

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko – fyzikálna fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCA



Naďa Tesařová

Vplyv magnetického poľa na dynamiku spinu v polovodičoch

Katedra chemickej fyziky a optiky

Vedúci diplomovej práce: *RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

Študijný program: *Fyzika*

Študijný obor: *Optika a optoelektronika*

Ďakujem RNDr. Petru Nčmcovi, Ph.D. za odborné vedenie počas diplomovej práce a za cenné pripomienky, podnety a návrhy. Taktiež RNDr. Danielovi Sprizlovi za trepezlivý prístup a pomoc ako pri experimentálnej činnosti, tak pri riešení teoretických problémov.

Prehlasujem , že som svoju diplomovú prácu napísala samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov. Súhlasím so zapožičiavaním práce.

V Prahe dňa 18.4.2008

Bc. Naďa Tesařová

Názov práce: *Vplyv magnetického poľa na dynamiku spinu v polovodičoch*

Autor: *Naďa Tesařová*

Katedra: *Katedra chemickej fyziky a optiky*

Vedúci diplomovej práce: *RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

e-mail vedúceho: nemec@karlov.mff.cuni.cz

Abstrakt: *Táto práca je venovaná použitiu magnetického poľa v experimentálnom usporiadaní dvoch metód ultrarýchlej spektroskopie – časovo rozlíšenej Kerrovej rotácii a rezonančnému spinovému zosilneniu. Študovali sme dve rozličné vzorky CdTe – n typ a p typ, a feromagnetickú vzorku (GaMn)As. V prípade CdTe sme odhalili, že doba defázovania spinu v n typovej vzorke sa dramaticky zvýši pri nízkej teplote. V (GaMn)As sme študovali laserom vyvolanú precesiu magnetizácie. Zistili sme, že zmeraný signál vypovedá o feromagneticky viazaných spinoch Mn^{2+} . Taktiež sme pozorovali vplyv magnetického poľa, intenzity excitačného zväzku a teploty vzorky na precesiu magnetizácie.*

Kľúčové slová: *polovodičová spintronika, ultrarýchla laserová spektroskopia, magneto-optické javy, CdTe, (GaMn)As*

Title: *Influence of Magnetic Field on the Dynamics of Spin in Semiconductors*

Author: *Naďa Tesařová*

Department: *Department of Chemical Physics and Optics*

Supervisor: *RNDr. Petr Němec, Ph.D.*

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

Abstract: *This work was devoted to the implementation of external magnetic field to the experimental setup for two techniques of ultrafast laser spectroscopy – time-resolved Kerr rotation technique and resonant spin amplification technique. We studied two different CdTe samples – n type and p type, and ferromagnetic (Ga,Mn)As sample. In the case of CdTe we revealed that the spin dephasing time in the n type sample increases dramatically at low temperature. In (Ga,Mn)As we studied the laser induced precession of magnetization. We proved that the measured signal reflects the precession of ferromagnetically coupled spins of Mn^{2+} . We also investigated the role of external magnetic field, laser pulse intensity and sample temperature on the magnetization precession.*

Keywords: *semiconductor spintronics, ultrafast laser spectroscopy, magneto-optics, CdTe, (Ga,Mn)As*

Obsah

1	Úvod.....	3
2	Spin	5
2.1	Zavedenie spinu	5
2.2	Postuláty o spine	6
2.3	Spin – orbitálna interakcia	7
3	Spin v polovodičoch	8
3.1	Pásová štruktúra polovodičov.....	8
3.2	Optická spinová orientácia	9
3.2.1	Výberové pravidlá.....	10
3.2.2	Spinová polarizácia	11
3.3	Dynamika spinu v polovodičoch.....	11
3.4	Relaxačné mechanizmy	13
4	Optická manipulácia a detekcia spinu v polovodičoch.....	16
4.1	Polovodič v magnetickom poli.....	17
4.1.1	Zeemanovo štepenie.....	17
4.1.2	Dynamika spinov v magnetickom poli.....	18
4.2	Časovo rozlíšená Faradayova a Kerrova rotácia	19
4.2.1	Faradayov efekt	19
4.2.2	Princíp metódy TRFR a TRKR.....	20
4.3	Rezonančné spinové zosilnenie	21
4.4	Hanle efekt.....	26
5	Študované materiály.....	28
5.1	CdTe	28
5.1.1	Skúmané vzorky CdTe	28
5.2	(Ga,Mn)As.....	29

5.2.1	Skúmaná vzorka (Ga,Mn)As.....	31
6	Charakterizácia magnetu.....	32
6.1	Popis aparatúry	32
6.2	Meranie magnetického poľa	33
6.2.1	Vzdialenosť pólových nastavcov 4,5''	34
6.2.2	Vzdialenosť pólových nastavcov 2''	36
6.2.3	Vzdialenosť pólových nastavcov 0,5''	37
6.3	Zhrnutie výsledkov a diskusia	38
7	Experimentálne usporiadanie.....	40
8	Spinová relaxácia elektrónov v CdTe.....	42
8.1	Merania na vzorke F36 pri $T = 300\text{K}$	42
8.1.1	TRKR bez magnetického poľa.....	43
8.1.2	Rozbor signálu z KR	44
8.1.3	TRKR v magnetickom poli	45
8.2	Merania na vzorke F38F2 pri $T = 300\text{K}$	48
8.2.1	TRKR bez magnetického poľa.....	48
8.2.2	TRKR v magnetickom poli	49
8.3	Merania na vzorke F38F2 pri $T = 7\text{K}$	52
8.3.1	Merania pomocou TRFR.....	52
8.3.2	Merania pomocou RSA	54
8.4	Zhrnutie výsledkov a diskusia	58
8.5	Záver.....	60
9	Fotoindukovaná precesia spinov Mn v (GaMn)As.....	61
9.1	Signál z TRKR bez magnetického poľa	61
9.2	TRKR v magnetickom poli.....	63
9.3	Intenzitná závislosť KR	65
9.4	Teplotná závislosť KR.....	69
9.4.1	Intenzitná závislosť KR pri $T = 100\text{K}$	71
9.5	Zhrnutie výsledkov a diskusia	73
9.6	Záver.....	75
10	Zhrnutie	76
11	Literatúra	77

1 Úvod

V posledných dekádach výskumu a vývoja polovodičových štruktúr pre elektroniku sme boli svedkami zvýšeného záujmu vo využívaní kvantových javov pri konštrukcii a funkciách polovodičových zariadení. Tento vzrastajúci trend je podporovaný hlavne výrazným pokrokom v schopnosti výroby nanoštruktúr ako sú napr. kvantové jamy (QW), kvantové drôty (QWs) a kvantové body (QD). Prekvapivo nebola zohľadňovaná základná kvantovo-mechanická vlastnosť elektrónu, *spin* (s výnimkou započítania dvojnásobnej degenerácie hladín pri výpočtoch). Koncom 80. rokov 20. storočia sa z klasickej elektroniky začal vyvíjať nový obor, ktorým je spintronika (z angl. spintronics, alebo spin-based electronics). Charakteristickým znakom tohto progresívne sa rozvíjajúceho oboru je myšlienka využitia ako náboja, tak aj spinu elektrónu v elektronických zariadeniach. Cieľom polovodičovej spintroniky je výroba zariadení ktoré v sebe kombinujú tri hlavné procesy: a) vytvorenie nerovnovážnej spinovej hustoty v látke, b) manipuláciu spinu pomocou externých polí, c) detekcia výsledného spinového stavu [1]. Oblasť spintroniky zaoberajúcej sa manipuláciou a uchovávaním informácie už priniesla radu významných aplikácií. Sú založené na jave gigantickej magnetorezistencie (GMR) [2]. Materiálom, ktorý sa využíva na výrobu takýchto súčiastok sú kovy. Nádejným materiálom pre účely spintroniky sa javia byť aj polovodiče. Jedným z polovodičových zariadení, ktoré by v sebe kombinovalo všetky tri procesy je spinový tranzistor (SFET z angl. spin field – effect transistor), ktorý je obdobou klasického, potom riadeného tranzistoru (FET). Toto zariadenie využíva spinovo polarizovaný prúd. Emitor injektuje spinovo polarizované elektróny do transportného kanálu, ktorým sa balisticky pohybujú až ku kolektoru, kde je analyzovaný ich spin [3]. Pre fungovanie tejto a podobných druhov súčiastok je výhodné, aby smer spinu bol zachovaný po čo najdlhšiu dobu. Pri interakciách elektrónov s okolím dochádza ku znáhodňovaniu smeru spinov, čo vedie ku strate spinovej polarizácie, a teda ku strate vlozenej informácie. Je preto dôležité skúmať polovodičové materiály, v ktorých by doba spinovej koherencie bola dostatočne veľká. Polovodiče, ako vhodný materiál pre výrobu spintronických súčiastok sa zdajú byť užitočné vďaka ich rozmanitým vlastnostiam. Viac ako intrinsické (vlastné) polovodiče sa používa dopovanie polovodičov na n-, resp. p-ty, kombináciou viacerých polovodičov sa dá modulovať šírka zakázaného pásu (tzv band-gap engineering), ako aj iné vlastnosti ovplyvňujúce dobu spinovej koherencie. Výhodou nových polovodičovo-spintronických zariadení by bola hlavne ich nižšia spotreba energie, zvýšená rýchlosť spracovania informácie a taktiež zvýšená integrovaná hustota súčiastok na čip. Treba dodať, že v súčasnosti však nie je zhotovený žiaden funkčný prototyp.

Hlavným cieľom tejto diplomovej práce je použitie magnetického poľa v rôznych spektroskopických metódach. Vybranými spektroskopickými metódami sa študuje dynamika spinu v polovodičoch ako napríklad priebeh a doba spinovej relaxácie. Znalosť dynamiky spinu je dôležitá pre hlbšie pochopenie procesov prebiehajúcich v pevných látkach. Táto znalosť môže byť využitá pre priame aplikačné účely vo viacerých odvetviach elektroniky. Medzi účinné metódy pozorovania dynamiky spinových procesov patria metódy ultrarýchlej laserovej spektroskopie. Ich princíp spočíva v interakcii svetla s látkou. Pomocou týchto metód sa dajú pozorovať javy s časovým rozlíšením desiatok femtosekúnd. Ďalšou výhodou spektroskopických metód je, že sú nedeštruktívne a polovodičové vzorky nepotrebujú okontaktovať [4].

Práca je členená do jednotlivých kapitol približujúcich postupne danú problematiku a získané výsledky. Po tejto úvodnej kapitole nasleduje kapitola druhá, pojednávajúca o spine vo všeobecnosti – ako sa ho podarilo odhaliť a aké pravidlá (rovnice) preň platia. V tretej kapitole je ukázané ako sa chová spin elektrónu v polovodičoch. V štvrtej kapitole sú priblížené jednotlivé spektroskopické metódy. Piata kapitola je venovaná skúmaným vzorkám. Šiesta kapitola sa zaoberá magnetom používaným v meraniach a to hlavne charakterizáciou ním vyvolaného magnetického poľa. V siedmej kapitole je priblížené experimentálne usporiadanie. V ôsmej a deviatej kapitole sú prezentované experimentálne výsledky získané na vzorkách CdTe a GaMnAs. Desiata kapitola zhrňuje dosiahnuté závery z meraní. V jedenástej kapitole je uvedená použitá literatúra.

2 Spin

2.1 Zavedenie spinu [5, 6]

Už v polovici dvadsiatych rokoch dvadsiateho storočia bolo evidentné, že niektoré základné fyzikálne experimenty (napr. spektroskopické merania) javia systematické odchýlky od predpovedí kvantovej teórie vychádzajúcej z princípu korešpondencie odvodzujúcej hamiltonián z klasickej Hamiltonovej funkcie $\hat{H} = H(\hat{x}, \hat{p})$. Ako prví sa pokúsili svojim experimentom odhaliť vnútorný moment častíc Otto Stern a Walther Gerlach v roku 1922. Snažili sa zistiť, či aj elementárne častice majú vlastný vnútorný moment rovnako ako Zem, ktorá má orbitálny uhlový moment vyplývajúci z pohybu okolo Slnka a moment pochádzajúci z rotácie okolo vlastnej osi [7]. V tomto pokuse prechádzal zväzok atómov striebra nehomogénnym magnetickým poľom v dôsledku čoho na ne pôsobila sila

$$\mathbf{F} = \text{grad}(\mathbf{M}\mathbf{B}) = M_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + M_y \frac{\partial B_y}{\partial y} + M_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.1)$$

Kde \mathbf{B} je magnetická indukcia a \mathbf{M} je permanentný magnetický moment atómu. Ak mieri magnetické pole v smere osi z , $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ a jeho intenzita závisí na z , $B = B(z)$, potom na atómy pôsobí sila

$$F_z = M_z \frac{\partial B}{\partial z}, F_x = F_y = 0 \quad (2.2)$$

Táto sila vychýľuje zväzok (atómy) z pôvodného smeru. Na tieňidle v experimente boli jasne viditeľné diskkrétne stopy vychýlených zväzkov. Tento objav sa dá považovať za fundamentálny dôkaz kvantovania fyzikálnych veličín – v danom prípade priemetu magnetického momentu do smeru magnetického poľa. Nakoľko ako v klasickej, tak v kvantovej fyzike je magnetický moment úmerný orbitálnemu momentu hybnosti $\mathbf{M} = \frac{e\hbar}{2m_e} \mathbf{L}$, je kvantovaný aj priemet momentu hybnosti do smeru poľa. Podľa teórie orbitálneho momentu hybnosti môže tento priemet nadobúdať $2l+1$ hodnôt. Keďže l je celé číslo, musel by byť zväzok rozštiepený na nepárny počet stôp. To však nezodpovedalo výsledkom daného experimentu, kde boli pozorované len dve stopy. Zo vzdialenosti medzi nimi boli schopní spočítať veľkosť priemetu magnetického momentu a zistili, že

$$M_z = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.3)$$

Uvedený experiment (spolu s ďalšími) vysvetlili v roku 1925 Uhlenbeck a Goudsmit zavedením spinu elektrónu. Spin je dynamická premenná ktorá v klasickej fyzike nemá analógiu. Ak by sme chceli prirovnať spin elektrónu k miniatúrnemu rotujúcemu zotrvačníku (guľke), je táto predstava nesprávna, nakoľko by rýchlosť otáčania prevyšovala rýchlosť svetla vo vákuu, čo nie je možné (resp. roku 1925 H.A.Lorentz dokázal že magnetická energia elektrónu by musela byť tak veľká, že v dôsledku ekvivalencie energie a hmotnosti by bol elektrón ľažší než protón).

2.2 Postuláty o spine

Existencia spinu vyplýva priamo z relativistickej Dirackovej rovnice. Pre elektrón platia nasledovné axiomy:

- a) Elektrón má vlastný moment hybnosti neorbitálneho pôvodu \mathbf{s} , ktorého zložky sú popísané hermitovskými operátormi s_i ($i = x, y, z$): $s_i = \frac{\hbar}{2}\sigma_i$, kde σ_i sú Pauliho matice

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Operátory s_i spĺňujú komutačné relácie: $[s_x, s_y] = i\hbar s_z$ a cyklicky ďalej.

- b) Veľkosť spinového momentu je $s^2 = \hbar^2 s(s+1)$, kde $s = 1/2$ pre elektrón, obecné môže s nadobúdať nezáporných hodnôt (vrátane nuly). Je zrejmé že veľkosť spinu má rovnaké jednotky ako Planckova konštanta, teda $[s] = Js$. Pre veľkosť a zložky spinu platí komutačný vzťah $[s^2, s_i] = 0$ pre $i = x, y, z$, a preto sa dá zároveň detekovať len celková veľkosť spinu a jeho priemet do jednej z osí.

- c) So spinovým momentom \mathbf{s} je spojený magnetický moment $\mathbf{M}_s = \gamma_s \mathbf{s}$, kde konštanta $\gamma_s = -\frac{e}{m_e} = 1,759 \cdot 10^{11} C \cdot kg^{-1}$ sa nazýva gyromagnetický pomer.

Z tohto vzťahu je vidno, že pomer magnetického a mechanického momentu hybnosti je u spinu dvakrát väčší než u orbitálneho momentu hybnosti. Veľkosť priemetu magnetického momentu je práve Bohrov magneton $(M_s)_z = \pm \frac{e\hbar}{2m_e}$.

2.3 Spin – orbitálna interakcia

Táto interakcia je zodpovedná za niektoré relaxačné mechanizmy spinov v polovodiči (kapitola 3.4). Názorne sa dá vznik spin – orbitálnej interakcie vysvetliť tak, že elektróny vytvárajú v látke elektrické pole \mathbf{E} . Pohyb elektrónu s rýchlosťou \mathbf{v} vo vonkajšom elektrickom poli vyvoláva magnetické pole \mathbf{B} :

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E} \quad (2.5)$$

kde c je rýchlosť svetla vo vákuu. Takto indukované magnetické pole interaguje z magnetickým momentom spinového pôvodu. Z tohto názorného popisu vyplýva, že každé elektrické pole, či už statické alebo premenlivé, pôsobí na spin pohybujúceho sa elektrónu. Toto je fyzikálny pôvod spin – orbitálnej interakcie, a preto silne rastie pre ťažké atómy (veľké atómové číslo Z) [1].

Okrem názorného výkladu, spin – orbitálna interakcia vyplýva taktiež priamo z Dirackovej rovnice v druhej aproximácii:

$$H = \left[\frac{1}{2m_0} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 + V \right] - \mathbf{M}_s \cdot \mathbf{B} + H_{so} \quad (2.6)$$

V halmiltoniáne je započítané aj vonkajšie magnetické pole \mathbf{B} . Člen $-\mathbf{M}_s \cdot \mathbf{B}$ popisuje správanie spinu v magnetickom poli a člen H_{so} interakciu orbitálneho a spinového momentu hybnosti:

$$\mathbf{M}_s \cdot \mathbf{B} = \frac{e\hbar}{2m_0} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{B}, \quad H_{so} = \frac{1}{2m_0^2 c^2} \frac{\partial V}{\partial r} \frac{1}{r} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (2.7)$$

Kde m_0 je kludová hmotnosť elektrónu, e je elementárny náboj, \mathbf{p} je kvaziimpulz, \mathbf{A} je vektorový potenciál a vektor orbitálneho momentu hybnosti \mathbf{L} . V danom priblížení sme neuvažovali relativistický člen rádu p^4 [8].

3 Spin v polovodičoch

3.1 Pásová štruktúra polovodičov

Pre bližšie pochopenie dejov v polovodičoch je výhodné rozobrať ich vlastnosti z hľadiska pásovej štruktúry. Pohyb elektrónu v pevnej látke sa zásadným spôsobom odlišuje od pohybu voľného elektrónu vo vákuu, tým, že pri pohybe v pevnej látke cíti periodický potenciál $V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{a})$, kde $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)$ je vektor mriežky kryštálu. Vplyvom tejto „poruchy“ má vlnová funkcia elektrónu tvar Blochovskej funkcie: $\Psi_k(\mathbf{r}) = u_k(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, kde $u_k(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = u_k(\mathbf{r})$; $u_k(\mathbf{r})$ je periodická funkcia, odlišná pre rozdielne \mathbf{k} . Má význam modulácie rovinnej vlny elektrónu ($\approx \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$). Pre energie závislé na vlnovom vektore elektrónu platí: $E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k} + 2\pi\mathbf{b})$, kde \mathbf{b} je vektor z reciprokeho priestoru definovaný: $b_i a_j = 2\pi\delta_{ij} \Leftrightarrow$

$$\mathbf{b}_1 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{2\pi}{\Omega} \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3, \quad \mathbf{b}_2 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{2\pi}{\Omega} \mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1, \quad \mathbf{b}_3 \stackrel{\text{def}}{=} \frac{2\pi}{\Omega} \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2, \quad (3.1)$$

Kde a_i sú zložky vektora elementárnej translácie a $\Omega = a_1[a_2 \times a_3]$ je objem primitívnej bunky [8]. Pásová štruktúra pevných látok je komplikovaný systém energetických hladín, ale na pochopenie fyzikálnych javov stačí priblíženie okolia $\mathbf{k} = 0$, tzv. Brillouinovej zóny ($\pi/a > \mathbf{k} > -\pi/a$). V prvej aproximácii môžeme jednotlivé pásy považovať za parabolické (obrázok č.3.1). Pri uvážení spin – orbitálnej interakcie, zložky momenty hybnosti už nekomutujú s celkovým hamiltoniánom (bez magnetického poľa a relativistických korekcií):

$$H \approx \frac{p^2}{2m} + V + \frac{\hbar \sigma \cdot \text{grad} V \times p}{4m^2 c^2} \quad (3.2)$$

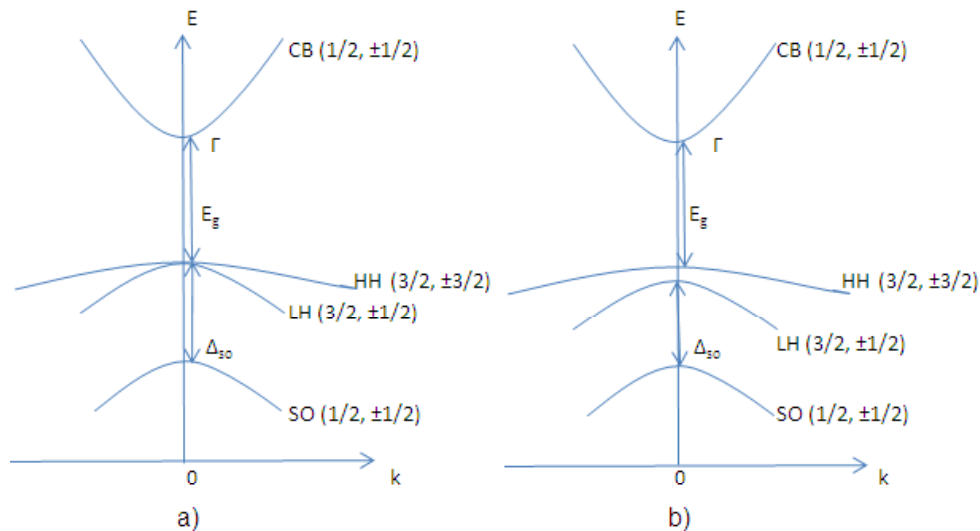
kde posledný člen rovnice reprezentuje spin – orbitálny člen

$$H_{SO} = \frac{\hbar \sigma \cdot \text{grad} V \times p}{4m^2 c^2} = \frac{1}{2m^2 c^2 r} \frac{\partial V}{\partial r} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L} \quad (3.3)$$

σ_i je Pauliho matica; $\boldsymbol{\sigma} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma}$ [8]. Ani orbitálny, ani spinový moment hybnosti teda nie sú integrály pohybu. Integrálom pohybu je celkový moment hybnosti $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Toto tvrdenie platí len pre sféricky symetrické materiály a v kryštáloch je to splnené len v najbližšom okolí Brillouinovej zóny.

