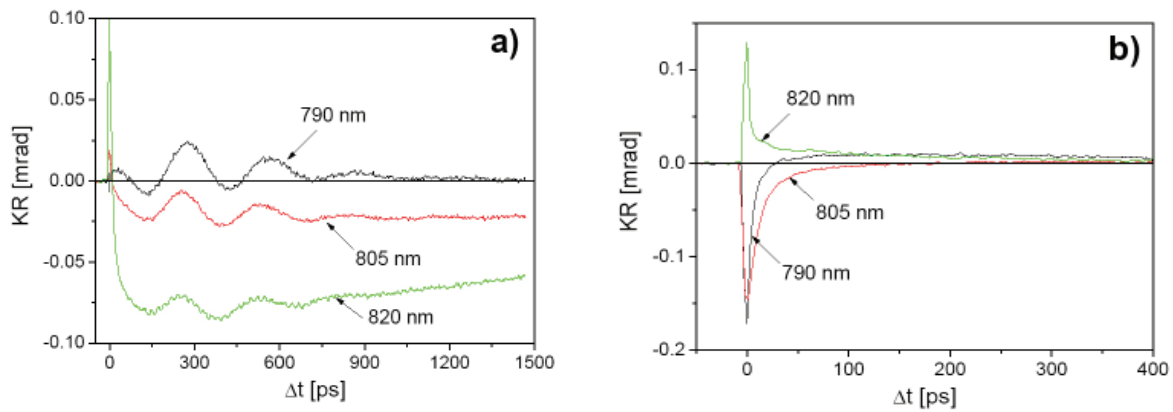
Spinově citlivá složka signálu [obr. 6.21 (b)], která kromě vlivu nosičů na magnetizaci feromagnetu obsahuje také část související pouze s přítomností spinově polarizovaných nosičů náboje, je ovlivněna teplotními změnami méně než spinově necitlivá složka. Pro $T < T_C$ (~ 60 K) sledujeme pokles doby τ_r s rostoucí teplotou, zatímco velikost signálu KR_{\max} zůstává prakticky nezměněna. Pro $T > T_C$ dochází k výraznější změně KR_{\max} , τ_r nadále klesá [obr. 6.22 (c)].



Obr. 6.22: Vybrané výsledky analýzy teplotní závislosti signálu Kerrovy rotace vzorku C037#4. (a) – (b) parametry spinově necitlivé složky signálu (c) parametry spinově citlivé složky signálu.

6.2.7 Závislost na vlnové délce

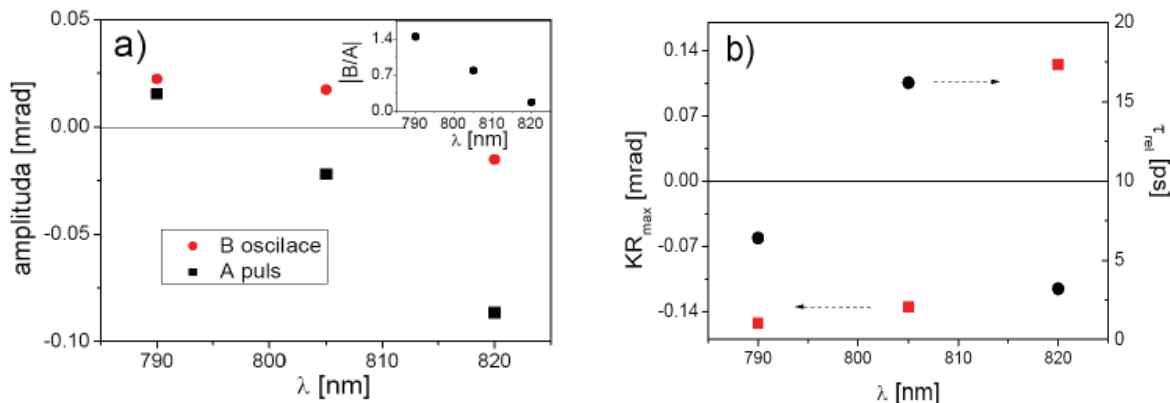
V kapitole věnující se diferenciální reflektivě (kap. 2.3) jsme diskutovali problémy spojené s měřením spektrálních závislostí v reflexní geometrii. Na stejné obtíže narážíme i při použití metody TRKR. Signál TRKR závisí obecně složitě na vlnové délce [30] a degenerovaná metoda TRKR, kterou v našem experimentu užíváme, není k takovému měření příliš vhodná (kap. 2.1). Vlnová délka navíc není jediný parametr, který se v tomto experimentu mění, neboť se změnou vlnové délky dochází také ke změně absorpčního koeficientu a tedy počtu fotoexcitovaných nosičů. Za těchto okolností jsme provedli pouze rychlý test, jehož výsledky jsou zobrazeny na obr. 6.23.