U typických binárnych polovodičov (GaAs, CdTe...) sú vrchné valenčné pásy tvorené p – orbitálmi aniónov (resp. vlnová funkcia navrchu valenčného pásu má symetriu p – orbitálu) a spodné vodivostné pásy prevažne s – orbitálmi kationov. Vodivostný pás je v bode Γ

dvakrát degenerovaný a príslušnú vlnovú funkciu v tomto bode môžeme popísať celkovým momentom hybnosti $J = 1/2$ s priemetom do význačného smeru $J_z = \pm 1/2$. Vplyvom spin – orbitálnej interakcie dôjde v polovodičoch s kubickou symetriou v bode Γ k odňatiu degenerácie a pôvodne šesťkrát degenerovaný valenčný pás sa rozdelí na štyrikrát degenerovaný pás ťažkých (HH): $J = 3/2, J_z = \pm 3/2$ a ľahkých dier (LH): $J = 3/2, J_z = \pm 1/2$ a dvakrát degenerovaný pás spin – orbitálne odštiepených dier (SO): $J = 1/2, J_z = \pm 1/2$. V prípade polovodiču s hexagonálnou štruktúrou je odňatá degenerácia ťažkých a ľahkých dier, čím v bode Γ dostaneme tri dvakrát degenerované pásy HH, LH, SO (obrázok č.3.1) [9, 2, 4].



Obrázok č.3.1: Pásová schéma objemového polovodiča v aproximácii parabolických pásov v okolí 1.Brillouinovej zóny. a) pásová schéma objemového polovodiča kubickej štruktúry b) pásová štruktúra objemového polovodiča hexagonálnej štruktúry. CB – vodivostný pás, HH – pás ťažkých dier, LH – pás ľahkých dier, SO – pás spin-orbitálne odštiepených dier. Čísla uvedené v zátvorke udávajú celkový moment hybnosti elektrónu na danej hladine a jeho priemet do osi kvantovania (J, J_z).

3.2 Optická spinová orientácia

V tejto kapitole sa pokúsime ilustrovať základné princípy optickej orientácie na príklade GaAs ($E_g = 1,52$ eV pri $T = 0$ K, $\Delta_{so} = 0,34$ eV), ktorý je reprezentantom skupiny III – V polovodičov. Nižšie získané výsledky sa však dajú použiť aj na polovodiče zo skupiny II – VI. Vôbec prvý experiment optickej spinovej orientácie voľných elektrónov vo vodivostnom páse polovodiča bol uskutočnený Georgom Lampelom v roku 1968 [1].

3.2.1 Výberové pravidlá [3, 10, 11]

Výberové pravidlá nám vo všeobecnosti určujú, medzi akými energetickými stavmi môže dochádzať k prechodu elektrónu pri pôsobení vonkajšieho poľa (napr. elektromagnetickej vlny). Stavy elektrónu v objemovom polovodiči sú popísané celkovým momentom hybnosti J a jeho priemetom do osi kvantovania J_z . Polarizácia fotónu (teda elektromagnetickej vlny) je popísaná priemetom uhlového momentu hybnosti do smeru vlnového vektoru. Pre pravotočivo polarizované svetlo (σ^-) je tento priemet $-\hbar$, pre ľavotočivé svetlo (σ^+) $+\hbar$. Príslušné kvantové čísla pravotočivého (ľavotočivého) kruhovo polarizovaného svetla sú $J_z^- = -1$ ($J_z^+ = +1$). Povolené sú len také prechody, pri ktorých sa zachováva priemet celkového momentu hybnosti sústavy elektrón – fotón. Pre medzipásové prechody, v okolí zakázaného pásu energií, v objemových polovodičoch sú pre ľavotočivé svetlo (σ^+) dovolené prechody:

$$|3/2, -1/2\rangle \rightarrow |1/2, 1/2\rangle \text{ prechod z pásu ťažkých dier do vodivostného pásu}$$

$$|3/2, -3/2\rangle \rightarrow |1/2, -1/2\rangle \text{ prechod z pásu ťažkých dier do vodivostného pásu}$$

$$|1/2, -1/2\rangle \rightarrow |1/2, 1/2\rangle \text{ prechod z pásu s-o dier do vodivostného pásu}$$

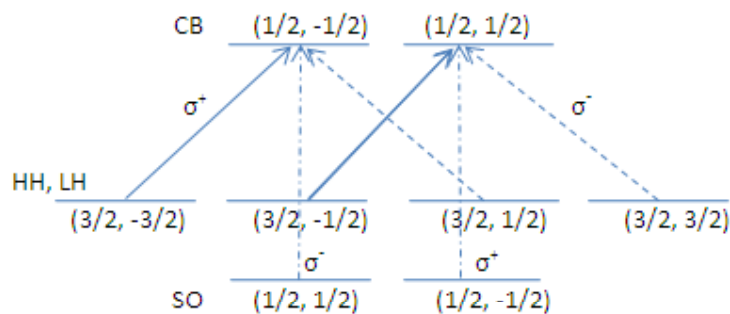
pre pravotočivé svetlo (σ^-) dovolené prechody:

$$|3/2, 1/2\rangle \rightarrow |1/2, -1/2\rangle \text{ prechod z pásu ťažkých dier do vodivostného pásu}$$

$$|3/2, 3/2\rangle \rightarrow |1/2, 1/2\rangle \text{ prechod z pásu ťažkých dier do vodivostného pásu}$$

$$|1/2, 1/2\rangle \rightarrow |1/2, -1/2\rangle \text{ prechod z pásu s-o dier do vodivostného pásu}$$

Názornejšia predstava je zrejماً z obrázku č.3.2:



Obrázok č.3.2: Výberové pravidlá pre kruhovo polarizované svetlo pre zjednodušenú štruktúru objemového polovodiča. Stavy sú značené $|J, J_z\rangle$, kde J označuje celkový moment elektrónu na danej hladine a J_z jeho priemet do osi kvantovania. Plná šípka reprezentuje prechody pre ľavotočivé svetlo, čiarkovaná šípka pre pravotočivé svetlo a bodkočiarkovaná šípka reprezentuje prechod pre oba druhy svetla z pásu spin-orbitálne odštiepených dier do vodivostného pásu.

Výpočty relatívnej pravdepodobnosti prechodu ukazujú, že napríklad pre ľavotočivé kruhovo polarizované fotóny je pravdepodobnosť prechodu zo stavu valenčného pásu s $J_z = -3/2$ do stavu vodivostného pásu s $J_z = -1/2$ trikrát väčšia než pravdepodobnosť prechodu zo

stavu valenčného pásu s $J_z = -1/2$ do stavu vodivostného pásu s $J_z = +1/2$. Dá sa to zobecniť na fakt, že prechod z pásu ťažkých dier je trikrát pravdepodobnejší ako prechod z pásu ľahkých dier. Z tohto vyplýva, že pri excitácii σ^+ s energiou fotónu rovnou veľkosti zakázaného pásu E_g je pravdepodobnosť generácie elektrónu so spinom „hore“ ($J_z = +1/2$ k referencii, \uparrow) trikrát väčšia ako opačne orientovaného spinu.

3.2.2 Spinová polarizácia [3]

Z vyššie uvedených poznatkov vyplýva, že ak osvietime polovodič kruhovo polarizovaným svetlom σ^+ , vytvorí sa v ňom nerovnovážna spinová polarizácia. Jej mieru určuje stupeň spinovej polarizácie elektrónov v bode I' definovaný vzťahom:

$$P \equiv \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (3.4)$$

kde n_{\uparrow} , resp. n_{\downarrow} je koncentrácia elektrónov so spinom „hore“, resp. „dole“. To znamená že pre fotón σ^+ , ktorého energia je rovná šírke zakázaného pásu E_g , je $P = (3 - 1)/(3 + 1) = 50\%$. Pri excitácii lineárne polarizovaným svetlom je vždy stupeň spinovej polarizácie nulový. Pokiaľ je energia fotónu väčšia než šírka zakázaného pásu E_g , dochádza k excitácii elektrónov mimo bodu I' . V tomto prípade už nie je možné považovať polovodič za sféricky symetrický, čo má následok, že dôjde k čiastočnej modifikácii pravdepodobností prechodu. To vo svojom dôsledku zapríčiňuje mierny pokles stupňa spinovej polarizácie P (napríklad pre GaAs excitáciou 200 meV nad I' zodpovedá $P = 46\%$). Pokiaľ sa ale energia zvýši natoľko, že dochádza ku excitácii elektrónov aj zo spin – orbitálneho odštiepeného pásu situácia sa mení radikálne, nakoľko pravdepodobnosť prechodu je dvakrát väčšia než pravdepodobnosť zo stavu valenčných dier s $J_z = +1/2$ do vodivostného pásu s $J_z = -1/2$, teda $P = (3 - 2 - 1)/(3 + 2 + 1) = 0$. Pri podrobnejších výpočtoch bolo zistené, že pri týchto prechodoch skutočne dochádza k poklesu P , ale nie až tak rapídne.

Pri odvodzovaní výberových pravidiel pre povolené optické prechody v polovodičoch pomocou zákona zachovania uhlového momentu hybnosti sa musí postupovať opatrne, pretože polovodiče v skutočnosti nie sú sféricky symetrický systém.

3.3 Dynamika spinu v polovodičoch

Dynamika spinu nosičov náboja v polovodičoch je charakterizovaná niekoľkými veličinami v závislosti na tom, aký konkrétny druh relaxácie chceme popisovať. Po vybudení

nosičov náboja z valenčného pásu (VB¹) do vodivostného (CB), majú tieto nosiče snahu relaxovať, teda vrátiť sa späť do valenčného pásu (nakoľko je tento pás energeticky výhodnejší), pokiaľ je systém ponechaný sám na seba. Ak systém excitujeme opticky – kruhovo polarizovaným svetlom – okrem prechodu elektrónov do CB dochádza aj k ich spinovej polarizácii (kapitola 3.2.1 a 3.2.2), teda vzniku magnetizácie. Doba τ_s popisuje dobu života elektrónov vo vodivostnom páse. τ_s charakterizuje dobu života spinovej polarizácie, pričom τ_s v sebe obsahuje dve zložky – T_1 a T_2 udávajúce relaxáciu zložiek spinu. T_1 reprezentuje úbytok longitudinálnej a T_2 transversálnej zložky. Pre lepšie pochopenie rozdielu týchto špecifických dôb, si môžeme predstaviť systém dvoch spinov. Nerovnovážna porucha (vyvolaná napríklad magnetickým poľom) vychyľuje systém z rovnováhy a to dvoma spôsobmi: zmena v relatívnom obsadení stavov a strata v koherentnosti, resp. strata koherencie fáze medzi týmito dvoma stavmi. Pre konkrétny stav dvoch elektrónov, T_1 popisuje dobu života (alebo inými slovami relaxačný čas) tohto systému a T_2 zase dobu po ktorú sú spiny navzájom koherentné, resp. dobu počas ktorej sa ich fázový rozdiel nemení. Pre systém viacerých spinov si T_1 môžeme predstaviť ako čas potrebný na nastolenie rovnováhy medzi dvoma energetickými hladinami, resp. je to čas za ktorý sa stratí celková magnetizácia. V prítomnosti magnetického poľa spiny orientované nesúhlasne k magnetickému poľu obsadia inú energetickú hladinu, ako spiny so súhlasnou orientáciou, čo znamená odňatie degenerácie energetickej hladiny. K zmene energie je potrebný nejaký neelastický proces, ako napríklad interakcia spinu s mriežkou. Zatiaľ čo ku strate korelácie fáze (T_2) stačí elastická interakcia. Pre spiny jadier a elektrónov v magnetických iónoch sú elastické interakcie omnoho silnejšie než neelastické, preto $T_1 > T_2$. Tento jav má názov „energy bottleneck“. V systémoch kde sa elektróny pohybujú voľne k tomuto efektu nedochádza, a preto $T_1 \approx T_2$. Zavedenie týchto charakteristických dôb (T_1 a T_2) vyplýva z Bloch – Torreyových rovníc, ktorých tvar je uvedený nižšie v texte. V prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa $\mathbf{B}(t) = B_0 \mathbf{z} + \mathbf{B}_1(t)$ vzniká vo vzorke magnetizácia \mathbf{M} , ktorej vývoj v čase popisujú práve spomínané rovnice [10] (B_0 je konštantná zložka magnetického poľa, konvenčne, v smere osi z a \mathbf{B}_1 je oscilujúcou priečnou zložkou v rovine x, y):

$$\begin{aligned}\frac{\partial M_x}{\partial t} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} - D\nabla^2 M_x \\ \frac{\partial M_y}{\partial t} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D\nabla^2 M_y \\ \frac{\partial M_z}{\partial t} &= \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D\nabla^2 M_z\end{aligned}\quad (3.5)$$

Kde $\gamma = \mu_B g / \hbar$ je elektrónový gyromagnetický pomer, D je difúzny koeficient a $M_z^0 = \chi B_0$ je rovnovážna (termálna) magnetizácia, pričom χ udáva statickú susceptibilitu systému. T_1 reprezentuje úbytok longitudinálnej magnetizácie a T_2 zase úbytok transversálnej magnetizácie. Z týchto rovníc je evidentný pôvod označenia dôb T_1 a T_2 . V ďalšom texte je použitá doba T_2^* , ktorej význam si rozliční autori, s drobnými odchýlkami, inak definujú [12],

¹ V odbornej literatúre sa používajú skratky vyplývajúce z anglického jazyka: VB – valence band (valenčný pás), CB – conduction band (vodivostný pás)

[10]. T_2^* sa používa pre označenie reverzibilného defázovania súboru spinov (ktorý môže byť spôsobený priestorovými nehomogenitami efektívneho magnetického poľa), kdežto T_2 opisuje defázovanie ireverzibilné za podmienky $T_2^* \leq T_2$, pričom dobrým priblížením pre vodivostné elektróny je $T_2^* = T_2$ [10]. V izotropných, kubických materiáloch platí $T_1 = T_2$, preto sa dá povedať, že T_2^* v sebe zahŕňa obe doby [12]. V iných publikáciách autori do doby T_2^* zahŕňajú aj rekombinačný čas τ_r [13].

3.4 Relaxačné mechanizmy [12]

Spinová relaxácia je strata pôvodnej nerovnovážnej spinovej polarizácie. Výskum spinových relaxačných mechanizmov sa datuje už od roku 1950. Väčšina zo spomínaného výskumu sa orientovala na polovodiče typu III – V, nakoľko v týchto materiáloch je možné priame meranie relaxačnej doby pomocou optickej orientácie. Spôsob hľadania relevantného relaxačného mechanizmu je vo všetkých štúdiách rovnaký. A to porovnávaním experimentálnych výsledkov spinových relaxačných dôb τ_s s teoreticky predpovedanou závislosťou na teplote, alebo koncentrácii dopantov [14].

K tomu aby sme pochopili závislosť spinových relaxačných dôb na jednotlivých fyzikálnych mechanizmoch, je nutné si uvedomiť, že pre jednoduchosť sme si vlastný stav spinu predstavovali ako spin „nahor“, resp. \uparrow a spin „nadol“, resp. \downarrow . Nakoľko však vďaka spin – orbitálnej interakcii (vyplývajúcej z bližších priblížení Dirackovej rovnice), vlastné stavy nie sú spinovými vlastnými stavmi, ale akýmiisi pseudovlastnými stavmi, ktoré vznikli prirodzene z nemožnosti oddeliť spinovú komponentu vlnovej funkcie od orbitálnej komponenty. Z toho vyplýva, že vlnovú funkciu nemôžeme rozdeliť na čisto spinovú a čisto orbitálnu komponentu. Preto aj pre spinovo nezávislé rozptyly (ako napr. rozptyly na potenciálových fluktuáciách, resp. Coulombovská interakcia elektrónov a.i.) existuje nenulová pravdepodobnosť preklopenia spinu. Vo všeobecnosti – vlastný stav s vlnovým vektorom \mathbf{k} a spinom \uparrow má nenulovú amplitúdu rozptylu pre spinovo nezávislé procesy do jedného zo stavov: $\mathbf{k}' \uparrow$ a $\mathbf{k}'' \downarrow$. Takéto straty spinovej koherencie sú vyvolané *Elliott – Yafetovým mechanizmom* (EY) a dominujú v centrálne symetrických kryštáloch. Každý rozptyl spôsobuje náhodné otočenie spinu čo prispieva ku rýchlosti dekoherencie. V zjednodušenom modeli by sa dalo predpokladať, čím viac rozptylov (spôsobených napr. zvýšenou nečistotou kryštálu), tým rýchlejšia spinová relaxácia. Presné vyjadrenie spinovej relaxácie pre tento mechanizmus je [14]:

$$\frac{1}{\tau_{s,EY}} = A \left(\frac{k_B T}{E_g} \right)^2 \eta^2 \left(\frac{1-\eta/2}{1-\eta/3} \right)^2 \frac{1}{\tau_p} \quad (3.6)$$

Kde E_g je šírka zakázaného pásu, $\eta = \Delta_{SO}/(E_g + \Delta_{SO})$; Δ_{SO} je energia spin – orbitálne odštiepeného pásu od valenčného pásu (obrázok č.3.1 v kapitole 3.1). τ_p je doba popisujúca relaxáciu momentu hybnosti (spôsobená rozptylom na optických fonónoch, nečistotách, na

deformáciách potenciálu vyvolaného akustickými fonónami a.i.) a A je bezrozmerná konštanta, ktorej hodnota sa môže meniť v rozpätí 2 až 6 v závislosti na rozptylovom mechanizme momentu hybnosti.

Spinová relaxácia môže byť vo všeobecnosti chápaná aj ako pôsobenie fluktuujúceho magnetického poľa v polovodiči. V skutočnosti sa nejedná o „pravé“ magnetické pole, ale akési „efektívne“ pole vyplývajúce zo spin – orbitálnej interakcie (kapitola 2.3), alebo aj z výmennej interakcie². Náhodné kolísanie efektívneho magnetického poľa je určené vlastnosťami materiálu. Toto pole je charakterizované dvoma dôležitými parametrami: korelačnou dobou τ_c , teda časom, počas ktorého môžeme pole považovať za zhruba konštantné a priemernou spinovou frekvenciou ω v náhodnom poli. Nakoľko je kolísanie efektívneho poľa závislé od materiálových vlastností, sú od nich rovnako závislé aj veličiny τ_c a ω . Pomocou týchto dvoch parametrov môžeme vyvodit' fyzikálnu predstavu spinovej relaxácie. Spin vykonáva krúživý pohyb okolo (náhodného) smeru magnetického poľa s frekvenciou ω počas τ_c . Po určitom čase τ_c sa smer a absolútna hodnota poľa mení a spin začne precedovať okolo nového smeru. Po niekoľkých takýchto krokoch je počiatočná orientácia spinu definitívne stratená. Čo presne sa deje so spinom závisí od hodnoty bezrozmerného parametru $\omega\tau_c$, ktorý odráža precesiu spinu počas korelačnej doby. Sú dva limitné prípady, ak $\omega\tau_c \ll 1$ a $\omega\tau_c \gg 1$. V prípade $\omega\tau_c \ll 1$ je uhol otočenia malý, teda vektor spinu pociťuje malý odklon od pôvodného smeru. V časovom intervale t je počet náhodných krokov t/τ_c a pre každý krok je štvorec precesného uhlu $(\omega\tau_c)^2$. Kroky nie sú nijako korelované, takže výsledný štvorec uhlu v čase t je $(\omega\tau_c)^2 t/\tau_c$. A spinovú relaxačnú dobu τ_S môžeme definovať ako dobu za ktorú tento uhol bude približne jednotkový: $\frac{1}{\tau_S} \sim \omega^2 \tau_c$. V tejto limite platí $\tau_S \gg \tau_c$. V opačnej limite $\omega\tau_c \gg 1$, spin spraví veľké množstvo otáčok okolo smeru magnetického poľa počas korelačnej doby. Jeho projekcia, kolmá k magnetickému poli, je kompletne zničená, kdežto projekcia do smeru poľa sa zachováva. Po čase τ_c sa smer poľa zmení a počiatočná polarizácia spinu zmizne, teda relaxačná doba spinu je úmerná korelačnej dobe: $\tau_S \sim \tau_c$.

Je veľa možných mechanizmov, ktoré vytvárajú fluktuujúce magnetické pole zodpovedné za relaxáciu spinu ako napríklad v nižšie popísanom D'yakonov – Perelovom mechanizme.

V kryštáloch bez centrálnej symetrie je prítomný mechanizmus závisiaci od nehomogénneho vnútorného magnetického poľa v závislosti na kvaziimpulze \mathbf{k} . Pre polovodiče s priamym zakázaným pásom efektívne magnetické pole vymizne v minime vodivostného pásu ($\mathbf{k} = 0$) kvôli tzv. Kramerovej degenerácii: $B(\mathbf{k}) = -B(-\mathbf{k})$, kde $B(\mathbf{k})$ je vnútorné efektívne magnetické pole. Z tejto rovnice plynie, že toto magnetické pole je nehomogénne, ale nehomogenita je teraz prítomná v priestore kvaziimpulzov (teda v priestore momentov hybnosti). Je nutné si uvedomiť, že precesia spinu nastáva len v priečnom magnetickom poli, teda existencia nehomogénneho vnútorného magnetického poľa závislého na momente hybnosti nosiča náboja spôsobuje rotáciu spinu obecnou rýchlosťou v dvoch

² Výmenná interakcia je výsledkom elektrostatickej Coulombovskej interakcie medzi elektrónmi. Jedná sa o interakciu spinovo – nezávislú kvôli požiadavkám vyplývajúcich z Pauliho vylučovacieho princípu [1].

rozličných bodoch v priestore kvaziimpulzov. To má za následok rozfázovanie spinov s rôznymi hodnotami k . Z tejto úvahy vyplýva zjednodušený záver opačný ako pri predchádzajúcom mechanizme. Pri vyššej frekvencii zrážok je proces defázovania pomalší, pretože čím je zrážka častejšia, tým je viac pravdepodobné že sa spiny nestihnú vychýliť do iných smerov. Inak povedané, zrážky zabraňujú otáčaniu spinov do rozličných smerov. Tomuto javu sa významne venovali vedci, po ktorých bol neskôr pomenovaný: *D'yakonov – Perelov mechanizmus* (DP). Presné vyjadrenie spinovej relaxácie pre DP mechanizmus je [14]:

$$\frac{1}{\tau_{DP}} = Q \alpha^2 \frac{(k_B T)^2}{\hbar^2 v_s} \tau_p \quad (3.7)$$

Kde Q je bezrozmerná konštanta v rozsahu od 0,8 do 2,7 v závislosti na dominantnom rozptylovom mechanizme momentu hybnosti a α je parameter súvisiaci s k^3 .

K preklopeniu spinu môže dôjsť aj počas rozptylu elektrónu na diere. Tento mechanizmus sa označuje podľa vedcov, ktorí významne prispeli k jeho objaveniu, ako *Birov – Aronov a Pikusov mechanizmus* (BAP) a je účinný v p – dopovaných polovodičoch vďaka vysokej koncentrácii dier.

Uvedené mechanizmy relaxácie spinu (EY, DP, BAP) sú prejavom spin – orbitálnej interakcie, ktorá spojuje spin elektrónu s jeho orbitálnym pohybom okolo jadra. Relaxačná doba spinovej koherencie môže byť ovplyvnená aj *hyperjemnou (magnetickou) interakciou* elektrónov s jadrami (spinmi jadier). Je to priama interakcia medzi spinmi do ktorej spin – orbitálna interakcia nezasahuje. Rovnako ako elektróny majú svoj spinový moment a príslušný magnetický moment, tak aj jadrá majú príslušné momenty. Spinový moment jadra závisí na izotope (napríklad izotop ^{28}Si má nulový spin narozdiel od ^{29}Si so spinom 1/2). V prípade, že jadro má nenulový spinový moment, aj jeho magnetický moment je nenulový, môže tak interagovať s magnetickým momentom elektrónu. Tento relaxačný spinový mechanizmus je dôležitý ak mriežkové jadrá v polovodiči nemajú nulový spin ako napr. v GaAs. Pokiaľ sa jadrá polarizujú, vytvorí sa efektívne magnetické pole ovplyvňujúce elektrónové spiny. Experimentálne je niekoľkopercentná polarizácia jadier ľahko dosiahnuteľná [1]. Pre polovodiče typu III – V a II – VI je však dominantná spin – orbitálna interakcia a vplyv hyperjemnej interakcie sa prejavuje v štruktúrach s redukovanou dimenziou, ako napríklad v kvantových jamách a pod.

4 Optická manipulácia a detekcia spinu v polovodičoch

Snaha o vytvorenie pevných základov pre ďalší vývoj polovodičových spintronických zariadení poskytuje silnú motiváciu na porozumenie koherentného vývoja spinových stavov v polovodičoch. Takéto zariadenia by mohli využívať napríklad interferenciu medzi dvoma obsadenými spinovými stavmi, ktorých obsadenie sa mení s frekvenciou $\Delta E/\hbar$. ΔE je ich energetický rozdiel (v polovodičoch typicky meV). Jedným zo základných cieľov tohto snaženia je odhaliť spôsob akým sa kvantové spinové stavy môžu vyvíjať dostatočne dlhú dobu na uskladnenie, transport a manipuláciu informácie v prístroji. Táto „dlhotrvajúca“ spinová koherencia môže byť využitá pre transport spinu na makroskopické vzdialenosti v homogénnych polovodičových kryštáloch, alebo dokonca na prechod cez heteroštruktúry. Za týmto účelom boli skúmané rozličné materiály. Experimentálne aj teoreticky boli študované jednak vlastné i dopované objemové polovodiče, ako aj polovodičové nanoštruktúry. Dlhou dobou spinovej koherencie sú zaujímavé polovodiče dopované na n – typ. Táto doba sa u nich mení od niekoľkých nanosekúnd pri izbovej teplote napr. v n – ZnSe až stovku nanosekúnd v n – GaAs pri nízkych teplotách [12, 15, 42]. V polovodičových nanokryštáloch však môže byť ešte dlhšia, nakoľko sú tu potlačené niektoré relaxačné mechanizmy ktoré dominujú u objemových polovodičov [2]. Nádejným materiálom pre spintronické súčiastky sa javia magnetické polovodiče, teda polovodiče dopované iónmi Mn^{2+} , ktoré vykazujú feromagnetické vlastnosti pod Curieho teplotou.

Z vyššie spomínaných dôvodov je nevyhnutné ovládnuť metódy, ktoré vyšetrujú spinovú koherenciu. Druh použitej metódy závisí od typu a vlastností skúmanej vzorky. Vo všeobecnosti ich však môžeme rozdeliť do dvoch kategórií: a) časovo rozlíšené a b) časovo integrované. Medzi časovo rozlíšené metódy patrí napríklad:

- Časovo rozlíšená luminiscencia,
- Časovo rozlíšená Faradayova rotácia,
- Časovo rozlíšená Kerrova rotácia,
- Časovo rozlíšená zmena reflektivity/priepustnosti
- Autodifrakcia, a iné.

Medzi časovo integrované metódy patrí napríklad:

- Hanle efekt,

- Rezonančné spinové zosilnenie, a iné.

V tejto práci sú podrobne teoreticky popísané tri z nich a to: *časovo rozlíšená Faradayova rotácia* (z angl. time resolved Faraday rotation – TRFR), *rezonančné spinové zosilnenie* (z angl. resonant spin amplification – RSA) a *Hanle efekt*, u ktorých je spojujúcim prvkom využitie externého magnetického poľa. Rozbor ostatných spektroskopických metód je podrobne uvedený v [2, 4, 11, 16]. V priebehu realizácie tejto diplomovej práce boli prakticky vyskúšané metódy TRKR a RSA. Uskutočnenie experimentu založenom na Hanle efekte bolo z časových dôvodov nutné odložiť na neskoršiu dobu.

4.1 Polovodič v magnetickom poli

4.1.1 Zeemanovo štepenie [17]

Pred tým ako začneme s popisom konkrétnych metód je dobré naznačiť čo sa deje s polovodičom v prítomnosti externého magnetického poľa. Vektor magnetického poľa nech je v smere osi z . V takomto magnetickom poli $\mathbf{B} = (0,0,B)$ je pozorovaný Zeemanov jav. Hamiltonián pre Ľubovoľnú časticu so spinom v magnetickom poli má tvar:

$$H = \frac{1}{2m_0} (\mathbf{p} + q\mathbf{A})^2 + g \frac{e\hbar}{m_0} \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} \quad (4.1)$$

kde g je Landého g – faktor interakcie s magnetickým poľom pre voľný elektrón, dieru atď. Ďalej budeme používať len g – faktor. Nakoľko je magnetické pole nenulové len v smere z , prejaví sa vo výslednej energii iba z – ový komponent spinu. Celková energia častice má tvar:

$$\varepsilon = E_j - \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{e\hbar}{2m_0} gB \quad (4.2)$$

Pôvodná energia sa vplyvom spin – orbitálnej interakcie rozštepí na dva podpásky. Rozdiel ich energií závisí na g – faktore a na veľkosti magnetického poľa a je daný vzťahom:

$$\Delta\varepsilon = \frac{e\hbar}{m_0} gB \quad (4.3)$$

Veľkosť g – faktoru závisí na vlastnostiach látky. Pre elektróny v atómoch je podľa [6] g – faktor daný vzťahom:

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (4.4)$$

Kde j , s a l sú atómové čísla a vlastné čísla operátorov $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$.

4.1.2 Dynamika spinov v magnetickom poli

Pre názornú predstavu je vhodné uvažovať len jeden spin a zaviesť si sústavu súradníc. Smer šírenia laserového zväzku uvažujeme v smere osi x a vektor magnetického poľa v smere osi z . Ak na vzorku posvietime kruhovo polarizovaným svetlom, výsledkom výberových pravidiel je, že takýto fotón vybudí spinovo polarizovaný elektrón z valenčného pásu dier do vodivostného pásu. Spin diery relaxuje oveľa rýchlejšie ako spin elektrónu [13, 18], preto sa dierami v ďalšom texte zaoberať nebudeme. Priamy prechod elektrónu je pozorovateľný, pokiaľ má polovodič tzv. priamy zakázaný pás, ako napríklad GaAs. Smer spinu je súhlasný, alebo nesúhlasný so smerom šírenia lúča (kapitola 3.2.1). Priložením priečného magnetického poľa (vzhľadom ku smeru šírenia svetla) sa elektrón bude nachádzať v superpozícii základných stavov definovaných magnetickým poľom. Vývoj superpozície stavov, vyplývajúci z energetického rozdielu dvoch energetických stavov, sa v čase mení ako $\Delta E t / \hbar$ [12]. Rovnako sa na vzniknutú situáciu môžeme pozeráť semiklasicky, ako na precesiu vektora spinu s Larmorovou frekvenciou v rovine kolmej na magnetické pole. Larmorova frekvencia je daná vzťahom:

$$\omega = \frac{g \mu_B B}{\hbar} \quad (4.5)$$

kde g je g – faktor elektrónu, μ_B je Bohrov magnetón, \hbar je Planckova konštanta a B je veľkosť magnetického poľa. Názorná predstava je taká, že vektor spinu sa otáča okolo magnetického poľa a jeho priemet do osi y opisuje priebeh harmonickej funkcie. Strata koherencie spinových vlnových funkcií vedie ku strate amplitúdy oscilácií, resp. tlmí sa harmonický priebeh. Ku strate koherencie môže dôjsť z mnohých príčin, ako napríklad spin – spinové rozštiepenie pri interakcii s dierami, lokálnym magnetickým poľom, alebo elektrónmi; spin – orbitálne štiepenie pri interakcii s fonónmi, alebo nečistotami; alebo rekombináciou elektrónu s dierou.

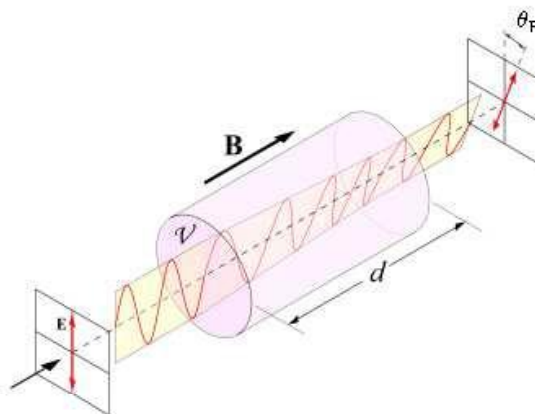
Predstava s jedným spinom je dobrá pre názornú predstavu, ale ťažko realizovateľná v praxi. V skutočnosti sa stretávame so súborom spinov ($\approx 10^{15}$ spinov na cm^{-3}), vybudených optickým pulzom laseru. V základnom stave sa spiny konštruktívne zložia tak, že vznikne vo vzorke celková magnetizácia, ktorá sa otáča s Larmorovou frekvenciou. Pokiaľ by boli všetky vodivostné elektróny identické a neinteragovali by spolu, potom by útlm magnetizácie bol vyvolaný vnútornou spinovou dekoherenciou jednotlivých elektrónov. V prípade exponenciálneho poklesu by bol útlm charakterizovaný transverzálnou dobou spinovej relaxácie T_2 . V reálnych prípadoch sa však ku homogénnej dekoherencii pridávajú aj nehomogénne efekty, ako napríklad zmena g – faktoru, alebo lokálna zmena magnetického poľa ktorá vedie tiež k poklesu spinovej polarizácie (resp. k defázovaniu spinu). Tieto nehomogenity vedú k rozmazaniu relatívnej orientácie súboru spinov aj keď sa všetky samostatne vyvíjajú koherentne. Preto sa experimentálne zmeraná doba poklesu magnetizácie označuje T_2^* , ktorá indikuje že T_2^* sa blíži ku T_2 , pokiaľ sa dajú zanedbať nehomogénne efekty.

4.2 Časovo rozlíšená Faradayova a Kerrova rotácia

Jedná sa o metódy, ktorých princíp je založený na Faradayovom efekte. Časovo rozlíšené ich nazývame preto, lebo pri týchto metódach používame dva zväzky, ktoré sú priestorovo oddelené a navzájom časovo oneskorené (podrobný popis v kapitole 4.2.2).

4.2.1 Faradayov efekt

Tento efekt, resp. magneto – optický jav popisuje stáčanie roviny polarizácie svetla v závislosti na veľkosti intenzity magnetického poľa. Vektor intenzity magnetického poľa je súhlasný so smerom šírenia zväzku (obrázok č.4.1). Bol objavený Michaelom Faradayom v roku 1845.



Obrázok č.4.1: Ilustrácia Faradayovho javu. B je vektor magnetického poľa, d je dĺžka diamagnetického materiálu, ktorým prechádza svetlo pôvodne polarizované v smere vektora elektrickej intenzity E . V je Verdetova konštanta. Uhol θ_F charakterizuje natočenie roviny polarizácie po prechode látkou, ktorá je vystavená magnetickému poli. Vektor magnetického poľa je rovnobežný so smerom šírenia svetla [7].

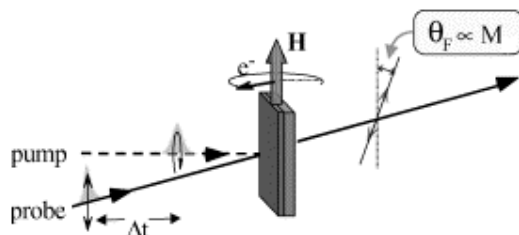
Matematicky sa dá tento efekt popísať vzťahom:

$$\theta_F = VdB \quad (4.6)$$

kde θ_F je uhol natočenia v radiánoch, B je veľkosť magnetickej indukcie, d je dĺžka diamagnetického materiálu na ktorej pôsobí magnetické pole a V je Verdetova konštanta. Znamienko Verdetovej konštanty udáva smer vychýlenia roviny polarizácie svetla. Pre kladné hodnoty pozorujeme vychýlenie v protismere hodinových ručičiek pokiaľ je smer šírenia paralelný s magnetickým poľom, ak sú antiparalelné pozorujeme vychýlenie v smere hodinových ručičiek. Teda, pokiaľ sa svetlo šíri cez materiál a potom sa odrazí späť, uhol otočenia sa násobí.

4.2.2 Princíp metódy TRFR a TRKR

Nižšie popísaná metóda Faradayovej spektroskopie³ (TRFR) podrobne vysvetľuje javy detekované v transmisnej geometrii, nakoľko je takéto experimentálne usporiadanie ľahšie pochopiteľné. V experimentoch sme však využívali reflexnú geometriu – Kerrova spektroskopía (TRKR). TRFR, resp. TRKR využíva metódu excitácie a sondovania (tzv. metódu „pump and probe“). Zväzok vychádzajúci z laseru je rozdelený na dva zväzky oddelené v priestore. Excitačný zväzok je kruhovo polarizovaný a jeho energia je zhodná so šírkou zakázaného pásu polovodiča E_g . Excitačný zväzok vybudí vo vzorke spinovú polarizáciu. Vznik spinovej polarizácie je ekvivalentný vzniku nerovnovážnej magnetizácie, ktorá sa v prítomnosti externého magnetického poľa otáča v rovine kolmej na jeho smer s Larmorovou frekvenciou. Smer magnetického poľa je kolmý na smer šírenia svetla, tzv. Voigtove geometrické usporiadanie. Polarizácia sondovacieho zväzku je lineárna a priechodom cez vzorku sa jej rovina stáča – príčinou je vnútorná magnetizácia vo vzorke (obrázok č.4.2). Uhol stočenia roviny polarizácie je priamo úmerný veľkosti tejto magnetizácie. V prítomnosti externého magnetického poľa, polarizácia sondovacieho zväzku osciluje rovnako ako magnetizácia.



Obrázok č.4.2: Schématické znázornenie otočenia roviny lineárne polarizovaného sondovacieho zväzku. Excitačný zväzok je kruhovo polarizovaný. Vzájomné časové oneskorenie medzi zväzkami je Δt . H je magnetická intenzita, ktorej vektor je kolmý na smer šírenia zväzkov, tzv. Voigtova geometria. θ_F je uhol stočenia, ktorý je priamo úmerný magnetizácii vo vzorke M .

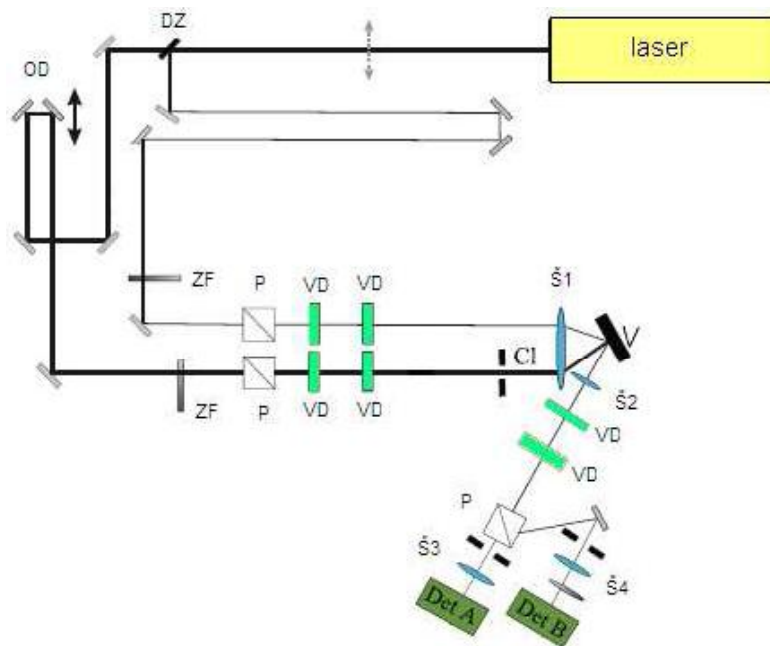
Vzájomným oneskoreným excitačného a sondovacieho zväzku je možné detekovať časový vývoj zmien magnetizácie. Výsledná Faradayova rotácia je daná výrazom:

$$\theta_F = A \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_2^*}\right) \cos\left(\frac{g \mu_B B \Delta t}{\hbar}\right) \quad (4.7)$$

kde A je konštanta fitovania, Δt je časové oneskorenie medzi pumpom a probom, T_2^* je doba života spinovej polarizácie, g je g – faktor polovodiča, μ_B je Bohrov magnetón, \hbar je redukovaná Planckova konštanta a B je veľkosť magnetického poľa. Z tohto výrazu je vidieť, že frekvencia harmonickej kosínusovej funkcie je úmerná g – faktoru vzorky polovodiča,

³Faradayova, resp. Kerrova spektroskopía sú metódy, ktoré sú založené na rovnakom fyzikálnom princípe. Rozdiel je len v detekcii výsledného signálu. Pre Faradayovu spektroskopiu signál detekujeme po priechode vzorkou, kdežto pri Kerrovej spektroskopii je detekcia na odraz. Ktorú z metód v experimente využijeme závisí od hrúbky vzorky. Pre tenké vzorky je výhodná Faradayova spektroskopía (ktorá je aj experimentálne menej náročná), pre hrubé vzorky zase Kerrova spektroskopía.

časovému oneskoreniu Δt , a spinovej dobe T_2^* . Metóda TRFR je preto výhodná na určovanie g – faktoru elektrónu i na určovanie doby T_2^* pre daný polovodič. TRFR je vhodná na zisťovanie dôb T_2^* , len ak jej trvanie neprevyšuje dobu oneskorenia medzi excitačným a sondovacím zväzkom. Doba oneskorenia medzi zväzkami je daná dĺžkou oneskorovacej dráhy, ktorá typicky poskytuje oneskorenie rádovo jednotiek nanosekúnd. Výsledná magnetizácia sa detekuje tzv. optickým mostíkom. Jedná sa o polarizačne citlivú detekciu. Základný princíp spočíva v rozdelení obecně natočenej lineárnej polarizácie na dve navzájom kolmé lineárne polarizácie (pomocou polarizačného deliča). Každá z polarizácií sa detekuje oddelene a výsledný signál Faradayovej (Kerrovej) rotácie je určený rozdielom signálov. Hlavnou výhodou optického mostíka je, že sa vo výslednom signály vyrušia fluktuácie laseru a sme schopní merať ako rozdiel, tak aj súčet signálov (meranie reflektivity). Reálne geometrické usporiadanie je evidentné z obrázku č.4.3:



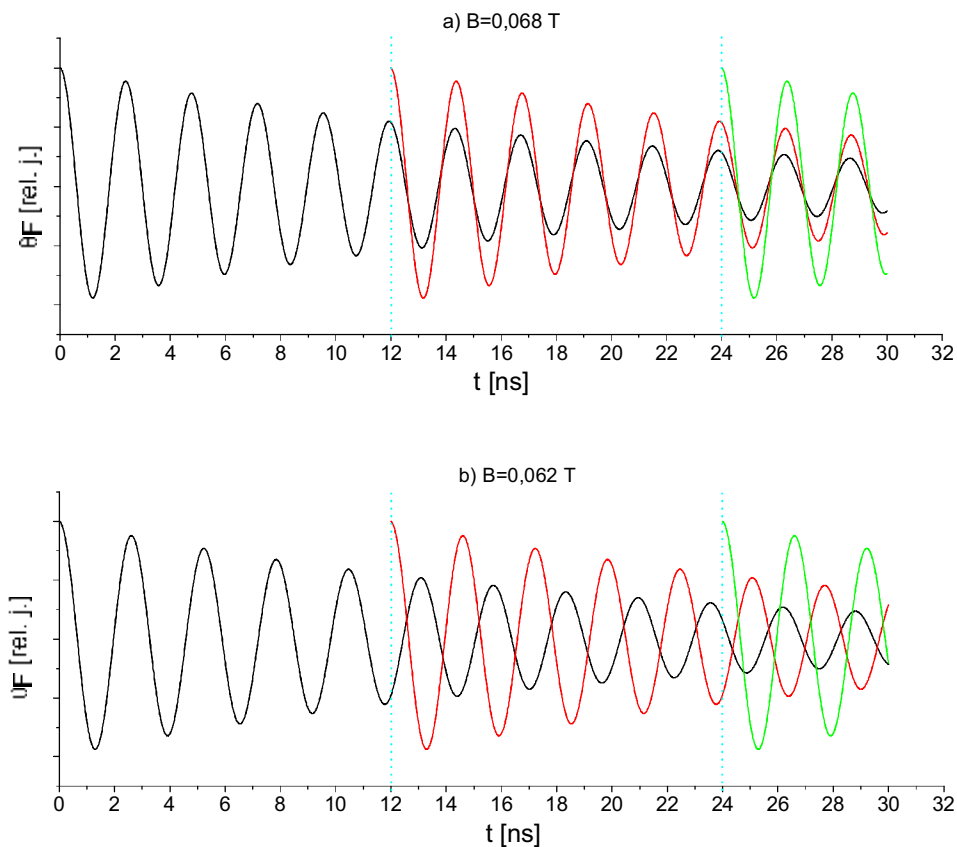
Obrázok č.4.3: Experimentálne usporiadanie pre TRFR. Zväzok je rozdelený deličom zväzku (DZ). Jeden zo zväzkov je oneskorovaný oneskorovacou dráhou (OD). Oba zväzky sú fokusované na vzorku (V), pričom ich polarizácia i dráha sú modulované šošovkami (Š1, Š2, Š3, Š4), vlnovými doštičkami (VD) a polarizátormi (P). Intenzita zväzkov je modulovaná ztmavovacími filtermi (ZF). V dráhe zväzku sa taktiež nachádzajú aj clonky (Cl).