Obr. 6.23: Spektrální závislost signálu Kerroy rotace vzorku C037#4, $T = 20\text{ K}$, $J = 2,5\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$, LP polarizace sondovacího svazku ve směru $[0,-1,0]$ (a) spinově necitlivá část signálu (b) spinově citlivá část signálu.

Ohledně parametrů popisujících spinově necitlivou složku jsme po provedení patřičných fitů a uvážení vlivu intenzitní závislosti došli k tomuto závěru: s vlnovou délkou se pravděpodobně nemění frekvence oscilací a jejich amplituda B , zatímco amplituda pulsní funkce A je silně spektrálně závislá. Tento fakt demonstruje obr. 6.24 (a). O ostatních parametrech nelze vzhledem k malému počtu měření s určitostí nic říci.

U spinově citlivé složky pozorujeme odlišné znaménko signálu při vlnových délkách, které odpovídají energiím $h\nu < E_g$, oproti signálu na vlnových délkách, kde $h\nu > E_g$. Parametr τ_{rel} má při excitaci vlnovými délkami blízko zakázaného pásu své maximum [obr. 6.24 (a)].



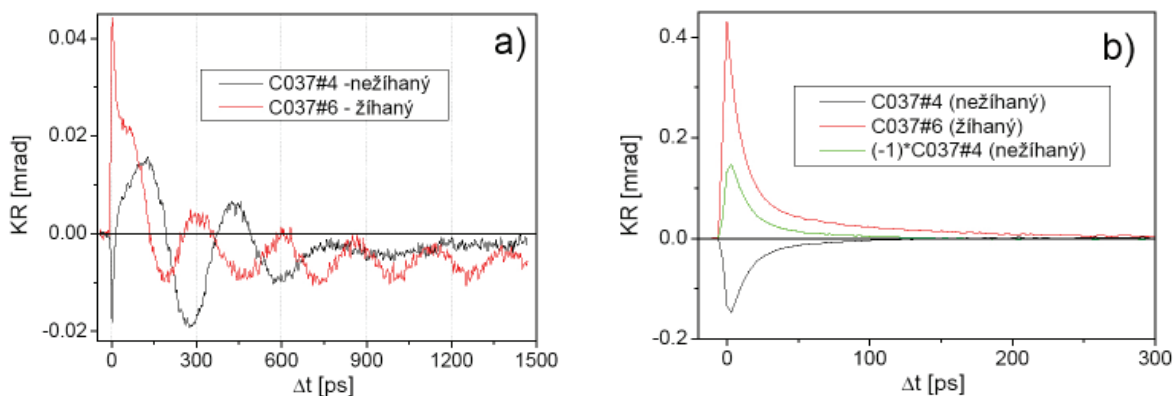
Obr. 6.24: Vybrané výsledky analýzy spektrální závislosti signálu Kerroy rotace vzorku C037#4. (a) parametry spinově necitlivé složky signálu (b) parametry spinově citlivé složky signálu.

6.3 Srovnání žíhaného a nežíhaného vzorku

Všechna měření v předchozí sekci (kap. 6.2) byla provedena na nežíhaném vzorku (C037#4). Pro žíhaný vzorek lze očekávat odlišnou charakteristiku signálu Kerroy rotace, neboť žíhání výrazným způsobem ovlivňuje množství kompenzujících defektů v (Ga,Mn)As a mění tedy jak jeho feromagnetické vlastnosti (kap. 1.2), tak i dynamiku spinově polarizovaných nosičů (kap. 5).

Na obr. 6.25 je ukázáno porovnání signálu Kerroy rotace pro oba vzorky. Měření je v obou případech provedeno s diagonální LP sondovacího svazku ve směru $[1,0,0]$, při teplotě 20 K a $J = 2,5\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Nežíhaný vzorek byl opět měřen na vlnové délce $\lambda = 805\text{ nm}$. Pro žíhaný vzorek jsme zvolili vlnovou délku $\lambda = 812\text{ nm}$, jelikož na $\lambda = 805\text{ nm}$ jsme nedetekovali dostatečně silný

signál. Zřejmě se jedná o vlnovou délku energeticky příliš blízkou šířce zakázaného pásu, která se v jednotlivých vzorcích liší.



Obr. 6.25: Srovnání signálu Kerrovy rotace vzorku C037#4 ($\lambda = 805$ nm) a C037#6 ($\lambda = 812$ nm). $T = 20$ K, $J = 2,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, LP polarizace sondovacího svazku ve směru $[1,0,0]$ (a) spinově necitlivá část signálu, (b) spinově citlivá část signálu.

Z obr. 6.25 jsou patrné výrazné změny v obou složkách signálu. Ve spinově necitlivé části signálu [obr. 6.25 (a)] jsme po důkladnější analýze zjistili zvýšení úhlové frekvence oscilací ω vlivem žíhání (25 GHz oproti 21 GHz v nežíhaném vzorku), zároveň s prodloužením doby tlumení oscilací t_3 (~ 600 ps oproti ~ 400 ps v nežíhaném vzorku). Ohledně ostatních parametrů však nelze učinit přesné závěry. V žíhaném vzorku by bylo třeba měření na delší časové škále, aby bylo pomocí fitu možné dostatečně věrohodně určit parametry týkající pulsni funkce.

Také spinově citlivá složka je žíháním výrazně ovlivněna. U žíhaného vzorku dochází ke změně znaménka signálu KR. Velikost signálu se zvětšuje ($KR_{\text{max}} \sim 0,43$ mrad, v nežíhaném $KR_{\text{max}} \sim -0,14$ mrad) a zároveň doznívá pomaleji ($\tau_{\text{rel}} \sim 19$ ps, v nežíhaném $\tau_{\text{rel}} \sim 3$ ps).

Vzhledem k tomu, že jsou měření provedena v materiálech s jiným absorpčním koeficientem a na odlišných vlnových délkách, nelze však různé parametry signálu detailněji srovnávat.

6.4 Shrnutí výsledků a diskuse

V této kapitole jsme studovali metodou TRKR dynamiku magnetizace a spinové populace na vzorcích feromagnetického polovodiče (Ga, Mn)As. Z úvodního srovnání signálu u materiálů v různém magnetickém stavu jsme zjistili u feromagnetického (Ga,Mn)As přítomnost složky signálu, která nezávisí na kruhové polarizaci excitačního svazku (tedy ani na spinové polarizaci nosičů). Souvisí tedy pouze s počtem fotoexcitovaných nosičů, které následně ovlivňují feromagnetický stav (Ga,Mn)As (diamagnetickém GaAs není přítomna). Oddělíme-li ji od zbývajících signálu průměrem přes obě kruhové polarizace excitačního svazku [obr. 6.8 (a)], vidíme, že právě tato složka signálu vykazuje oscilující chování pozorované v naměřených datech (obr. 6.4). V [41], [42] je navržena jako původ oscilací změna v magnetické anizotropii způsobená fotoexcitací. Při $T \sim 20$ je vliv obou druhů anizotropie (tedy jednoosé a magnetokrystalické, kap. 1.2) přibližně stejný. Po zvýšení koncentrace volných děr fotoexcitací dochází k zesílení vlivu jednoosé anizotropie, což má za následek vychýlení rovnovážného směru magnetizace z roviny vzorku a následný precesní pohyb, tlumený úbytkem nerovnovážené populace děr.

Kromě spinově necitlivé složky je v signálu přítomna také složka závislá na spinové polarizaci nosičů, kterou získáme jako rozdílový průměr signálů s opačnou kruhovou polarizací excitačního svazku. Také tato složka obsahuje část související se změnou vnitřní magnetizace feromagnetu, neboť doznívá na časové škále delší než je doba života fotoexcitovaných nosičů [Obr. 6.8.(b)].

V další části experimentu jsme se zaměřili na zkoumání vlivu jednotlivých parametrů experimentu na signál Kerrovy rotace nežíhaného vzorku (Ga,Mn)As. Pro názornost jsme analyzovali každou složku změřeného signálu (tedy spinově citlivou i necitlivou) samostatně. Pro popis spinově citlivé složky byly použity stejné parametry jako pro analýzu signálu TRR (relativní doba života a velikost signálu v maximu). Spinově necitlivou složku jsme charakterizovali pomocí modelu, který v sobě zahrnuje vychýlení magnetizace z roviny vzorku zároveň s jejím otáčením [rovnice (6.3)]. Z fitu pomocí (6.3) pak získáváme jednotlivé parametry popisující precesní pohyb magnetizace i její výchylku. Na základě této analýzy jsme dospěli k několika důležitým závěrům, především v souvislosti se spinově necitlivou částí signálu.