4.3 Rezonančné spinové zosilnenie [12, 15]

Metóda rezonančného spinového zosilnenia (RSA) je vhodná pre určovanie dôb života spinovej populácie – T_2^* – presahujúcej desiatky nanosekúnd. Presnejšie povedané, táto metóda je určená na pozorovanie týchto dôb, ak prevyšujú dobu opakovacej frekvencie

pulzov vychádzajúcich z laseru. Takto dlhé doby vykazujú napríklad niektoré n – dopované polovodiče.

Experimentálne usporiadanie pre RSA je podobný ako pre TRFR. Jedná sa však o časovo integrovanú metódu, pretože sa časové oneskorenie medzi excitačným a sondovacím pulzom nemení. Vzájomné oneskorenie je nastavené pevne a počas merania sa mení veľkosť magnetického poľa. Pulzy vychádzajú z laseru s určitou opakovacou frekvenciou, teda je medzi nimi isté časové oneskorenie (pre laser s opakovacou frekvenciou 82 MHz je to oneskorenie cca $t_{rep} = 12$ ns). Excitačný pulz spôsobí zmenu optických vlastností vzorky. Po prechode excitačného pulzu vzorkou je tento pulz zahatený clonou (v transmisnej geometrii) a detekuje sa len sondovací pulz, ktorý v sebe nesie informáciu o zmenách vyvolaných excitačným pulzom. Pre pochopenie princípu metódy RSA je potrebné si ujasniť, ako sa správajú jednotlivé, excitačným pulzom indukované magnetizácie. Jednotlivé magnetizácie sa skladajú a to buď konštruktívne, alebo deštruktívne v závislosti na veľkosti priloženého magnetického poľa (obrázok č.4.4).



Obrázok č.4.4: Simulácia skladania oscilácií magnetizácie v závislosti na veľkosti magnetického poľa: a) konštruktívne skladanie magnetizácie b) deštruktívne skladanie magnetizácie. Použitý vzťah pre magnetizáciu $M_x \approx \mu_0 \chi \left(\frac{r}{\hbar} \right) \cos \left(\frac{\mu_B g \hbar \omega}{\hbar} \right)$. Hodnoty veličín dosadzovaných do vzťahu: $g = -0,47$ (GaAs pri teplote $T = 0$ K), $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ J/T, $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-25}$ J.s. Dozrievanie magnetizácie indukované v jednotlivých pulzoch je znázornené odlišnými farbami. Časové oneskorenie medzi jednotlivými sondovacími pulzmi je $t_{rep} = 12$ ns.

Rýchlosť otáčania magnetizácie závisí na veľkosti magnetického poľa. Za týchto podmienok je celková magnetizácia ($M_S \approx \exp\left(-\frac{t}{T_2^*}\right) \cos\left(\frac{g\mu_B B t}{\hbar}\right)$) rezonančne zvýšená, ak argument kosínusovej funkcie je celočíselným násobkom 2π v čase $t = t_{rep}$:

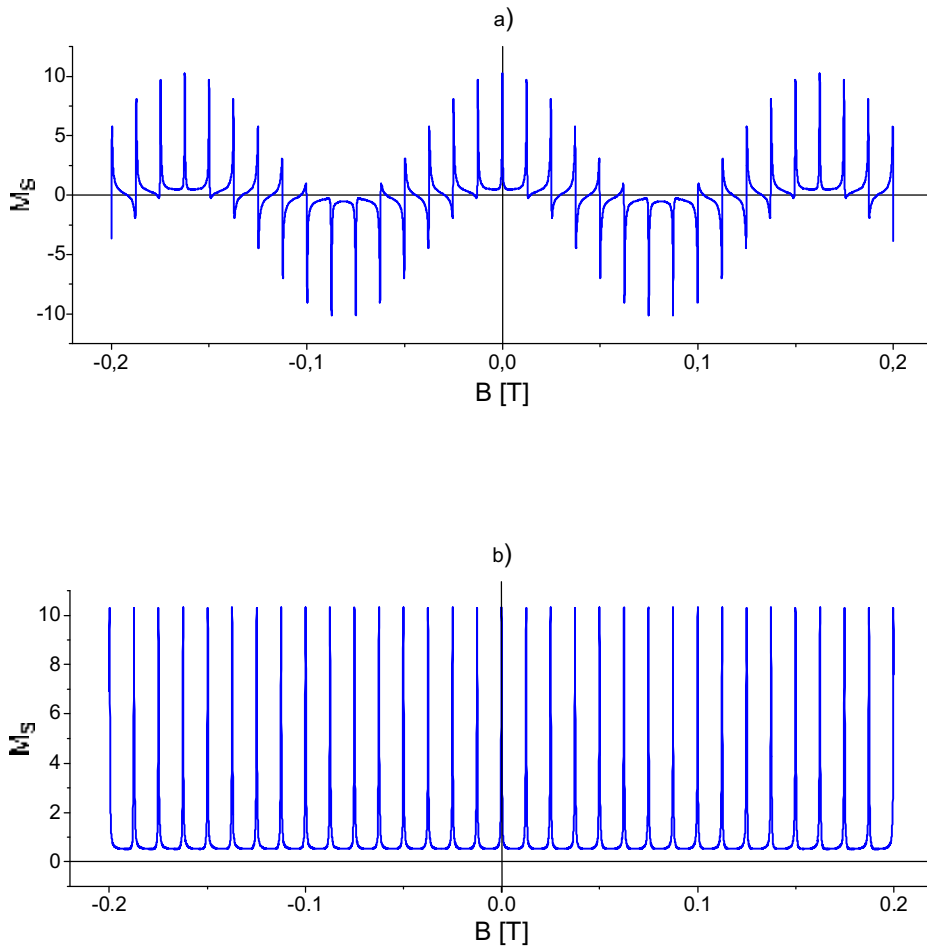
$$\frac{g\mu_B B t_{rep}}{\hbar} = n2\pi \quad (5.8)$$

Teda z merania Faradayovej rotácie pri fixnom časovom oneskorení a pohyblivom magnetickom poli, dostávame oscilácie periodické v magnetickom poli a úmerné jednak $\mathcal{A}t$ i g . Matematicky sa získaná celková magnetizácia dá zapísať vzťahom:

$$M_S = \sum_n \Theta(\Delta t + nt_{rep}) M e^{-(\Delta t + nt_{rep})/T_2^*} \cos[g\mu_B B(\Delta t + nt_{rep})/\hbar] \quad (5.9)$$

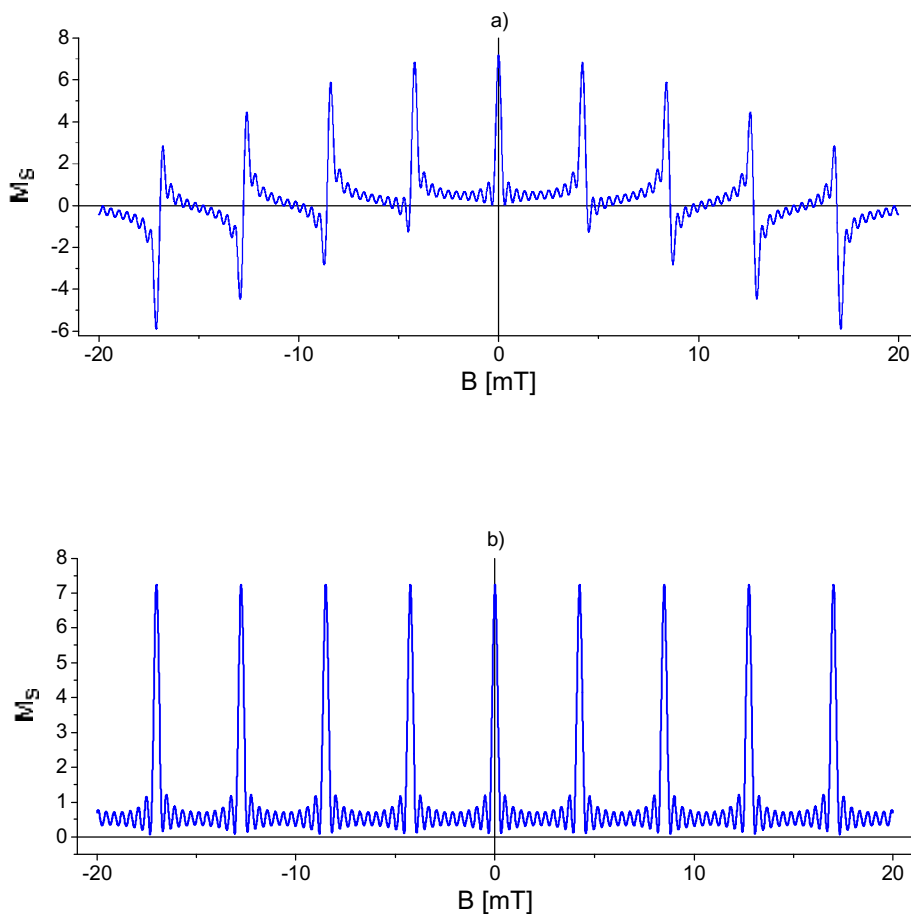
Význam jednotlivých členov sa nemení. Výsledná magnetizácia je určená súčtom cez všetky sondovacie pulzy z laseru a kroková funkcia Θ zabezpečuje, že k M_S prispievajú len predošlé excitačné pulzy (smer toku času je opačný ako chod laserových pulzov). Funkcia vykazuje rôzny tvar pre rôzne časové oneskorenia $\mathcal{A}t$ [15]. Pre názornosť prikladám mnou namodelovaný tvar výslednej magnetizácie M_S . Model bol vytvorený použitím hodnôt typických pre n – typový GaAs a jeho priebeh sa dobre zhodoval s publikovanými výsledkami v [15]. Výsledky modelu sú na obrázku č.4.5. Z obrázku je zrejmé, že priebeh magnetizácie sa mení v závislosti na časovom oneskorení, ako to vyplýva z veľkosti argumentu harmonickej funkcie v (5.9).

Zo získaných závislostí M_S na magnetickom poli sa dá fitovaním určiť doba života spinovej polarizácie T_2^* . V dátach je táto doba priamo úmerná šírke píku v jednotlivých osciláciách. V nami použítom modeli sme neuvažovali, že by sa T_2^* menila s veľkosťou poľa, preto sú všetky píky rovnako široké i vysoké.



Obrázok č.4.5: Model výslednej magnetizácie získanej pomocou metódy RSA pre n – typový GaAs podľa vzorca: $M_x = \sum_{i=1}^n \cos(\Delta t - \tau_{i, \text{eff}}) M_i e^{-\frac{\gamma^2 + \tau_{i, \text{eff}} \omega_i}{T_2^*}} \cos\left[\frac{\mu_B g_i (\omega_i - \omega_{L, \text{eff}})}{\pi}\right]$ pre a) $\Delta t = 1 \text{ ns}$, b) $\Delta t = 10 \text{ ps}$. $g = -0,44$, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$, $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-25} \text{ J}\cdot\text{s}$, $M = 1$, $T_2^* = 130 \text{ ns}$. Model je len približný, pretože podľa [12] doba života spinovej polarizácie T_2^* sa so vzrastajúcim poľom znižuje, čo sme v modeli zanedbali.

Nakoľko sme v tejto diplomovej práci vyskúšali metódu RSA na vzorke CdTe, prikladáme aj výsledky modelu za použitia hodnôt typických pre CdTe. Pričom sme použili dobu spinovej polarizácie rovnakú ako v n – typovom GaAs ($T_2^* = 130 \text{ ns}$). Namodelované závislosti sú zobrazené na obrázku č.4.6:



Obrázok č.4.6: Model výslednej magnetizácie získanej pomocou metódy RSA pre CdTe (pri izbovej teplote) podľa vzorca:

$$M_S = \sum_n \Theta(\Delta t + nT_2) M_0 e^{-\frac{(nT_2 - nT_1) \gamma \hbar}{T_2}} \cos\left[\frac{g \mu_B B (\Delta t - nT_1 \gamma \hbar)}{\hbar}\right]$$
 pre a) $\Delta t = 1$ ns, b) $\Delta t = 10$ ps. $g = 1,4$, $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$ J/T, $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-25}$ J.s, $M = 1$, $T_2^\infty = 130$ ns. Model je len približný, nakoľko sme uvažovali dobu spinovej polarizácie rovnakú ako pre n – typový GaAs.

Z obrázku č.4.6 je vidno, že pre vzorky CdTe, v ktorých by doba spinovej relaxácie bola 130 ns, je priebeh v rôznych časových oneskoreniach odlišný – rovnako ako v GaAs. Rozdiel medzi týmito dvoma vzorkami je v ich g – faktore, hodnota g – faktoru pre CdTe je cca trikrát väčšia ako pre GaAs. Tento rozdiel sa prejavil hlavne vo frekvencii s akou sa hlavné maximá vyskytujú v závislosti na magnetickom poli. To je dobre viditeľné pri uvažovaní rozdielneho rozsahu pre GaAs (od -200 mT do 200 mT) a pre CdTe (od -20 mT do 20 mT).

4.4 Hanle efekt

Ďalšou metódou na určovanie špecifických vlastností polovodičového materiálu (napr. dobu spinovej relaxácie) v prítomnosti magnetického poľa je Hanle efekt. Jedná sa o časovo integrovanú experimentálnu metódu. Princíp detekcie doby spinovej polarizácie je nasledovný: laserový zväzok, ktorý je kruhovo polarizovaný, vybudí v polovodiči nerovnovážnu spinovú polarizáciu. Doznievanie tejto polarizácie je detekované v kruhovo polarizovanej fotoluminiscencii (z angl. photoluminescence – PL). Ak je priložené magnetické pole na vzorke nulové, je celkový spin elektrónov daný vzťahom [19]:

$$M(B = 0) = M_0(1 + \tau_f/\tau_S)^{-1} \quad (4.10)$$

kde M_0 je konštanta. Zo tohto vzťahu vyplýva, že magnetizácia je úmerná dobe spinovej relaxácie τ_S a τ_f . $\tau_f = n/G$, kde n je koncentrácia rovnovážnych elektrónov (v prípade dopovania je to počet donorov/akceptorov) a G je excitačná hustota (teda rýchlosť tvorby fotoindukovaných nosičov na jednotku objemu). τ_f sa dá chápať ako doba života voľného elektrónu. Má význam charakteristického času, počas ktorého je populácia rovnovážnych elektrónov nahradená fotoexcitovanými elektrónmi v období tvorby a rekombinácie elektrón – dierových párov. Vybudená magnetizácia je rovnobežná so smerom excitačného zväzku. V prítomnosti priečného magnetického poľa dochádza k potlačeniu spinovej orientácie, resp. k potlačeniu kruhovej polarizácie PL. Tento jav sa nazýva Hanle efekt. Inak povedané, magnetické pole vyvoláva precesiu spinu na Larmorovej frekvencii. Nasledovné defázovanie spinovej populácie (magnetizácie) v čase t je dané vzťahom:

$$M_S(t) = M_0 \exp(-t/T_2^*) \cos(\omega t) \quad (4.11)$$

kde M_0 je magnetizácia tesne po vybudení (v čase $t = 0$) a doba života spinu je daná vzťahom:

$$\frac{1}{T_2^*} = \left(\frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_f} \right) \quad (4.12)$$

$T_2^* = \tau_S$ ak môžeme zanedbať rekombinačné procesy, čo je dobrým priblížením pre $n - \text{typ GaAs}$ pri slabom čerpaní [20]. Resp. ak sú nosiče vybudené po dostatočne dlhý čas a relaxujú len pomaly.

V najjednoduchšom prípade, keď je hustota nosičov rovnomerná a uvažujeme celý súbor spinov, získame spinovú polarizáciu integráciou cez čas [20]:

$$M_S(B) = M_S(0) \int_0^\infty e^{-t/T_2^*} \cos(\omega t) dt \quad (4.13)$$

Po integrácii dostávam výraz:

$$M_S(B) = M_S(0) \frac{1}{1 - (\mu_B B T_2^* / \hbar)^2} \quad (4.14)$$

kde B je magnetické pole, μ_B je Bohrov magnetón a g je g – faktor elektrónu. Z tvaru toho vzorca je evidentné že výsledná magnetizácia je daná Lorentzovou krivkou v závislosti na B

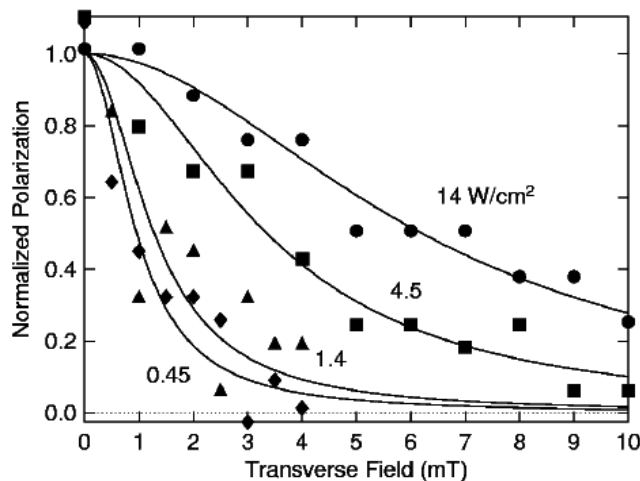
(obrázok č.4.7). Túto krivku nazývame aj Hanleho krivka, v súvislosti s Hanle efektom. Magnetizácia v smere zväzku je detekovaná skrz polarizáciu PL ako funkcia veľkosti magnetického poľa.

V prípade známeho g – faktoru vzorky môžeme určiť T_2^* z pološírky krivky:

$$B_{1/2} = \frac{(\hbar/\mu_B g)}{T_2^*} \quad (4.15)$$

Teda pološírka krivky je priamo úmerná inverznej dobe T_2^* . Z čoho plynie, že z pološírky Lorentzovej krivky môžeme určiť dobu spinovej relaxácie τ_S . Zo vzťahu (5.12) vyplýva že T_2^* a teda šírka Hanleho krivky závisí na excitačnej intenzite, resp. intenzite zväzku. Čím je intenzita väčšia, tým je pološírka krivky väčšia [13].

Pokiaľ však koncentrácia spinov vybudенých nosičov náboja nie je homogénna, nie je možné popísať celý súbor elektrónov pomocou jednotného τ_S . V tomto prípade nie sme schopní Hanleho krivku popísať Lorentzovou funkciou. Výsledky takéhoto merania by vykazovali tvar z ktorého sme schopní odhaliť T_2^* len určitej podmnožiny nosičov, a ten môže byť vo všeobecnosti iný ako pre celok. Preto sa laser fokusuje do bodu s väčším priemerom zväzku (>200 μm). Tvar krivky je závislý aj od kvality prípravy a zloženia polovodičovej štruktúry. Pre n – typové polovodiče je typický “nelorentzovský“ tvar PL, nakoľko dochádza ku spinovej difúzií, takže spinová orientácia nie je homogénna v celej hrúbke vzorky. Lorentzovský tvar sa dá docieľiť vhodnou prípravou a zložením jednotlivých polovodičových vrstiev [19].



Obrázok č.4.7: Priebeh normovaných Hanleho kriviek v závislosti na veľkosti priečneho poľa. Jednotlivé krivky sa odlišujú v intenzite dopadajúceho laserového zväzku [19].

5 Študované materiály

5.1 CdTe

CdTe je binárna zlúčenina patriaca do skupiny II – VI polovodičov. V súčasnosti je veľká časť pozornosti venovaná skúmaniu vlastností III – V polovodičov a to hlavne GaAs. Pre štúdium spinovej relaxácie v polovodičoch je CdTe zaujímavé najmä tým, že má rovnakú kryštálovú štruktúru ako GaAs, ale iné materiálové parametre (napr. efektívne hmotnosti a silu spin – orbitálnej interakcie). To umožňuje zistiť ktoré vlastnosti sú dané práve kryštálovou štruktúrou a ktoré sú dané odlišnými materiálovými parametrami. CdTe je polovodič s priamym zakázaným pásom, ktorého šírka je teplotne závislá a splňuje vzťah:

$$E_g = E_0 + \frac{\alpha T^2}{\hbar + T} \quad (5.1)$$

Kde $\alpha = -3,72 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$, $\hbar = 110,0 \text{ K}$ a $E_0 = 1,6077 \text{ eV}$. Táto závislosť platí v rozmedzí 0 až 500 K. Za izbovej teploty (300 K) je veľkosť pásu 1,52 eV, pri teplote tekutého hélia je to 1,601 eV [4, 21].

Výhodou CdTe (ako aj iných polovodičov) je, že dopovaním sa dajú meniť jeho fyzikálne vlastnosti ako napr. vodivosť. Dopovanie na p – typ je menej technicky náročné a ako dopanty sa často používajú telúr (Te), dusík (N), fosfor (P), arzén (As) a iné. N – typové vzorky CdTe je možné vyrobiť dopovaním india (In) i zinkom (Zn) metódou MBE. Koncentrácia donorov $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ je hraničná a polovodič vykazuje vlastnosti kovu. V CdTe je pohyblivosť elektrónov 10 krát väčšia ako pohyblivosť dier.