Obecně lze říci, že se změnou podmínek experimentu se výrazněji mění parametry popisující vychýlení magnetizace z roviny vzorku. Tyto parametry se také ukázaly být nereprodukovatelné při ohřátí a opětovném zchlazení vzorku. Možným důvodem této nereprodukovatelnosti je změna pnutí ve vzorku, které má vliv na magnetickou anizotropii a tedy i výsledný směr magnetizace (kap. 1). Jinou možností je nereprodukovatelnost uspořádání magnetických domén během přechodu do feromagnetického stavu. Naopak parametry související s oscilacemi se dobře reprodukují.

Shrňme si nyní v několika bodech základní výsledky provedené analýzy spinově necitlivé složky signálu v závislosti na podmínkách experimentu.

- S rostoucí intenzitou excitačního svazku monotónně klesá frekvence oscilací, zároveň roste jejich amplituda. Tento efekt je přirozený, neboť dochází ke generaci větší koncentrace děr, což má přirozeně za následek větší výchylky směru magnetizace. Tento výsledek se také shoduje s výsledky měření v [41], které byly publikovány v průběhu psaní této práce.
- Amplituda oscilací B i jejich frekvence klesá s rostoucí teplotou (což je ve shodě s obr. 2 ve [41]). Změna amplitudy je důsledkem teplotní závislosti feromagnetizmu, oscilace zcela mizí pro $T \sim 30$ K. Spolu s amplitudou oscilací klesá také velikost vychýlení magnetizace A , přičemž amplituda A klesá s teplotou pomaleji než amplituda B . Výchylka magnetizace z roviny vzorku je tedy v signálu patrná i pro teploty, při nichž už žádné oscilace nedetekujeme ($T > 40$ K).
- S vlnovou délkou se mění amplituda vychýlení magnetizace, zatímco amplituda oscilací zůstává přibližně zachována.
- S přiloženým magnetickým polem B (166 G) $> B_{\text{koerc}}$ během chlazení dochází k výraznému poklesu frekvence oscilací (zhruba o 20 %) a zároveň se mění fáze oscilací (o 80°). Ostatní parametry se zachovávají.
- Doba tlumení oscilací t_3 nezávisí na žádném z parametrů experimentu a lze ji považovat za konstantu pro daný vzorek.

Spinově citlivá složka nevykazuje tak silnou závislost na jednotlivých parametrech. S rostoucí intenzitou excitace se zrychluje její doznívání, zatímco velikost zůstává stejná. S rostoucí teplotou naopak rychlost doznívání klesá a velikost signálu se skokově mění po překročení T_c (zhruba o 40 %).

Dále jsme provedli měření, ve kterém jsme srovnali vlastnosti žíhaného vzorku s nežíhaným. Vzhledem k tomu, že měření probíhala na jiné vlnové délce, nelze všechny parametry dostatečně

věrohodně porovnávat. S jistotou však lze určit změnu doby tlumení oscilací, která je v žíhaném vzorku výrazně delší (~ 600 ps, oproti ~ 400 ps v nežíhaném vzorku), což také potvrzuje, že se jedná o parametr konstantní pro daný vzorek. Jedno z možných vysvětlení pomalejšího tlumení je přítomnost menšího počtu defektů v žíhaném vzorku (zejména intersticiální Mn_i působící jako donory), což má za následek pomalejší zachycování volných děr a tedy doznívání nerovnovážné změny magnetizace vyvolané právě volnými dírami. Zároveň se v žíhaném vzorku zvětšuje frekvence oscilací (25 GHz oproti 21 GHz v nežíhaném vzorku), viz obr. 6.15 (b).

Frekvence oscilací pozorovaná v našem měření se velmi dobře shoduje s frekvencí publikovanou v [41] a [42] (viz např. obr. 3 v [42]). Obdobná frekvence oscilací byla získána nezávisle také metodou feromagnetické rezonance (FMR, viz [12]), což napovídá, že tyto oscilace způsobuje kolektivní precesní pohyb feromagneticky vázaných spinů Mn iontů. Nicméně pro detailnější porozumění dané problematice bude třeba podrobnějšího rozboru získaných výsledků a také provedení některých doplňkových měření.