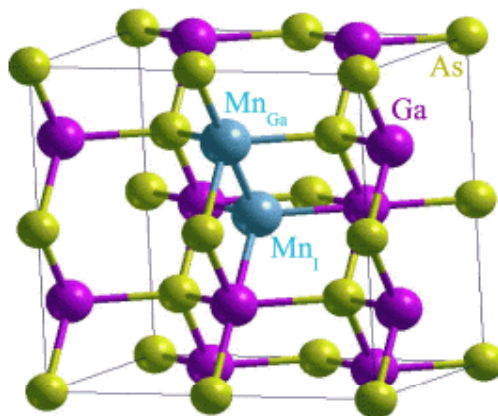
5.1.1 Skúmané vzorky CdTe [22]

Pre účely nášho výskumu boli použité dve rozdielne vzorky, a to jedna p – typová a jedna n – typová. P – typová vzorka niesla označenie F36 s koncentráciou donorov cca 10^{16} . Kryštál CdTe, z ktorého bola vzorka pripravovaná je nedopovaný, ale obsahuje vakancie po Cd, cudzie akceptory (Cd, Te, kremenné sklo) a iné, kvôli ktorým vykazuje vlastnosti p – typu. N – typová vzorka bola označená ako F38F2 s koncentráciou nosičov $3,2 \times 10^{17}$. N – typ bol vyrobený z pôvodného kryštálu CdTe dopovaním atómami In. Obe vzorky boli objemové

a niekoľko mm hrubé. Obe boli tiež na povrchu leptané (povrchová úprava). Vzorky boli vypestované metódou rastu v gradiente teploty vo Fyzikálnom ústave UK Ing. E. Belasom, CSc.

5.2 (Ga,Mn)As [16, 23]

GaAs je polovodič, ktorý je dobre preštudovaným materiálom s mnohými aplikáciami napr. v elektronike. Prepojením jeho fyzikálnych vlastností s magnetickými vlastnosťami Mn vznikol veľmi cenný materiál, ktorý by mohol mať široké uplatnenie v optoelektronike. (Ga,Mn)As, presnejšie $(\text{Ga}_{1-x},\text{Mn}_x)\text{As}$ – polovodič skupiny III-V, sa radí medzi zriedené polovodiče (DMS – Diluted Magnetic Semiconductors). Kryštalografická štruktúra (Ga,Mn)As je znázornená na obr. 5.1. Magnetické polovodiče majú vlastnosti bežných polovodičov, ale navyše disponujú magneto – optickými vlastnosťami (zmena optických vlastností látky vyvolaná pôsobením magnetického poľa). Podrobným mechanizmom vzniku feromagnetizmu v (Ga,Mn)As sa v tejto práci zaoberať nebudeme, iba uvedieme, že vzniká vďaka väzbe Mn-As v ktorej chýba p-elektrón. Tento elektrón je vo väzbe Ga-As prítomný z čoho plynie, že Mn v zlúčenine pôsobí ako akceptor, teda poskytuje voľné diery. Voľné diery sprostredkovávajú feromagnetizmus. Feromagnetizmus sa prejavuje, ak je teplota látky nižšia ako hraničná, tzv. Curieho teplota (T_C).



Obrázok 5.1: Kryštalografická štruktúra (Ga,Mn)As. Mn_{Ga} značí atóm Mn na mieste Ga, Mn_{I} označuje intersticiálnu polohu Mn [16].

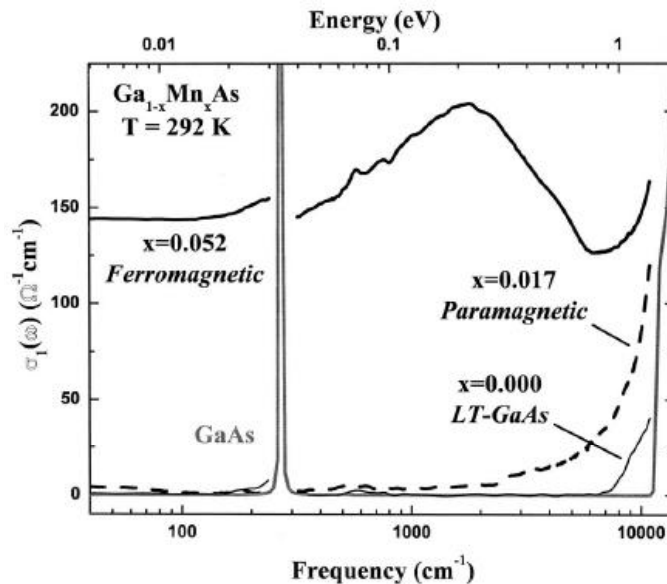
Vo všeobecnosti platí, čím vyššia koncentrácia iónov Mn v mriežke, tým je účinnosť feromagnetizmu väčšia. Zastúpenie Mn v GaAs je však limitované jeho rozpustnosťou (pri vysokej koncentrácii Mn sa stáva materiál nehomogénnym). Koncentrácia Mn do 10% je možná použitím nízкотеплотnej molekulárnej epitaxie (LT – MBE). Postup prípravy je

nasledovný: Na hrubú vrstvu GaAs, slúžiacu ako substrát, sa naniesie pomocou MBE pri teplote cca 600°C vrstva vysokoteplotného GaAs. Potom sa teplota zníži na 200 – 250°C pri ktorej sa vytvorí tenká vrstva nízkoteplotného GaAs. Na záver sa z piecok aplikujú ióny Mn. Tak vznikne vrstva (Ga,Mn)As s patričnou koncentráciou Mn. Nízkoteplotný rast má však aj svoje nevýhody, ktorými je tvorba defektov, ako napríklad Mn_I (intersticiálna poloha Mn – obrázok č.5.1), alebo As_{Ga} (antisite poloha – atóm As v mieste, kde by sme očakávali atóm Ga). Tieto poruchy sú nežiaduce, nakoľko pôsobia ako donory, teda „pohlujú“ voľné diery. Počet defektov sa dá eliminovať dodatočným žiňaním vzorky pri vysokých teplotách. Napr. Mn_I zaujíma v štruktúre nestabilnú polohu, ktorá tepelnou difúziou prejde k povrchu kryštálu, kde je následne pasivovaná oxidáciou. Týmto procesom sa odstraňuje neželaná kompenzácia dier a zvyšuje sa hodnota T_C .

Niektoré vlastnosti (GaMn)As súvisia s vlastnosťami GaAs. GaAs je polovodič s priamym zakázaným pásom, ktorého šírka je teplotne závislá a splňuje vzťah:

$$E_{fg} = E_{g0} - \frac{at^2}{b+t} \quad (5.2)$$

Kde $at = -5,408 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$, $b = 204 \text{ K}$ a $E_{g0} = 1,519 \text{ eV}$. Za izbovej teploty (300 K) je veľkosť pásu 1,42 eV, pri teplote tekutého hélia je to 1,519 eV [24]. Stanoviť šírku zakázaného pásu pre (GaMn)As nie je jednoduché. Pre jej určenie sa skúma závislosť reálnej časti optickej vodivosti $\sigma_1(\omega)$, ktorá udáva mieru absorpcie na energii (resp. frekvencii) dopadajúceho svetla (obrázok č.5.2):



Obrázok č.5.2: Reálna časť vodivosti získaná meraním transmisie pre paramagnetický (GaMn)As: $x = 0,017$ (šiarovaná čiara), feromagnetický (GaMn)As: $x = 0,052$ (hrubá plná čierna čiara) a pre vrstvu LT – GaAs: $x = 0,00$. Vodivosť GaAs je znázornená šedou čiarou [23].

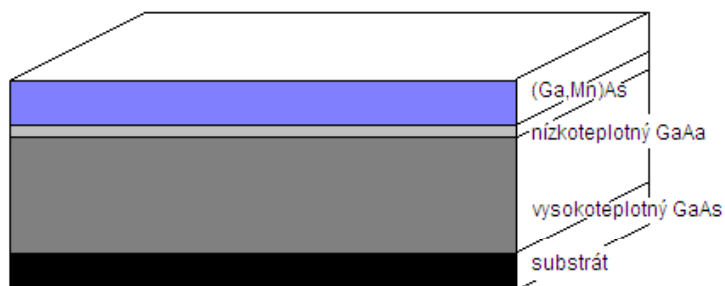
Z obrázku č.5.2 je názorné, že presná šírka zakázaného pásu je ťažko definovateľná, preto sa uvažuje, že je rovnaká ako pre GaAs.

5.2.1 Skúmaná vzorka (Ga,Mn)As

Vzorka, ktorú sme skúmali niesla označenie D071#5. Bola pripravovaná metódou LT – MBE na oddelení fyziky povrchov a rozhraní Fyzikálneho ústavu Akadémie vied ČR v Cukrovarnickej ulici. Vzorka je tvorená substrátom GaAs, 370 nm hrubou vrstvou vysokoteplotného GaAs, 4,5 nm hrubou vrstvou nízkoteplotného GaAs a 50 nm hrubou vrstvou (Ga,Mn)As (obrázok č.5.3). Vlastnosti používanej vzorky sú uvedené j tabuľke č.5.1:

Koncentrácia Mn	7 %
Curieho teplota (T_C)	160 K
Rozmery vzorky	4,5 x 4,7 mm

Tabuľka č.5.1: Charakteristika skúmanej vzorky

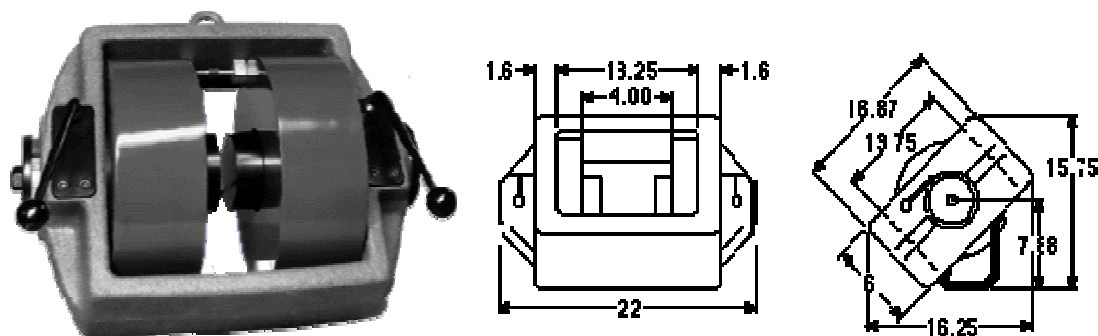


Obrázok č.5.3: Znázornenie vrstiev pri raste kryštálu (Ga,Mn)As. Ako základ slúži monokryštál GaAs na ktorom sú narastené vysokoteplotná a nízkoteplotná vrstva GaAs. Ako posledná je vytvorená vrstva (Ga,Mn)As.

6 Charakterizácia magnetu

6.1 Popis aparatúry

Merania v externom magnetickom poli boli realizované pomocou elektromagnetu od spoločnosti Walker Scientific, typ HV – 4H (obrázok č.6.1), ktorý bol v nedávnej dobe inštalovaný v oddelení kvantovej optiky a optoelektroniky KCHFO, MFFUK. Jedná sa o variabilný elektromagnet napájaný jednosmerným prúdom. Schematicky sa magnet skladá z dvoch cievok navzájom pevne vzdialených o 4,5'' (cca 11,4 cm), z ktorých vystupujú pólóvé nástavce priamo sprostredkujúce magnetické pole. Vzdialenosť týchto nástavcov je nastaviteľná od 0,06'' do 4,5'' (resp. od 0,15 cm do 11,4 cm) pomocou regulačných tyčí umiestnených po boku cievok. Cievky elektromagnetu sú chladené vodou, aby nedochádzalo k prehriatiu a prípadným poškodeniam. Prúd k cievkam je vedený od zdroja s rozsahom jednosmerného prúdu od 0 A do 25 A s presnosťou stotiny ampéru. Celá konštrukcia magnetu je umiestnená na nemagnetickom stole.



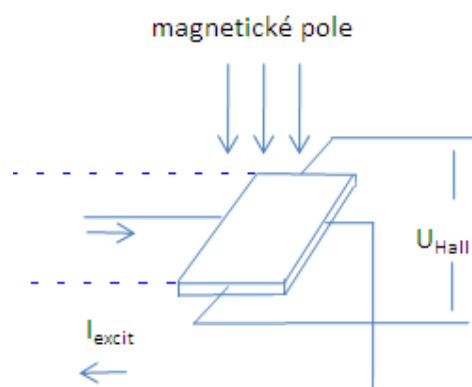
Obrázok č.6.1: Zobrazenie magnetu – šedé kotúče predstavujú cievky, z ktorých vystupujú čierne pólóvé nástavce. Veľkosti jednotlivých komponentov sú uvedené v palcoch (1 palec = 2,54 cm) [25].

Pre potreby merania v prítomnosti magnetického poľa je dôležité poznať jeho homogenitu a veľkosť, aby toto pole bolo na vzorke jasne definovateľné a reprodukovateľné. Jednotlivé experimenty vyžadujú rôznu absolútnu hodnotu magnetickej intenzity, teda rôzne nastavenia používanej aparatúry. Veľkosť magnetického poľa medzi pólóvými nástavcami je síce udávaná výrobcom, ale to iba v jednom bode – v strede, medzi nástavcami. Preto bolo

nutné premerať pole podrobnejšie a pri rôznych vzdialenostiach nástavcov. K tomuto účelu bola použitá sonda od rovnakej spoločnosti s označením MG – 3D. Jedná sa o sondu (Gaussmeter) založenú na princípoch Hallovhovho javu: Pohybujúci sa náboj v magnetickom poli, kolmom na smer náboja, cíti silu $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Smer sily je závislý na znamienku náboja, preto sa kladné náboje vychýľujú opačným smerom ako záporné. Náboje sa hromadia na opačných stranách dovedy, kým sa sily takto vzniknutého elektrického poľa nevyrovnajú so strednou magnetickou silou. Náboje na protiľahlých stranách vytvoria potenciálový rozdiel, teda napätie, ktoré sa označuje ako Hallovo napätie [26]. V kovoch je tento efekt relatívne malý, ale v polovodičoch sa jeho vplyv zvyšuje. Komerčné sondy sú obvykle vyrábané z vysoko čistého indium arsenidu (InAs), ale v pre niektoré aplikácie sa taktiež využívajú zmesi indium cín (InSn), alebo indium antimonid (InSb) [27]. Geometricky je sonda vykreslená na obrázku č.6.2 a výrobca uvádza približný vzťah:

$$U_{Hall} = K_H \times I_{excit} \quad (6.1)$$

kde I_{excit} je veľkosť excitačného prúdu prechádzajúceho sondou a K_H je funkciou geometrie, magnetického poľa, teploty a prúdu, preto tento vzťah nie je lineárny a závisí na jednotlivých druhoch sond.



Obrázok 3.6.2: Schéma Hallovskej sondy. Sonda je cca. 15 cm dlhá. Na obrázku je načrtnutá iba jej aktívna časť (kváder). Magnetické pole je kolmé na sondu, respektíve na smer prúdu ňou prechádzajúci.

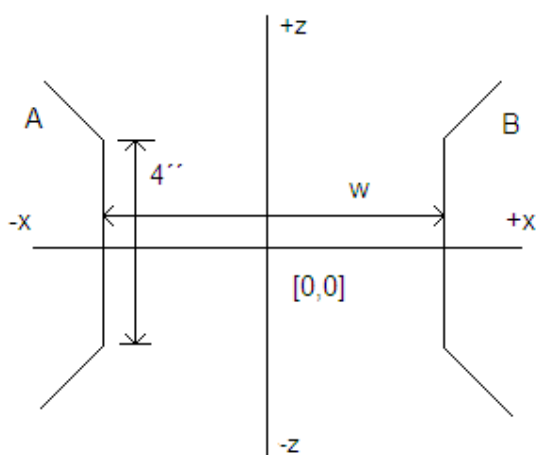
Nami použitá sonda uvedeného typu je schopná merať polia od 1 G (10^{-4} T) do 100 kG (10 T). Namerané hodnoty poľa ukazuje priamo na digitálnom displeji. Jej aktívna oblasť (teda oblasť určená výrobcom ako oblasť v ktorej sonda udáva správne hodnoty magnetického poľa) je 2 mm od voľného konca.

6.2 Meranie magnetického poľa

Pre podrobný sken magnetického poľa je nutné sondu najskôr vynulovať, aby sa odstránil vplyv nenulového magnetického poľa v pozadí. Pole elektromagnetu vykazuje

hysteréznú závislosť na veľkosti prechádzajúceho prúdu. To znamená, že ak bolo predtým nenulovým prúdom kladnej polarite vyvolané magnetické pole, tak môžeme namerať zbytkovú magnetizáciu aj keď magnetom prúd už viac neprechádza. Nulovanie sondy prebieha tak, že sa najprv určí hodnota zbytkového poľa pre kladnú polaritu a potom pre zápornú polaritu prúdu. Offset sondy sa nastaví tak, aby obe hodnoty zbytkového poľa dávali tú istú absolútnu hodnotu.

Samotné meranie veľkosti a homogenity magnetického poľa bolo uskutočnené pre tri rôzne vzdialenosti pólových nastavcov a to $0,5'' (\approx 1,3 \text{ cm})$; $2'' (\approx 5,1 \text{ cm})$ a $4,5'' (\approx 11,4 \text{ cm})$. Veľkosť prechádzajúceho prúdu bola nastavovaná pomocou programu Femtík 9.3. Pre prehľadnosť získaných výsledkov je dobré zaviesť jednotnú sústavu súradníc pre všetky merania (obrázok č.6.3).



Obrázok č.6.3: Zavedenie súradného systému medzi pólovým nastavcom A a B. Stred systému – teda $2'' (\approx 5,1 \text{ cm})$ od skoseného okraju nastavca v smere z a v polovici vzdialenosti w – je označený ako [0,0].

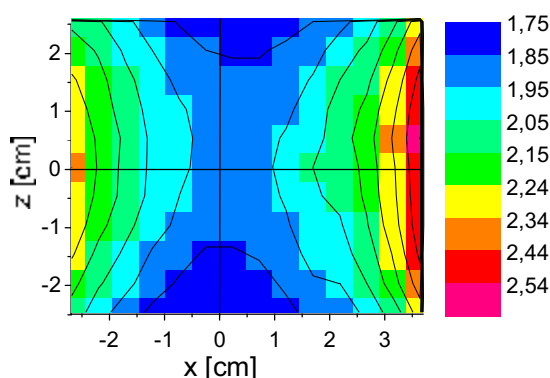
Homogenita a veľkosť poľa boli merané preto, aby sme mohli určiť ako sa veľkosť poľa mení na ploche vzorky. Rôzne vzdialenosti pólových nastavcov umožňujú regulovať intenzitu magnetického poľa, čo je zase výhodné v jednotlivých metódach určovania dób života spinovej polarizácie vo vzorke.

Všetky tri merania boli plošným skenom, pričom os y je pomyselné zavedená kolmo k rovine xz . Sonda bola upevnená na nemagnetickom 3D posune. Výškovo bola zaфіxovaná v ose pólových nastavcov v mieste, kde bude umiestnená vzorka.

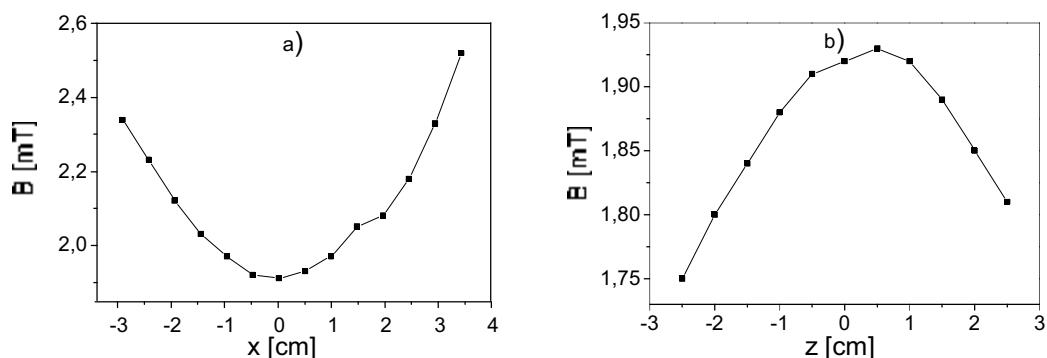
6.2.1 Vzdialenosť pólových nastavcov $4,5''$

V prípade metódy rezonančného spinového zosilnenia (RSA) je výhodné slabé pole, rádovo desiatiny Tesla. Preto sme zvolili najväčšiu možnú vzdialenosť pólových nastavcov –

4,5'' ($\approx 11,4$ cm) pri najnižšom prechádzajúcom prúde 0,01 A. Výsledky získané preskovaním plochy medzi nástavcami je na obrázkoch č.6.4 (plocha), č.6.5a (rez v ose x – horizontálny rez) a č.6.5b (rez v ose z – vertikálny rez). Používaný nemagnetický držiak Hallovskej sondy nám svojimi rozmermi neumožnil premeranie celej plochy medzi nástavcami. Ľavý okraj skenu je 3 cm vzdialený od pólového nástavca „A“ a pravý okraj je 2 cm vzdialený od nástavca „B“. Veľkosť kroku v horizontálnom smere je 0,5 cm, rovnako ako aj vo vertikálnom smere. Chybu kroku odhadujem na 0,5 mm. Hodnoty magnetickej indukcie sú v jednotkách mT. Chybu sondy odhadujem na 0,03 mT. Veľkosť poľa v bode $[0,0]$ je $(1,90 \pm 0,03)$ mT.



Obrázok č.6.4: Rozloženie magnetického poľa pre vzdialenosť pólových nástavcov 4,5'' ($\approx 11,4$ cm), $I = 0,01$ A. Hodnoty magnetického poľa sú v mT. Bod $[0,0]$ je vyznačený ako priesečník kolmých čiernych čiar.

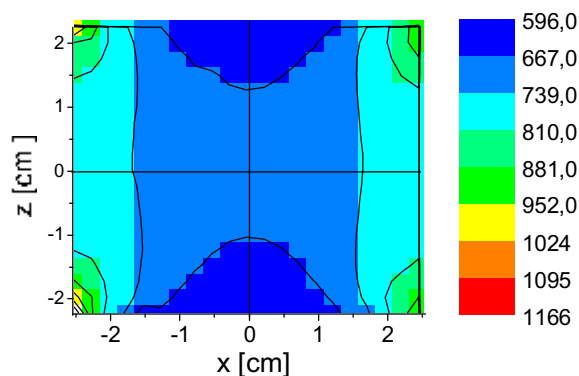


Obrázok č.6.5: Prierez magnetickým poľom v osiach a) x , b) z . Vzdialenosť pólových nástavcov 4,5'' ($\approx 11,4$ cm), $I = 0,01$ A.

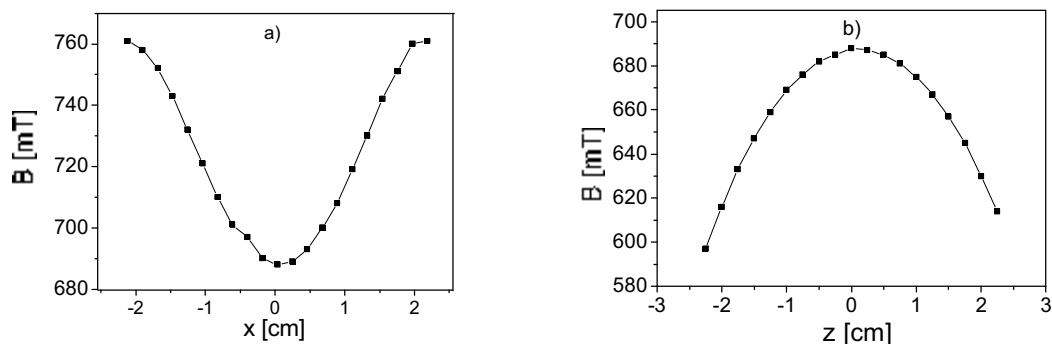
Z obrázkov je zjavné, že pole nie je symetrické v smere osi z . Minimum intenzity poľa je v okolí bodu $[0,0]$ a jej hodnota rastie smerom k pólovému nástavcu.

6.2.2 Vzďalienosť pólóvých nástavcov 2''

Vzďalienosť pólóvých nástavcov 2'' ($\approx 5,1$ cm) je vhodn  pre ur čovanie g – faktoru vzorky. Vtedy je totiž nutné, aby intenzita poľa bola dostatočne veľk  na to, aby sme boli schopn  zaznamenať posta ujuci počet oscil ci z ktorých sa g – faktor d  určiť. Teda je nutné zaznamenať minimálne jeden plnohodnotn  kmit priemetu magnetizácie.  im je pole silnejšie, tým vyššia frekvencia oscil ci. Pre n zkoteplotn  experimenty je nutné pri nastavovan  vzďalienosti pólóvých nástavcov zapo itať aj prítomnosť kryostatu (šírka kryostatu je cca 5 cm). Preto nemôže byť vzďalienosť nástavcov menšia, aj keď by sme t m dosiahli vyššie hodnoty poľa. Plocha medzi nástavcami je preskenovaná cel , s krokom 0,25 cm ako v horizontálnom, tak vo vertikálnom smere. Chyba kroku je 0,5 mm. Chybu sondy odhadujem na 3 mT. Veľkosť poľa v bode [0,0] je (690 ± 3) mT. Výsledky merania sú na obr zoch  .6.7 (plocha), č.6.8a (os x) a  .6.8b (os z).



Obrázok  .6.7: Rozlozenie magnetického poľa pre vzďalienosť pólóvých nástavcov 2'' ($\approx 5,1$ cm), $I = 25$ A. Hodnoty magnetického poľa sú v mT. Bod [0,0] je vyzna en  ako priese nik kolmých čiernych  iar.

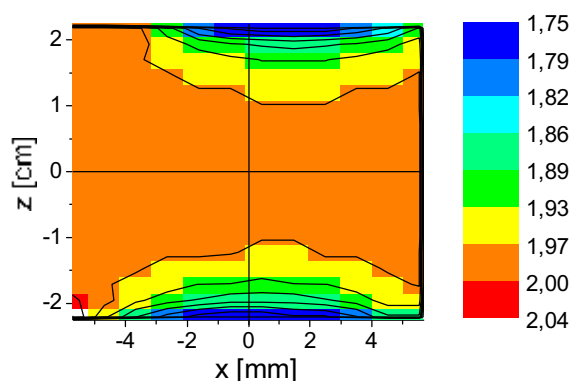


Obrázok  .6.8: Prierez magnetickým poľom v osiach a) x , b) z . Vzďalienosť pólóvých nástavcov 2'' ($\approx 5,1$ cm), $I = 25$ A.

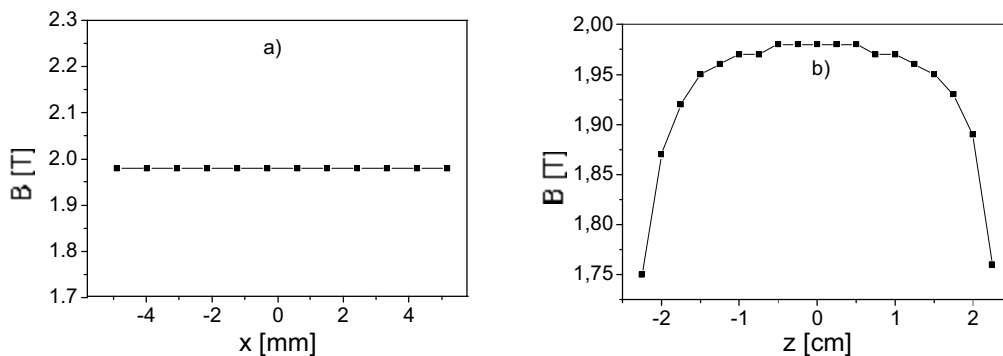
Z obrázkov je vidno, že pole je symetrické okolo bodu $[0,0]$. V tomto bode dosahuje najmenšiu hodnotu intenzity a smerom k pólovým nastavcom sa jej hodnota zvyšuje.

6.2.3 Vzďialenosť pólových nastavcov $0,5''$

Pre experimenty pri izbovej teplote (ako napríklad určovanie g – faktoru pri izbovej teplote) nie je vždy nutný kryostat. Aby sme dosiahli väčšie hodnoty magnetického poľa, priblížili sme pólové nastavce k sebe len na vzdialenosť $0,5''$ ($\approx 1,3$ cm), čo v tomto prípade vylučuje použitie kryostatu. Vzdialenosť pólových nastavcov je najmenšia možná, aby sa medzi ne zmestili upevnené vzorky. Magnetické pole bolo skenované s krokom 1mm v horizontálnom smere a s krokom 0,25 cm vo vertikálnom smere. Chyba kroku v oboch smeroch je 0,5 mm. Chybu sondy odhadujem na 0,01 T. Získané výsledky merania sú na obrázku č.6.9 (plocha), č.6.10a (os x) a č.6.10b (os z).



Obrázok č.6.9: Rozloženie magnetického poľa pre vzdialenosť pólových nastavcov $0,5''$ ($\approx 1,3$ cm), $I = 25$ A. Hodnoty magnetického poľa sú v T. Bod $[0,0]$ je vyznačený ako priesečník kolmých čiernych čiar.



Obrázok č.6.10: Prierez magnetickým poľom v osiach a) x , b) z . Vzdialenosť pólových nastavcov $0,5''$ ($\approx 1,3$ cm), $I = 25$ A.

Z plošného skenu je vidno, že pole nie je symetrické voči bodu [0,0]. To môže byť zapríčinené miernym, okom nepozorovateľným vychýlením sondy z jej osi. Pre nás je však viac podstatná homogenita poľa v okolí bodu [0,0]. Veľkosť poľa v tomto bode dosahuje hodnoty $(1,98 \pm 0,01)$ T, čo by malo zaručovať dostatočnú frekvenciu oscilácií.

6.3 Zhrnutie výsledkov a diskusia

V tejto časti práce sme sa zaoberali homogenitou a veľkosťou magnetického poľa medzi pólovými nastavcami magnetu pri troch rôznych vzdialenostiach. Z nameraných dát sa dá homogenita presne určiť na rozmeroch vzorky. Každá vzorka má však špecifický rozmer. Pri našich meraniach nie sú použité vzorky, ktorých rozmer by presahoval 2 cm (v smere osi x). Vzorky sú tenké, rádovo milimetre, preto pre účely nášho merania považujeme pole v smere z za konštantné.

Homogenita magnetického poľa ± 1 cm od bodu [0,0] je určovaná zo vzťahu $\Delta B/\bar{B}$ [%], kde ΔB je rozdiel polí v strede a na okraji vzorky, a \bar{B} je stredná hodnota poľa na vzorke. Homogenita poľa na vzorke sa smerom k nastavcu A a B odlišovala, preto sú jej hodnoty spriemerované. Vypočítané hodnoty homogenity sú prehľadne uvedené v tabuľke č.6.1.

Vzdialenosť nastavcov	\bar{B} [mT]	Homogenita poľa v smere x [%]
4,5'' (\approx 11,4 cm)	1,95	$96,6 \pm 0,1$
2'' (\approx 5,1 cm)	691	$97,0 \pm 0,1$
0,5'' (\approx 1,3 cm)	1980	$100,0 \pm 0,1$

Tabuľka č.6.1: Charakterizácia magnetického poľa v smere osi x pre rôzne vzdialenosti pólových nastavcov. Homogenita magnetického poľa charakterizuje relatívny pokles magnetického poľa vo vzdialenosti ± 1 cm od bodu [0,0] v smere osi x a \bar{B} je príslušná stredná hodnota poľa.

Zo získaných výsledkov je evidentné, že pole na vzdialenosti 2 cm v ose x (symetricky ku bodu [0,0]) je na vzorke najviac homogénne pri vzdialenosti pólových nastavcov 0,5''(1,3 cm).

V prípade potreby manipulácie so vzorkou, či už naklápaním, otáčaním, alebo inak je výhodné poznať homogenitu poľa aj v smere osi z . Vypočítané hodnoty magnetického poľa 1 cm od bodu $[0,0]$ v oboch smeroch z sú prehľadne uvedené v tabuľke č.6.2:

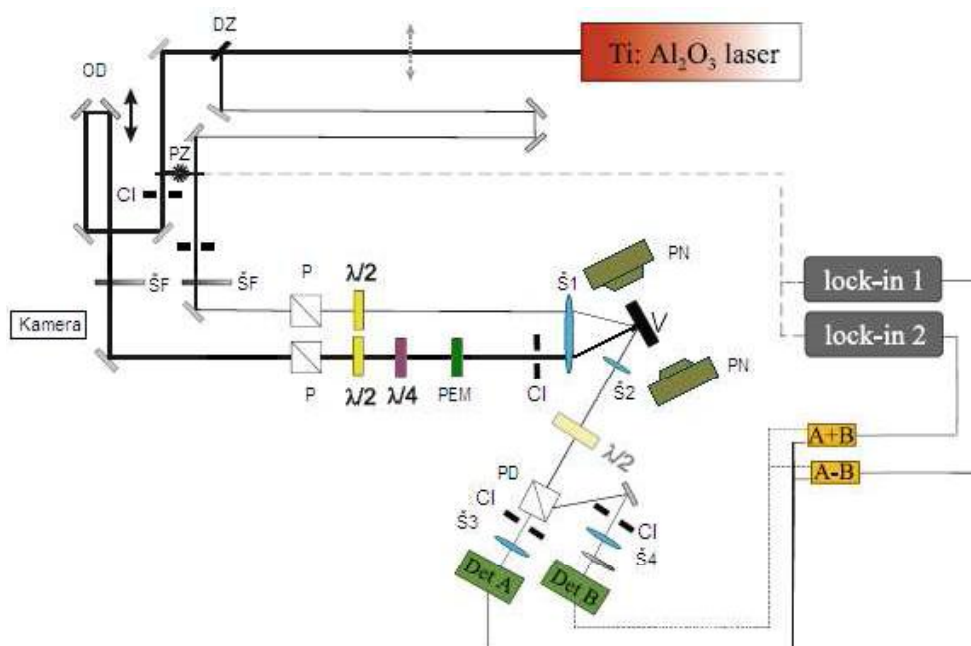
Vzdialenosť nástavcov	\bar{B} [mT]	Homogenita poľa v smere z [%]
4,5'' (\approx 11,4 cm)	1,91	97,9 \pm 0,1
2'' (\approx 5,1 cm)	680	97,7 \pm 0,1
0,5'' (\approx 1,3 cm)	1975	99,5 \pm 0,1

Tabuľka č.6.2: Charakterizácia magnetického poľa v smere osi z pre rôzne vzdialenosti pólových nastavcov. Homogenita magnetického poľa charakterizuje relatívny pokles magnetického poľa vo vzdialenosti ± 1 cm od bodu $[0,0]$ v smere osi z a \bar{B} je príslušná stredná hodnota poľa.

Z tabuľky č.6.2 je vidno, že pole na vzdialenosti 2 cm v ose z (symetricky ku bodu $[0,0]$) je najviac homogénne pri vzdialenosti pólových nastavcov 0,5''(1,3 cm).

7 Experimentálne usporiadanie

Pre všetky uskutočnené experimenty sme používali jedno experimentálne usporiadanie (obrázok č.7.1). Generátorom ultrakrátkych pulzov bol pevnolátkový Ti:Al₂O₃ laser Tsunami 3960 od firmy Spectra Physics, ktorý je čerpaný plynovým argónovým laserom. Pulzy vychádzajúce z laseru boli cca 80 – 100 fs široké pri opakovacej frekvencii 82 MHz, čo je približne jeden pulz každých 12 ns. Laser je laditeľný v oblasti 720 – 890 nm, pričom táto oblasť vlnových dĺžok bola postačujúca pre nami merané javy.



Obrázok č.7.1: Experimentálne usporiadanie pre TRKR a RSA. Zväzok vychádzajúci z Ti:Al₂O₃ je rozdelený deličom zväzku (DZ) na excitačný a sondovací. Ďalej OD – oneskorovacia dráha, PZ – prerušovač zväzku, CI – clonky, ŠF – šedé filtre, Kamera – slúži na pozorovanie prekryvu zväzkov na vzorke, P – polarizátory, $\lambda/2$ – polvlnná doštička, $\lambda/4$ – štvrtvlnná doštička, PEM – fotoelastický modulátor, Š1 a Š2 – šošovky s ohniskovou vzdialenosťou $f = 10$ cm, V – vzorka, PN – pólóvé nástavce elektromagnetu, PD – polarizačný delič, Š3 a Š4 – šošovky s ohniskovou vzdialenosťou $f = 5$ cm, DetA a DetB – detektory, A+B a A-B – obvody s výstupom súčtu, resp. rozdielu signálu.

Zväzok je po výstupe z laseru rozdelený klinovitou doštičkou z kremenného skla na dva zväzky – excitačný a sondovací. Excitačný zväzok je odklonený pomocou zrkadiel na oneskorovaciu dráhu, ktorá umožňuje vytvoriť ľubovoľné oneskorenie zväzkov v rozmedzí od 0 do 3800 ps. Intenzita excitačného zväzku je modulovaná posuvným šedým filtrom. Ďalej je vedený do polarizátora a systému vlnových doštičiek, ktoré umožňujú vytvoriť požadovanú

polarizáciu. V niektorých meraniach sme použili aj PEM (z angl. photoelastic modulator – fotoelastický modulátor), ktorý umožňuje opakovanú zmenu polarizácie zväzku z pravotočivej na ľavotočivú s frekvenciou 50 kHz. Sondovací zväzok je odklonený a jeho dráha vedie nezávisle na excitačnom zväzku cez šedý filter, polarizátor a polvlnnú doštičku na šošovku, kde sú spolu s excitačným zväzkom fokusované na vzorku. Prekryv stôp excitačného a sondovacieho zväzku môžeme sledovať pomocou kamery, ktorej signál je vyvedený na televíznu obrazovku. Vzorka bola nalepená medzi pólovými nástavcami na prste kryostatu (tzv. *cold finger*), ktorý sa pre nízko teplotné merania ochladil na požadovanú teplotu. Kontaktnou látkou medzi vzorkou a prstom bola strieborná pasta, ktorá zaručovala dobrý tepelný kontakt a umožnila tak vzorku ochladiť až na cca 7 K. Vzdialenosť medzi oboma zväzkami je pred fokusovaním cca 1,2 cm. Oba fokusované zväzky sa od vzorky odrážajú, pričom len odrazený sondovací zväzok je detekovaný. Detekciu signálu zabezpečuje polarizačne citlivý mostík. Ten sa skladá z polvlnnej doštičky (ktorá slúži na vyvažovanie mostíka), polarizačného deliča (rozdeľuje signál na dve navzájom kolmé lineárne polarizácie), otočného šedého filtra (slúži na presné dováženie mostíka), cloniek, šošoviek a dvoch kremíkových detektorov (podrobný popis polarizačného mostíka, napr. [16]). Ku detektorom sú pripojené elektronické obvody, ktoré dokážu signál z detektorov sčítať i odčítať a až 2000krát zosilniť. Oba obvody sú pripojené na fázovo citlivé zosilňovače SR830 firmy Stanford Research Inc. (tzv. *lock – in zosilňovač*). Princíp fázovo citlivej detekcie je podrobne vysvetlený v [4]. V našich meraniach sme používali dve usporiadania, a to detekcia signálu modulovaná mechanickým prerušovačom zväzku na referenčnej frekvencii 2000 Hz, alebo modulácia pomocou PEMu s referenčnou frekvenciou 50 kHz.

V nasledujúcich kapitolách ukážeme, ako môže byť dané experimentálne usporiadanie použité v spinovo citlivých experimentoch. Modelovými materiálmi v experimentoch boli dva typy vzoriek, a to CdTe a GaMnAs.

8 Spinová relaxácia elektrónov v CdTe

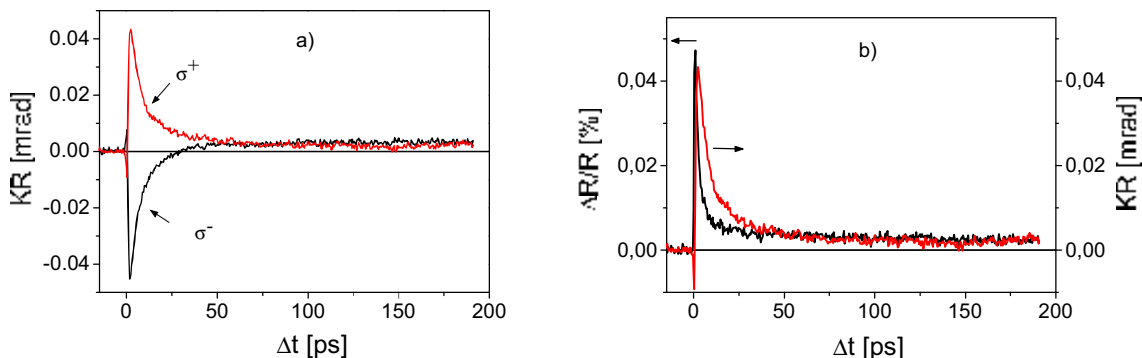
V prípade CdTe môže byť elektromagnet účinne využitý pre štúdium spinovej relaxácie elektrónov a to pomocou metódy TRKR (kapitola 3.2.2) i RSA (kapitola 3.3). Skúmanými vzorkami boli polovodiče s označením F36 a F38F2. Cieľom experimentov bolo v daných vzorkách určiť dobu spinovej relaxácie T_2^* i hodnotu g - faktoru a ich závislosť na rôznych parametroch (teplota, dopovanie). Všetky merania boli uskutočnené v experimentálnom usporiadaní popísanom v kapitole 7.

8.1 Merania na vzorke F36 pri $T = 300\text{K}$

Ako prvú sme merali vzorku F36 (p – typový materiál) metódou TRKR za izbovej teploty. Použitá vlnová dĺžka v oboch zväzkoch bola 790 nm. Pri šírke zakázaného pásu $E_g = 1,52\text{ eV}$ ($T = 300\text{K}$) ide o excitáciu cca 40 meV nad gap. V experimentálnom usporiadaní sme používali polarizačné doštičky (bez použitia PEMu) pre nastavenie jednotlivých kruhových polarizácií excitačného zväzku. Zmena kruhovej polarizácie sa nastavovala na štvrtvlnnej doštičke (za podmienky, že povlnná doštička je v ose 2° – vertikálna polarizácia) a to na 47° pre pravotočivé a 317° pre ľavotočivé svetlo. Polarizácia sondovacieho zväzku sa nemenila a bola pomocou polvlnnej doštičky nastavená ako vertikálna. Pri detekcii bol mechanicky prerušovaný excitačný zväzok na frekvencii $f \approx 2000\text{ Hz}$. Intenzita zväzkov bola nastavená tak, aby pri excitácii bol generovaný dostatok voľných nosičov náboja, ktoré následne vyvolajú merateľnú zmenu indexu lomu materiálu. Na vzorke bol výsledný výkon v excitačnom zväzku cca 2,8 mW, čo zodpovedá plošnej hustote energie v pulze $2\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ a objemovej hustote fotoexcitovaných nosičov približne $n \approx 2,5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. V sondovacom zväzku bola intenzita desaťkrát nižšia. Vzorke bola umiestnená cca 3 mm za ohniskom (kde je šírka zväzku cca 60 μm).

8.1.1 TRKR bez magnetického poľa

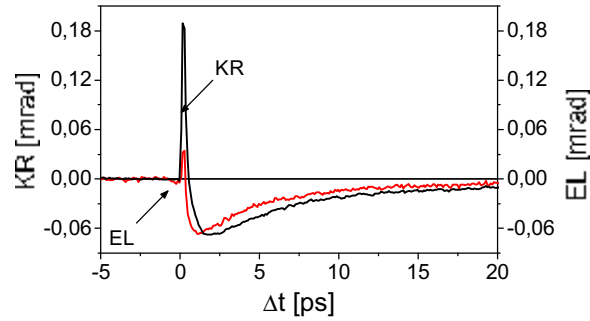
Pri nulovom externom magnetickom poli sme merali TRKR pre dve rozdielne polarizácie excitačného zväzku. Rozdiel v signály KR pre pravotočivú a ľavotočivú polarizáciu je viditeľný z obrázku č.8.1a. Nami použité experimentálne usporiadanie umožňuje okrem signálu z Kerrovej rotácie (KR) merať zároveň aj prechodnú reflektivitu ($\Delta R/R$). Porovnanie prechodnej reflektivity a Kerrovej rotácie je na obrázku č.8.1b.



Obrázok 8.1: a) Signál z KR pre ľavotočivo (σ^+) a pravotočivo (σ^-) polarizované svetlo v závislosti na časovom oneskorení b) porovnanie signálu prechodnej reflektivity s KR pre ľavotočivé svetlo.