6.5 Závěr

V této části práce jsme studovali metodou časově rozlišené Kerrovy rotace dynamiku nosičů náboje společně s dynamikou magnetizace v žíhaném (C037#6) a nežíhaném (C037#4) vzorku feromagnetického polovodiče (Ga,Mn)As. V signálu Kerrovy rotace jsme u feromagnetických vzorků identifikovali složku nezávislou na polarizaci excitačního svazku, která však silně závisí na jeho intenzitě a tedy na počtu fotoexcitovaných nosičů. Z námi naměřených dat vyplývá, že vlivem této změny koncentrace nosičů (pravděpodobně především děr) dochází k vychýlení magnetizace z roviny vzorku zároveň s jejím otáčením kolem okamžité rovnovážné polohy (a to i bez přiloženého vnějšího pole). Frekvence pozorovaných oscilací se v závislosti na parametrech měření pohybuje mezi 10 – 28 GHz, což odpovídá hodnotám frekvence pozorovaným v [41]. Oscilace jsou dále exponenciálně tlumené v čase, přičemž v nežíhaném vzorku je konstanta tlumení ~ 400 ps a v žíhaném vzorku zhruba ~ 600 ps. Vychýlení magnetizace z roviny vzorku je ve většině případů dobře charakterizováno dobou náběhu (1 – 200 ps) a dobou návratu do rovnovážné polohy (stovky ps až jednotky ns). Signál Kerrovy rotace obsahuje také složku citlivou na polarizaci excitačního svazku. Projevují se v ní příspěvek od spinové polarizace fotoexcitovaných nosičů, stejně jako od magnetizace ovlivněné spinovou polarizací. Tato složka doznívá s efektivní časovou konstantou až do 200 ps.

Dále jsme se zaměřili na zkoumání závislosti obou složek signálu na různých parametrech experimentu (intenzitě, vlnové délce, teplotě, magnetickém poli během chlazení, polarizaci sondovacího svazku a úhlu) a zjistili jsme několik zajímavých systematických závislostí. K jejich interpretaci však bude třeba dalšího rozboru a doplnění měření, neboť se zatím jedná pouze o první předběžné výsledky. Každopádně již nyní je možné říci, že časově rozlišená Kerrova rotace je velice vhodná experimentální technika pro studium světlem vyvolané změny magnetizace ve feromagnetických vzorcích.

7. SHRNUTÍ

Tato práce byla zaměřena na studium dynamiky fotoexcitovaných nosičů náboje a na zkoumání laserem vyvolané změny magnetizace ve vzorcích feromagnetického polovodiče (Ga,Mn)As. K tomu bylo využito dvou metod ultrarychlé laserové spektroskopie – časově rozlišené diferenciální reflektivity a časově rozlišené Kerrovy rotace. Během řešení této diplomové práce byla realizována stavba experimentálního uspořádání, které nám umožňuje zaznamenávat signály z obou metod současně, což má značný význam při porovnávání obou těchto dynamik.

Pomocí časově rozlišené diferenciální reflektivity bylo zjištěno rychlejší doznívání spinově necitlivé dynamiky elektronů v (Ga,Mn)As než v GaAs, což bylo interpretováno jako vliv defektů v (Ga,Mn)As vzniklých během nízkoteplotního růstu. Doznívání spinové polarizace elektronů je (Ga,Mn)As za pokojové teploty také rychlejší v než v GaAs, což lze přisoudit rozptylu elektronů na magnetických iontech. Při snížení teploty pod Curieovu teplotu nedochází k výrazné změně spinově závislé dynamiky elektronů. To vypovídá o relativní necitlivosti příčného spinově relaxačního mechanismu na magnetické uspořádání v materiálu.

V signálu Kerrovy rotace bylo zjištěno několik komponent, přičemž nejzajímavější je pravděpodobně složka závisící jen na počtu fotoexcitovaných nosičů, která je přítomna pouze ve feromagnetickém materiálu. Tato složka jasně dokazuje možnost ovlivnění magnetického stavu polovodiče změnou koncentrace děr, což je vlastnost, které v běžně užívaných v kovech nelze dosáhnout a je proto požadována od magnetických polovodičů. Tato složka vykazuje oscilující charakter, který byl přisouzen kolektivním oscilacím feromagneticky vázaných Mn spinů. Tyto oscilace je možné ovlivňovat změnou podmínek excitace nosičů.