Časovú nulu sme definovali tam, kde je signál maximálny, teda tam, kde sa priestorovo i časovo prekrývajú excitačný pulz so sondovacím na prednej strane vzorky. Z obrázku č.8.1 je vidno, že pri excitácii kruhovo polarizovaným svetlom s opačnou točivosťou, dochádza ku zmene znamienka signálu KR. To je spôsobené tým, že vplyvom výberových pravidiel pre absorpciu kruhovo polarizovaného svetla dochádza ku generácii elektrónov s opačnou orientáciou spinu (teda i s opačnou orientáciou výslednej magnetizácie vo vzorke). Ďalej je z obrázku č.8.1a zjavné, že približne po 30 ps detekujeme signál, ktorý je polarizačne nezávislý, nakoľko pre σ^+ je stále kladný, kdežto pre σ^- prechádza zo záporných do kladných hodnôt. Ak by sa v nameraných dátach nevyskytovala polarizačne nezávislá zložka, oba signály by mali klesať do nuly. Nulovú os KR by pretínať nemali.

Pozorovateľný je aj signál (cca 2 ps široký), ktorý je prítomný v oboch polarizáciách svetla. Aby sme vylúčili jeho spojitosť so spinovou relaxáciou elektrónov, zmerali sme signál na krátkej časovej škále a to ako pre KR, tak aj pre elipticitu (EL). Meranie elipticity prebiehalo za rovnakého usporiadania ako KR, len do optického mostíka sa navyše pridala štvrtá vlnná doštička. Výsledky ukazujú obrázok č.8.2. Ako je z obrázku vidno, vyskytuje sa spomínaná rýchla zložka v KR aj v elipticite. V KR dokonca absolútna veľkosť tohto signálu prevyšuje veľkosť signálu, ktorý zodpovedá spinovej relaxácii elektrónov. Z tohto obrázku môžeme teda usudzovať, že signál z KR v sebe neobsahuje iba zložku úmernú zmene magnetizácie (tj. zložku vypovedajúcu o spinovej relaxácii elektrónov), ale aj akúsi optickú časť, ktorej pôvod je objasnený v nasledujúcej kapitole. Podľa [21] sa jedná o zložku spinovo nezávislú, v ktorej sa kombinuje viacero procesov ako napr. redistribúcia elektrónov vo vodivostnom pásu, alebo excitónová ionizácia v blízkosti zakázaného pásu.



Obrázok 8.2: Signál z KR i EL na krátkej časovej škále.

8.1.2 Rozbor signálu z KR

Ako už bolo z experimentálnych dát zistené, nameraný (magnetooptický) signál má niekoľko rozličných zložiek. Zmenu polarizačného stavu sondovacieho pulzu po odraze na opticky excitovanej vzorke môžeme popísať vzťahom [21]:

$$\eta + i\theta \propto \int dt E^*(t)[P^{+-}(t) - P^{-+}(t)] \quad (8.1)$$

Kde η je elipticita a θ je Kerrova rotácia. Nelineárna polarizácia $P^{+-} = P_x + iP_y$ (resp. $P^{-+} = P_x - iP_y$) je lineárnou funkciou elektrického poľa sondovacieho pulzu a kvadratickou funkciou elektrického poľa Tavotočivého (resp. pravotočivého) polarizačného pulzu. Tento vzťah dáva do súvislosti intenzitu dopadajúcich pulzov a index lomu materiálu (ďalej v texte). Vyplýva z neho, že fotoindukovaný magnetooptický jav je lineárne závislý na intenzite excitačného pulzu [21].

Na to, aby sme mohli analyzovať signál z Kerrovej rotácie a elipticity, je výhodné uviesť vzťah, ktorý tieto veličiny spĺňujú [28]:

$$\theta = f_\theta \cdot M \quad (8.2)$$

$$\eta = f_\eta \cdot M \quad (8.3)$$

Kde M je magnetizácia, f_θ a f_η sú funkcie závislé na elektrických vlastnostiach materiálu a môžu byť interpretované v zmysle indexu lomu a absorbčného koeficientu⁴. Teda obecné platí lineárna závislosť KR na magnetizácii (rovnaká závislosť platí aj pre elipticitu). Príslušná fotoindukovaná časová zmena θ a η pozostáva z dvoch komponent [28]:

$$\Delta\theta(t) \approx f_\theta \cdot \Delta M(t) + \Delta f_\theta(t) \cdot M \quad (8.4)$$

⁴ Komplexný index lomu sa skladá z dvoch častí: $\tilde{n} = n + i\chi$, kde n je reálna časť indexu lomu a χ je imaginárna časť predstavujúca absorpciu.

$$\Delta\eta(t) \approx f_{\eta} \cdot \Delta M(t) + \Delta f_{\eta}(t) \cdot M \quad (8.5)$$

Z rovníc (9.4 a 9.5) vyplýva, že v detekovanom signály z Kerrovej rotácie je vždy prítomná jednak „magnetická“ zložka, súvisiaca so zmenou magnetizácie ($\approx \Delta M$), ale aj zložka „optická“ ($\approx \Delta f_{\eta}$, $\approx \Delta f_{\eta}^*$), súvisiaca so zmenou optických vlastností materiálu ako napr. zmena indexu lomu, prípadne absorpcie, ktoré sú spolu zviazané Kramers – Kronigovými reláciami [16, 28, 30]:

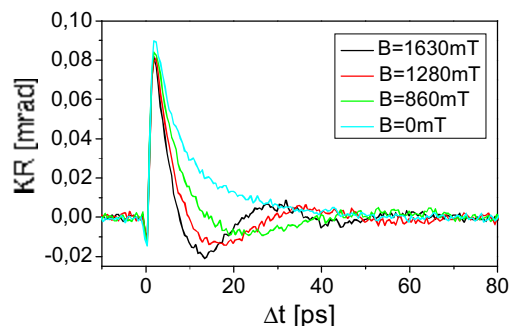
$$\Delta n(E) = \frac{\hbar c}{\pi} P \int_{E_1}^{E_2} \frac{\Delta \chi(E')}{E^2 - E'^2} dE' \quad (8.6)$$

Z porovnania nameraných dynamík KR a EL (obrázok č.8.2) je zjavné, že zmerané signály pre $\Delta t < 2$ ps sú podstatne rozdielne. Naopak signály pre $\Delta t > 2$ ps vykazujú podobnú dynamiku, čo poukazuje na ich „magnetický“ pôvod (teda súvislosť so spinovou relaxáciou elektrónov).

8.1.3 TRKR v magnetickom poli

V nenulovom magnetickom poli sme taktiež merali signál z KR pre dve polarizácie excitačných pulzov – σ^+ a σ^- . Zo zmeraných dát v nulovom magnetickom poli (obrázok č.8.1a) je vidno, že okrem signálu závislého na točivosti kruhovo polarizovaných excitačných fotónov je prítomná aj zložka, ktorá na ich točivosti nezávisí. Aby sme dostali výsledný signál, ktorý je spojený len s točivosťou svetla (teda s orientáciou spinov elektrónov), budeme ďalej používať rozdiel príslušných signálov ($\sigma^+ - \sigma^-$).

Vzorka bola umiestnená v kryostate o šírke cca 3 cm. To dovoľovalo pólové nastavenie magnetu prisunúť do vzdialenosti, že pri maximálnom pretekajúcom prúde 25 A bolo pole na strede vzorky 1630 mT. Postupným znižovaním prúdu sme zmeňovali veľkosť magnetického poľa na vzorke. Obrázok č.8.3 znázorňuje signál KR pri niektorých hodnotách magnetického poľa:

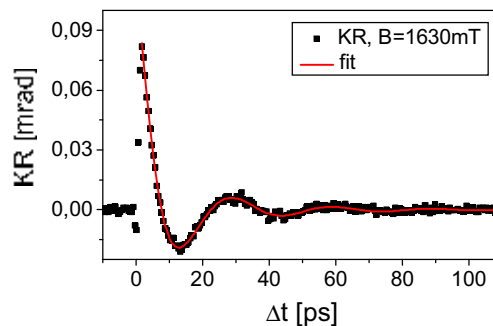


Obrázok 8.3: Signál KR v závislosti na časovom oneskorení pre 4 rôzne hodnoty magnetického poľa.

Z obrázku je vidno, že so zvyšujúcou sa hodnotou magnetického poľa sa frekvencia oscilácií zvyšuje (kapitola 4.1.2). Táto závislosť je lineárna ako bude diskutované ďalej v texte. Keďže cieľom meraní bolo určiť hodnotu g -faktora a dobu spinovej polarizácie T_2^* vo vzorke, bolo potrebné namerané dáta analyzovať. Pri analýze sme už neuvažovali rýchlo doznievajúcu optickú časť signálu (obrázok č.8.2). Pri podrobnejšom skúmaní dát sa zistilo, že krivky nevykazujú monoexponenciálne tlmenie, ako sa teoreticky predpokladalo (kapitola 4.2.2), ale sú v nich dva príspevky s rôznymi časovými konštantami. Funkčný predpis, ktorý s dostatočnou presnosťou súhlasil s nameranými hodnotami má tvar:

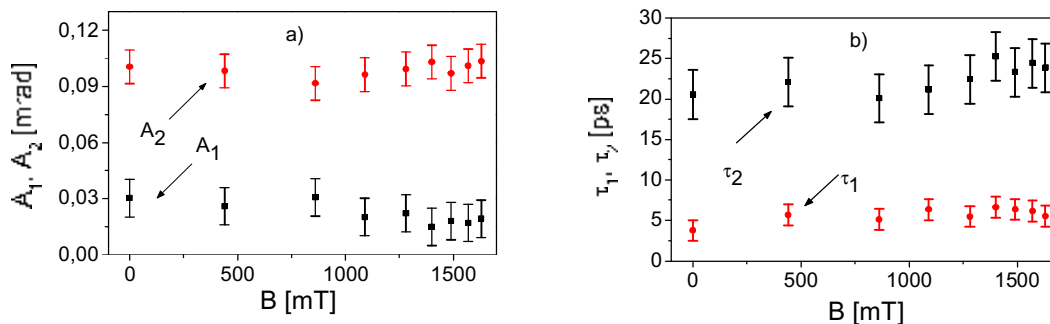
$$KR = \left[A_1 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \right] \cos(\omega \Delta t) \quad (8.7)$$

Simulácia priebehu modelovacej funkcie spolu s nameranou KR je na obrázku č.8.4:



Obrázok č.8.4: Signál KR v závislosti na časovom oneskorení spolu s nafitovaným priebehom podľa funkčného predpisu $KR = \left[A_1 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \right] \cos(\omega \Delta t)$ (červená čiara).

Týmto funkčným predpisom sme namodelovali signál z KR pre 9 rôznych hodnôt magnetického poľa (vrátane nulového). Získali sme tak hodnoty piatich rôznych parametrov – A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 a ω . Hodnoty parametrov A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 v závislosti na magnetickom poli sú zobrazené na obrázkoch č.8.5a a č.8.5b.



Obrázok č.8.5: a) Závislosť parametrov A_1 a A_2 na magnetickom poli b) závislosť parametrov τ_1 a τ_2 na magnetickom poli.

Z obrázkov je vidieť že hodnota parametrov A_1 , A_2 , τ_1 a τ_2 sa v závislosti na magnetickom poli v rámci chyby nemení. Priemerné hodnoty týchto parametrov sú uvedené v tabuľke č.8.1:

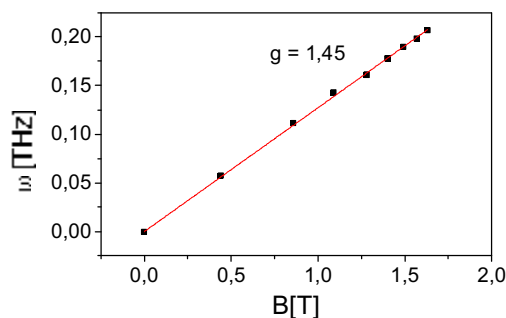
Parameter	Priemerná hodnota parametru
A_1 [mrad]	$0,02 \pm 0,01$
A_2 [mrad]	$0,1 \pm 0,01$
τ_1 [ps]	23 ± 3
τ_2 [ps]	5 ± 2

Tabuľka č.8.1: Priemerné hodnoty parametrov A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 získané fitovaním nameraných dát vzťahom (8.7).

Za predpokladu, že doba spinovej relaxácie elektrónov je daná dlhšou z časových konštánt τ_1 a τ_2 [29], môžeme jej hodnotu určiť ako:

$$T_2^* = (23 \pm 3) \text{ ps}$$

Závislosť uhlovej frekvencie ω na magnetickom poli je zobrazená spolu s vypočítanou smernicou na obrázku č.8.6:



Obrázok č.8.6: Závislosť kruhovej frekvencie ω na veľkosti magnetického poľa. V grafe je taktiež vynesená lineárna závislosť podľa vzorca: $\omega = \mu \cdot B$, kde $\mu = 0,127$ THz/T. Z veľkosti μ bol vypočítaný g -faktor na hodnotu $(1,45 \pm 0,05)$.

Zo smernice lineárnej závislosti kruhovej frekvencie na veľkosti magnetického poľa sme určili g -faktor podľa vzťahu (4.5):

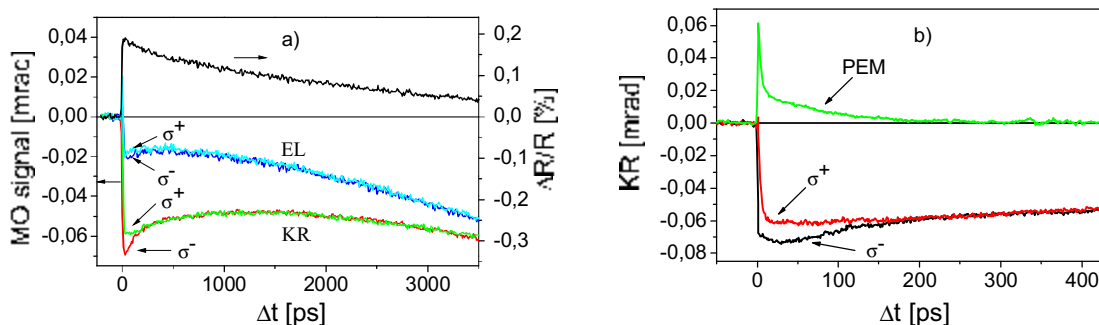
$$g = (1,45 \pm 0,05)$$

8.2 Merania na vzorke F38F2 pri $T = 300$ K

Na vzorke s označením F38F2 (n – typový materiál) bola za izbovej teploty, bez prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa, zmeraná KR a elipticita v závislosti na vlnovej dĺžke a KR v závislosti na magnetickom poli. Experimentálne usporiadanie bolo rovnaké ako v predchádzajúcich meraniach (kapitola 7). Výkony v zväzkoch boli rovnaké ako v prípade vzorky F36. Poloha vzorky bola cca 3 mm za ohniskom (keďže vzorky F36 a F38F2 boli uchytené na chladiacom prste od kryostatu nad sebou, poloha vzorky voči ohnisku sa pri zmene vzorky nezmenila).

8.2.1 TRKR bez magnetického poľa

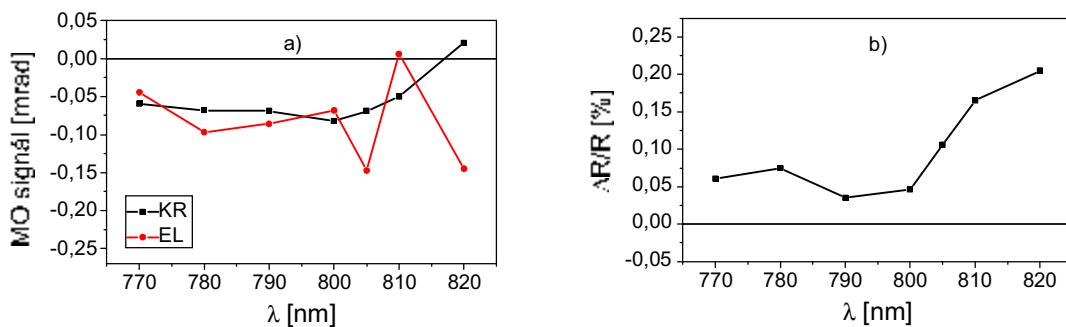
Bez prítomnosti magnetického poľa sme na vzorke F38F2 zmerali prechodnú reflektivitu, KR a EL pre dve polarizácie excitačného zväzku (σ^+ a σ^-) a ďalej KR s pomocou PEMu. Použitá vlnová dĺžka bola 810nm. Výsledky ilustruje obrázok č.8.7:



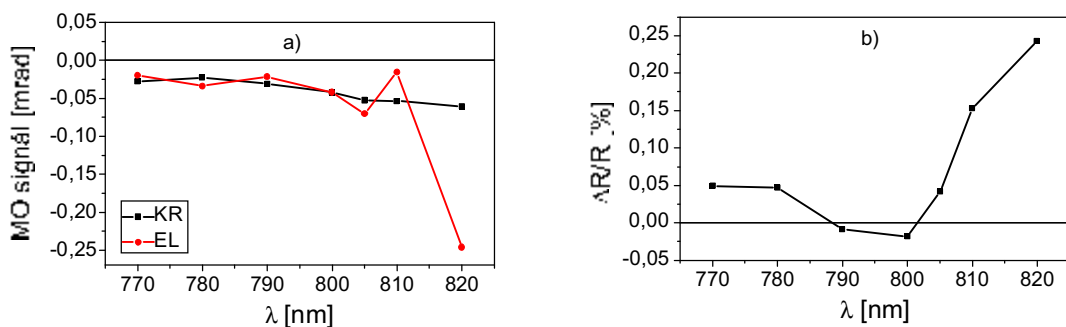
Obrázok č.8.7: a) KR a EL zmerané na vlnovej dĺžke 810nm pre σ^+ a σ^- spolu so spriemerovanou prechodnou reflektivitou z týchto 4 meraní b) KR pre σ^+ a σ^- v porovnaní s PEMom.

Z obrázku č.8.7a je vidno, že prechodná reflektivita nie je nulová ani po uplynutí doby 3500 ps. Nezávislosť signálov KR a EL na polarizácii excitačného zväzku pre $\Delta t > 500$ ps jasne ukazuje, že merané signály pre tieto časové oneskorenia nesúvisia so spinovou polarizáciou fotoexcitovaných elektrónov. Prejavuje sa v nich hlavne zmena komplexného indexu lomu vo vzorke (tzv. optická zložka, kapitola 9.4 a 9.5). Porovnaním všetkých piatich kriviek možno usudzovať, že fotoexcitované nosiče náboja sú vo vzorke prítomné dlhodobo (aj po uplynutí 3500 ps). Z obrázku č.8.7b však plynie, že tieto nosiče sú spinovo polarizované len niekoľko desiatok ps. Z toho vyplýva, že po cca 100 ps spinová polarizácia vymizne ale vo vzorke sú aj naďalej prítomné častice, ktoré sú náhodne spinovo polarizované, preto ich celkový spinový moment je nulový. Pre vylúčenie možnosti, že tieto javy sú spojené

s nevhodne zvolenou vlnovou dĺžkou, zmerali sme závislosť KR, EL i R na vlnovej dĺžke pre σ^- . Ničmenej aj na iných vlnových dĺžkach boli pozorované obdobné javy. Závislosť KR a EL na vlnovej dĺžke je pre dve časové oneskorenia Δt je zachytená na obrázkoch č.8.8 a č.8.9.



Obrázok 8.8: a) Závislosť KR a EL na vlnovej dĺžke pri časovom oneskorení $\Delta t = 1$ ps b) závislosť $\Delta R/R$ na vlnovej dĺžke pri časovom oneskorení $\Delta t = 1$ ps.



Obrázok 8.9: a) Závislosť KR a EL na vlnovej dĺžke pri časovom oneskorení $\Delta t = 300$ ps b) závislosť $\Delta R/R$ na vlnovej dĺžke pri časovom oneskorení $\Delta t = 300$ ps.

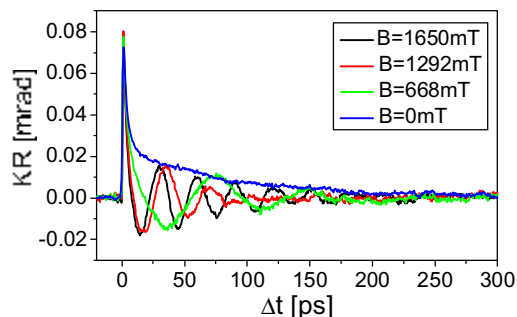
Charakter nami zmeraných závislostí je podobný výsledkom publikovaných pre CdTe v [21]. Pre ich detailnú interpretáciu by však bolo potrebné uskutočniť ďalšie doplňujúce merania. Výsledky meraní sú diskutované ďalej v texte (kapitola 8.4).

Všetky nasledujúce merania pri izbovej teplote sme prevádzali na vlnovej dĺžke 810 nm.

8.2.2 TRKR v magnetickom poli

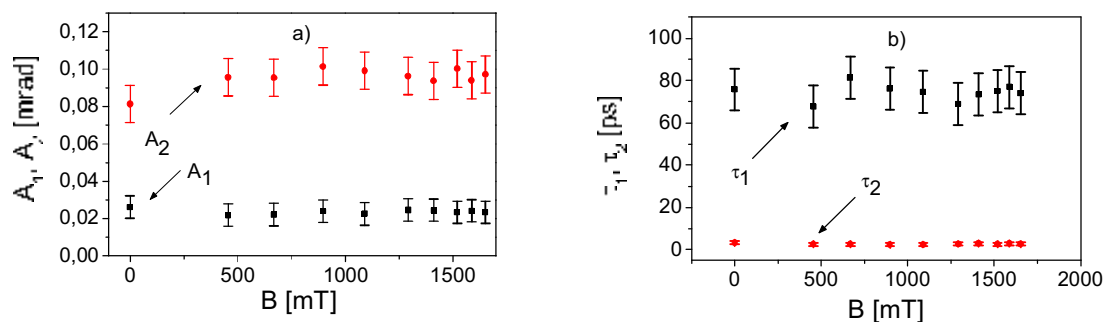
V externom magnetickom poli sme merali závislosť KR na rôznych hodnotách magnetického poľa pomocou PEMu. Použitie PEMu sme zvolili nakoľko dáta získané pomocou vlnových doštičiek v sebe obsahovali okrem signálu súvisiaceho so spinovou

relaxáciou aj signál súvisiaci so zmenou komplexného indexu lomu, ktorý s dobou T_2^* nemá nič spoločné (kapitola 8.2.1, obrázok č.8.7a). Naproti tomu v signále meranom pomocou PEMu je detekovaný len signál súvisiaci so spinovou relaxáciou elektrónov (obrázok č.8.7b). Namerané závislosti KR na veľkosti magnetického poľa sú ilustrované na obrázku č.8.10:



Obrázok č.8.10: Signál KR v závislosti na časovom oneskorení pre 4 rôznych hodnoty magnetického poľa.