Výzkum feromagnetických polovodičů je na našem pracovišti teprve v počátcích. V této práci jsou tedy publikovány první předběžné experimentální výsledky, které budou vyžadovat detailnější teoretický rozbor.

LITERATURA

- [1] Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.: *Spintronics: Fundamentals and applications*, Reviews of Modern Physics **76**, 0034-6861 (2004)
- [2] Sprinzl D.: *Dynamika spinů v polovodičových nanostrukturách*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2004
- [3] Koopmans B., van Kampen M., Kohlhepp T. J., de Jonge W. J. M.: *Ultrafast Magneto-Optics in Nickel: Magnetism or Optics*, Phys. Rev. Lett. **85**, 844-847 (2000)
- [4] Kampfrath T., Ulbrich R. G., Leuenerberger F., Münzberg M., Sass B., Felsch W.: *Ultrafast magneto-optical response of iron thin films*, Phys. Rev. B **65**, 104429 (2002)
- [5] Guidoni L., Beaurepaire E., Bigot J.-Y.: *Magneto-optics in the Ultrafast Regime: Thermalization of Spin Populations in Ferromagnetic Films*, Phys. Rev. Lett. **89**, 017401 (2002)
- [6] Samarth, N.: *An Introduction to Semiconductor Spintronics*, Solid State Physics **58**, 1-72, Elsevier Academic Press (2004)
- [7] Jungwirth T., Sinova J., Mašek J., Kučera J., MacDonald A. H.: *Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors*, Reviews of Modern Physics **78**, 809-864 (2006)
- [8] Wang J. et al: *Ultrafast magneto-optics in ferromagnetic III-V semiconductors*, J.Phys.: Condens. Matter **18**, R501-R530 (2006)
- [9] Baumberg J. J. et al, N. Samarth, H. Luo et al: *Ultrafast Faraday spectroscopy in magnetic semiconductor quantum structures*, Phys. Rev. B **50**, 7689-7700 (1994)
- [10] Koopmans B. et al: *Time-resolved magnetization modulation spectroscopy: A new probe of ultrafast spin dynamics*, J. Appl. Phys. **85**, 6763-6769 (1999)
- [11] Koopmans B., van Kampen M., de Jonge W. J. M.: *Experimental access to femtosecond spin dynamics*, J. Phys.: Condens. Matter **15**, S723-S736 (2003)
- [12] Liu X., Furdyna J. K.: *Ferromagnetic resonance in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ dilute magnetic semiconductors*, J. Phys.: Condens. Matter **18**, R245-R279 (2006)
- [13] Sinova J., Jungwirth T., Černe J.: *Magneto-transport and magneto-optical properties of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors: A Review*, International Journal of Modern Physics B **18**, 1083-1118 (2004)
- [14] Koopmans B., de Jonge W. J. M.: *Ultrafast spin dynamics in magnetic semiconductor quantum wells studied by magnetization modulation spectroscopy*, Appl. Phys. B **68**, 525-530 (1999)
- [15] Crooker S. C., Awschalom D. D., Samarth N.: *Time-Resolved Faraday Rotation Spectroscopy of Spin Dynamics in Digital Magnetic Heterostructures*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics **1**, 1082-1092 (1995)
- [16] MacDonald A. H. , Schiffer P., Samarth N.: *Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga,Mn)As*, Nature Materials **4**, 195-201 (2005)
- [17] Oiwa A., Mitsumori Y., Moriya R., Słupinski T., Munekata H.: *Effect of Optical Spin Injection on Ferromagnetically Coupled Mn Spins in the III-V Magnetic Alloy Semiconductor (Ga,Mn)As.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 137202 (2002)
- [18] Zhou X. Q., van Driel H. M., Rühle W. W., Gogolak Z., Ploog K.: *Femtosecond carrier kinetics in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **61**, 3020-3022 (1992)
- [19] Stellmacher M., Nagle J., Lampin J. F., Santoro P, Vaneecloo J., Alexandrou A.: *Dependence of carrier lifetime on acceptor concentration in GaAs grown at low-temperature under different growth and annealing conditions*, J. Appl. Phys. **88**, 6026-6031 (2000)
- [20] Adelman C., Lou X., Strand J., Palmstrøm C. J., Crowell P. A.: *Spin injection and relaxation in ferromagnet-semiconductor heterostructures*, Phys. Rev. B **71**, 121301 (2005)
- [21] Nahálková P.: *Ultrarychlá dynamika nosičů náboje v nanokrystalech CdS, CdSe*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2003

- [22] Němec P., Nahálková P., Sprinzl D., Malý P.: *Polovodičová spintronika a časově rozlišená laserová spektroskopie*, Čs. čas. fyz. **55**, 171–180 (2005)
- [23] Abe H. et al: *Characterization of Crystallinity in Low-Temperature-Grown GaAs layers by Raman Scattering and Time-Resolved Photoreflectance Measurements*, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, Part 1, 5955-5963 (1996)
- [24] Zvezdin A. K., Kotov V. A.: *Moderen Magnetooptics and Magneto-optical Materials*, Institute of Physics, Bristol/Philadelphia (1997)
- [25] Kimel A. V. et al: *Observation of Giant Magnetic Linear Dichroism in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. **94**, 227203 (2005)
- [26] Minář J.: *Modulace polarizace světelné vlny pomocí fotoelastického modulátoru*, studentský projekt, MFF UK, Praha 2003
- [27] Kunc J.: *Dynaminka nosičů náboje v CdTe*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2006
- [28] Dintsbier M.: *Femtosecond spectroscopy of excited state relaxation in light harvesting complexes of green photosynthetic bacteria*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2005
- [29] Gupta J. A.: *Coherence and Manipulation of Spin States in Semiconductor Nanostructures*, dizertační práce, University of California, Santa Barbara, 2002
- [30] Kimel A. V., Bentivegna F., Gridnev V. N., Pavlov V. V., Pisarev R. V., Rasing Th.: *Room temperature ultrafast carrier and spin dynamics in GaAs probed by photoinduced magneto-optical Kerr effect*, Phys. Rev. B **63**, 235201 (2001)
- [31] Kojima E., Shimano E., Hashimoto Y., Katsumoto S., Iye Y., Kuwata-Gonokami M.: *Observation of the spin-charge thermal isolation of ferromagnetic $Ga_{0.94}Mn_{0.06}As$ by time-resolved magneto-optical measurements*, Phys. Rev. B **68**, 193202 (2003)
- [32] Bigot J.-Y., Guidoni L., Beaupairie E., Seata P. N.: *Femtosecond Spectrotemporal Magneto-Optics*, Phys. Rev. Lett. **93**, 077401 (2004)
- [33] Mgr. Kamil Olejník – ústní sdělení
- [34] Mgr. Vratislav Kolinský – ústní sdělení
- [35] Lee Y. H. et al: *Room-Temperature Optical Nonlinearities in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2446-2449 (1986)
- [36] Kim S., Oh E., Lee J. U., Kim D. S., Lee S., Furdyna J. K.: *Effect of point defect and Mn concentration in time-resolved differential reflection in GaMnAs*, Appl. Phys. Lett. **88**, 262101 (2006)
- [37] Janz S., Akano U. G., Mitchell I.: *Nonlinear optical response of As⁺-ion implanted GaAs studied using time resolved reflectivity*, Appl. Phys. Lett. **68**, 3287-3289 (1996)
- [38] Kim S., Oh E., Lee J. U., Kim D. S., Lee S., Furdyna J. K.: *Time-resolved differential reflection measurements on GaMnAs grown by molecular beam epitaxy*, Phys. Stat. Sol. C **2**, 3141-3144 (2005)
- [39] Poggio M., Myers R. C., Stern N. P., Gossard A. C., Awschalom D. D.: *Structural, electrical, and magneto-optical characterization of paramagnetic GaMnAs quantum wells*, Phys. Rev. B **72**, 235313 (2005)
- [40] Nahálková P. et al: *Spin dynamics in bulk CdTe at room temperature*, Materials Science and Engineering B **126** (2006), 143-147
- [41] Takechi H., Oiwa A., Nomura K., Kondo T., Munekata H.: *Light-induced precession of ferromagnetically coupled Mn spins in ferromagnetic (Ga,Mn)As*, Phys. Stat. Sol. (c) **3**, 4267-4270 (2006)
- [42] Oiwa A., Takechi H., Munekata H.: *Photoinduced Magnetization Rotation and Precessional Motion of Magnetization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As*, Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism **18**, 9-13 (2005)