Pre získanie parametrov A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 a t_0 sme použili rovnakú modelovú funkciu ako pre vzorku F36 (kapitola 8.1.3). Hodnoty parametrov A_1 , A_2 , τ_1 a τ_2 v závislosti na magnetickom poli sú zobrazené na obrázkoch č.8.11a a č.8.11b:



Obrázok č.8.11: a) Závislosť parametrov A_1 a A_2 na magnetickom poli b) závislosť parametrov τ_1 a τ_2 na magnetickom poli.

Z obrázkov je vidieť že hodnota parametrov A_1 , A_2 , τ_1 a τ_2 sa v závislosti na magnetickom poli v rámci chyby nemení (rovnako ako pre F36). Priemerné hodnoty týchto parametrov sú v tabuľke č.8.2:

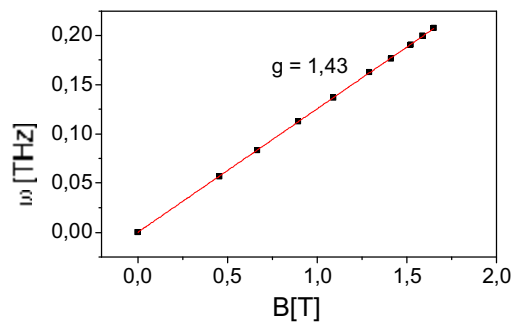
Parameter	Priemerná hodnota parametru
A_1 [mrad]	$0,02 \pm 0,005$
A_2 [mrad]	$0,1 \pm 0,03$
τ_1 [ps]	75 ± 8
τ_2 [ps]	$3 \pm 0,5$

Tabuľka č.8.2: Priemerné hodnoty parametrov A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 získané fitovaním nameraných dát vzťahom (8.7).

Pokiaľ opäť prisúdime dobu spinovej relaxácie elektrónov dobe τ_1 , tak:

$$T_2^* = (75 \pm 8) \text{ ps.}$$

Závislosť uhlovej frekvencie na magnetickom poli je zobrazená spolu s vypočítanou smernicou na obrázku č.8.12:



Obrázok č.8.12: Závislosť kruhovej frekvencie ω na veľkosti magnetického poľa. V grafe je taktiež vynesená lineárna závislosť podľa vzorca: $\omega = \mu \cdot B$, kde $\mu = 0,125 \text{ THz/T}$. Z veľkosti μ bol vypočítaný g -faktor na hodnotu $(1,43 \pm 0,03)$.

Zo smernice lineárnej závislosti kruhovej frekvencie na veľkosti magnetického poľa sme určili g -faktor zo vzťahu (4.5):

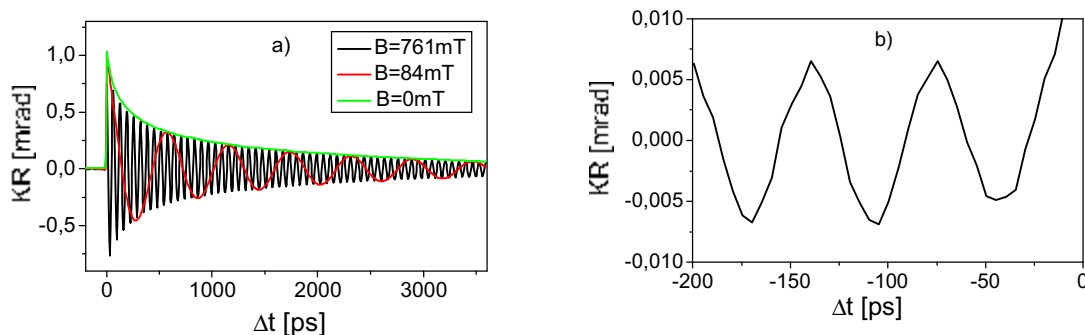
$$g = (1,43 \pm 0,03)$$

8.3 Merania na vzorke F38F2 pri $T = 7\text{ K}$

8.3.1 Merania pomocou TRFR

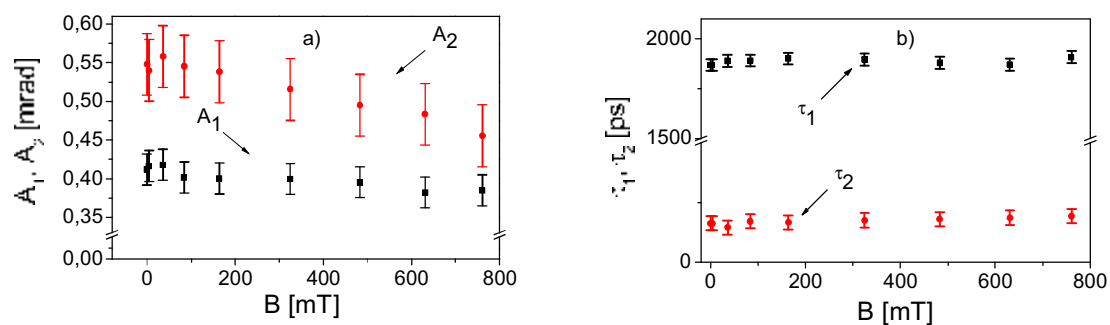
Za nízkej teploty (7K) sme na tejto vzorke zmerali závislosť KR na veľkosti magnetického poľa pomocou PEMu. Pre dosiahnutie takejto nízkej teploty sme vzorku ochladili v kryostate. Použitím kryostatu sa výkon zväzkov na vzorke znížil na 2,7 mW v excitačnom a 0,27mW s sondovacím pulzom vplyvom odrazu na okienkach kryostatu. Nakoľko sa šírka zakázaného pásu pre CdTe s teplotou mení, museli sme laser preladiť na vlnovú dĺžku $\lambda = 772\text{nm}$, ktorá zodpovedá cca $\Delta E = h\nu - E_g = 4\text{ eV}$. Experimentálne usporiadanie ostalo rovnaké ako v predchádzajúcich prípadoch. Pridaním ochranného skla kryostatu sa poloha vzorky voči ohnisku zmenila len minimálne a šírku stopy na vzorke odhadujeme na $60\mu\text{m}$ (rovnako ako pri meraniach za izbovej teploty).

Priebeh KR v niekoľkých hodnotách magnetického poľa ilustruje obrázok č.8.12. Z obrázku č.8.12a je vidno, že frekvencia oscilácií sa zvyšuje úmerne magnetickému poli tak, ako sme očakávali. Zásadná zmena oproti meraniu za izbovej teploty je ale v tom, že tentokrát sú oscilácie pozorovateľné aj pre podstatne väčšie hodnoty Δt (viz tiež obrázok č.8.10). Oscilácie sú dokonca pozorovateľné aj pred časovou nulou (obrázok č.8.12b). To znamená, že doba doznievania spinovej polarizácie je natoľko dlhá, že sme schopní pozorovať jej príspevok i z predchádzajúceho pulzu (pred časovou nulou je viditeľná zadná časť predošlého pulzu).



Obrázok č.8.12: a) Signál KR v závislosti na časovom oneskorení pre 3 rôznych hodnoty magnetického poľa b) detail signálu KR pred časovou nulou

Celkovo sme zmerali deväť hodnôt magnetického poľa. Kvôli ochrannému sklu kryostatu sme pólové nástavce mohli priblížiť len na takú vzdialenosť, že maximálna hodnota poľa pri maximálnom prechádzajúcom prúde 25 A bola 761 mT. Na získané krivky sme namodelovali fitovaciu funkciu s funkčným predpisom rovnakým ako v ostatných prípadoch. Týmto spôsobom sme opäť dostali závislosť parametrov A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 a τ_3 na magnetickom poli, obrázok č.8.13:



Obrázok č.8.13: a) Závislosť parametrov A_1 a A_2 na magnetickom poli b) závislosť parametrov τ_1 a τ_2 na magnetickom poli.

Z obrázkov č.8.13 je vidno, že hodnoty parametrov A_1 , A_2 , τ_1 a τ_2 sa v závislosti na magnetickom poli v rámci chyby nemení. Priemerné hodnoty týchto parametrov sú uvedené v tabuľke č.8.3:

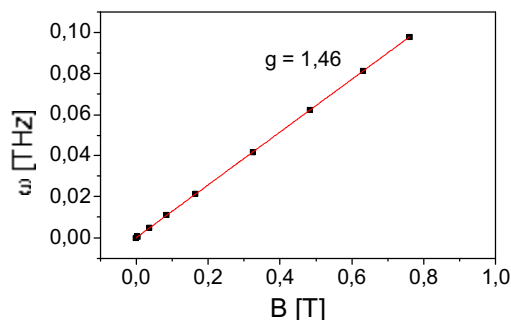
Parameter	Priemerná hodnota parametru
A_1 [mrad]	$0,4 \pm 0,02$
A_2 [mrad]	$0,5 \pm 0,04$
τ_1 [ps]	1890 ± 20
τ_2 [ps]	170 ± 20

Tabuľka č.8.3: Priemerné hodnoty parametrov A_1 , A_2 , τ_1 , τ_2 získané fitovaním nameraných dát vzťahom (8.7).

Dobu spinovej polarizácie teda je:

$$T_2^* = (1890 \pm 20) \text{ ps}$$

Závislosť uhlovej frekvencie na magnetickom poli je zobrazená spolu s vypočítanou smernicou na obrázku č.8.14.



Obrázok 8.14: Závislosť kruhovej frekvencie ω na veľkosti magnetického poľa. V grafe je taktiež vynesená lineárna závislosť podľa vzorca: $\omega = g \cdot \mu_B \cdot B$, kde $\mu_B = 0,129$ THz/T. Z veľkosti μ bol vypočítaný g -faktor na hodnotu $(1,46 \pm 0,02)$.

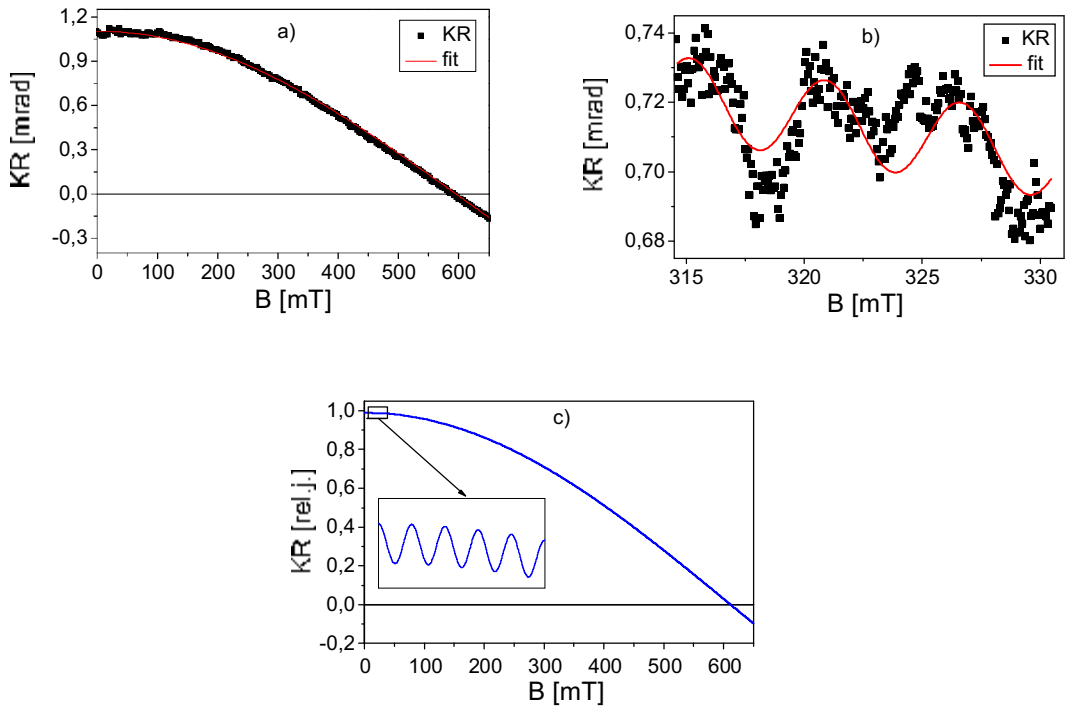
Zo smernice lineárnej závislosti kruhovej frekvencie na veľkosti magnetického poľa sme určili g – faktor zo vzťahu (4.5):

$$g = (1,46 \pm 0,02)$$

8.3.2 Merania pomocou RSA

Pokiaľ doba spinovej relaxácie T_2^* začne byť porovnateľná s časovou vzdialenosťou medzi dvoma susednými pulzmi vychádzajúcimi z lasera (alebo ju dokonca presiahne), je nemožné jej hodnotu určiť z doznievania KR. Nami zistené doby síce tak dlhé nie sú, ale i tak je zaujímavé vyskúšať novú metódu, ktorá takto dlhé časy dovoľuje určiť. Je ňou metóda rezonančného spinového zosilnenia (RSA), ktorá je založená na princípe skladania magnetizácie vyvolanej dvoma alebo viacerými pulzmi. V prípade vzorky F38F2 sme zistili, že pri teplote 7 K sa minimálne dva príspevky magnetizácie sa vo vzorke skladajú (obrázok 8.12b).

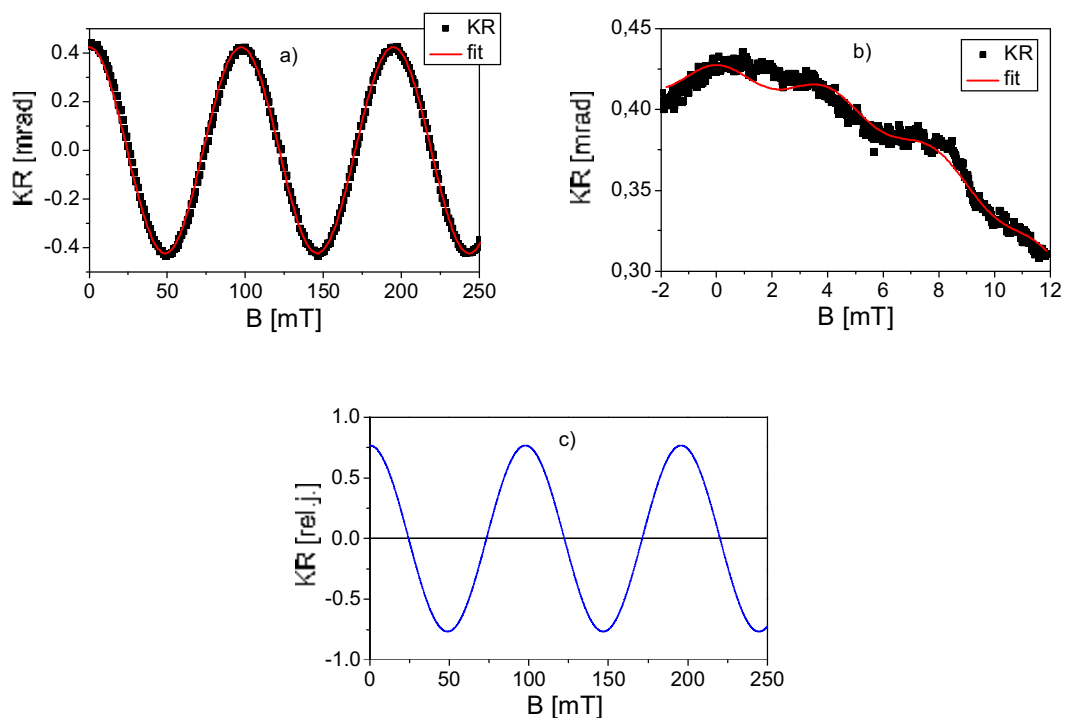
Pri teplote 7 K sme skenovali magnetické pole pri rôznych časových oneskoreniach dráhy (nakoľko výsledný signál RSA je na časovom oneskorení závislý – kapitola 5.3). Vlnová dĺžka lasera bola 772 nm s výkonom excitačného pulzu na vzorke 4,2 mW. Výkon sondovacieho zväzku je desaťkrát nižší. Signál KR bol detekovaný za použitia PEMu. Na obrázkoch 8.15 – 8.17 sú výsledky skenu magnetického poľa v troch časových oneskoreniach: $\Delta t = 20$ ps, $\Delta t = 500$ ps a $\Delta t = 1000$ ps. Použitím funkčného predpisu (4.9) sme namodelovali priebeh magnetizácie pre jednotlivé časové oneskorenia, pričom sme využili nami zmerané hodnoty pre CdTe (g – faktor, T_2^*) metódou KR (kapitola 8.3.1). Namodelovaný priebeh magnetizácie je vyobrazený spolu so zmeranými signálmi KR (body). V obrázkoch spolu so zmeraným signálom KR je taktiež ukázaný fit dát, získaný pomocou fitovacej funkcie (červená čiara), ktorá bude diskutovaná ďalej v texte.



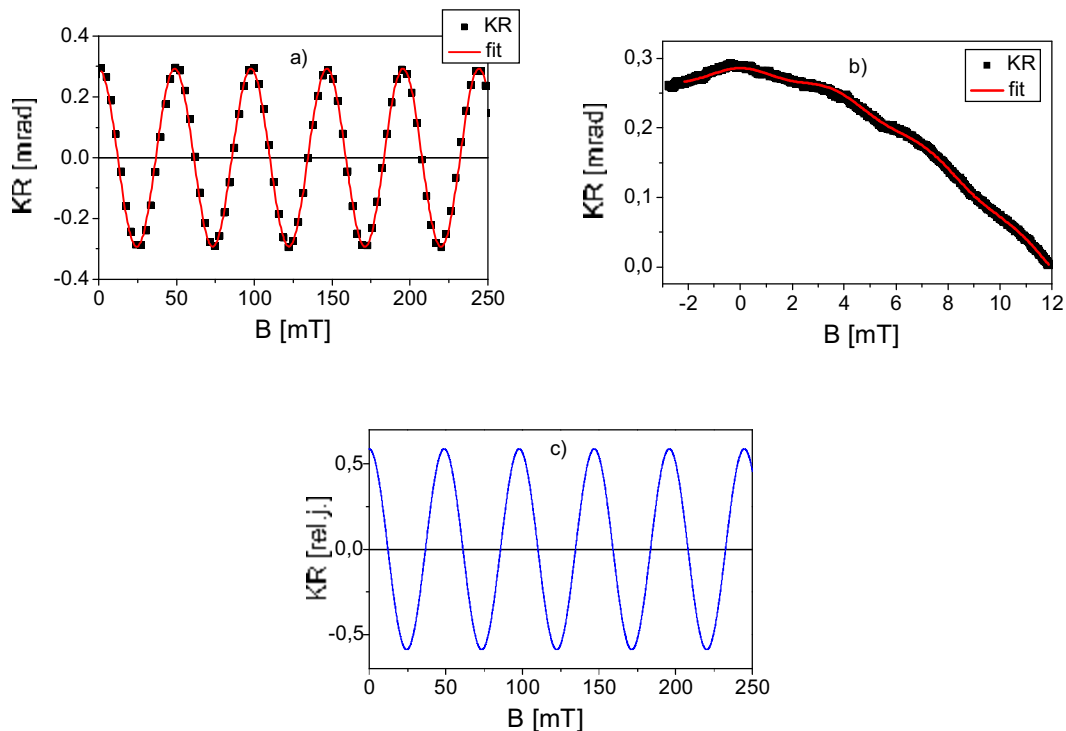
Obrázok č.8.15: KR v závislosti na veľkosti magnetického poľa pri časovom oneskorení dráhy $\Delta t = 20$ ps a) pre B od 0 mT do 650 mT spolu s fitom b) detail oscilácií spolu s fitom c) model KR použitím funkčného predpisu (4.9) a hodnôt pre CdTe ($g = 1,46$, $T_2^* = 1890$ ps, $t_{rep} = 12,2$ ns, $M = 1$).

Obrázok č.8.15a zachytáva priebeh zmeraného signálu KR pre časové oneskorenie excitačného a sondovacieho pulzu $\Delta t = 20$ ps pri veľkom rozsahu magnetického poľa (od 0 mT do 650 mT). V obrázku č.8.15b sú jasne viditeľné oscilácie, ktoré sú pozorovateľné len pri detailnom skene magnetického poľa. Tieto oscilácie sú príspevkom od predošlého pulzu a sú namodelované na dominantnom príspevku magnetizácie (obrázok č.8.15a). Tento experimentálny fakt potvrdil aj model priebehu KR. Keďže sme v modeli (4.9) uvažovali konštantu $M = 1$, absolútna veľkosť namodelovaného priebehu funkcie je relatívna.

Na obrázku č.8.16a je zachytený priebeh KR pre časové oneskorenie $\Delta t = 500$ ps, pričom viditeľné sú oscilácie magnetizácie na rozsahu magnetického poľa od 0 mT do 250 mT. Na tomto signále je namodulovaný aj príspevok magnetizácie z predošlého pulzu (obrázok č.8.16b). Namerané dáta výborne súhlasia s modelom KR (obrázok č.8.16c).



Obrázok 8.16: KR v závislosti na veľkosti magnetického poľa pri časovom oneskorení dráhy $\Delta t = 500$ ps a) pre B od 0 mT do 250 mT spolu s fitom b) detail oscilácií spolu s fitom c) model KR použitím funkčného predpisu (4.9) a hodnôt pre CdTe ($g = 1,46$, $T_2^* = 1890$ ps, $t_{rep} = 12,2$ ns, $M = 1$).



Obrázok 8.17: KR v závislosti na veľkosti magnetického poľa pri časovom oneskorení dráhy $\Delta t = 1000$ ps a) pre B od 0 do 250 mT spolu s fitom b) detail oscilácií spolu s fitom c) model KR použitím funkčného predpisu (4.9) a výsledných hodnôt pre CdTe ($g = 1,46$, $T_2^* = 1890$ ps, $t_{rep} = 12,2$ ns, $M = 1$).

Na obrázku č.8.17a a b sú zachytené oscilácie magnetizácie pre dva rozsahy magnetického poľa pri časovom oneskorení $\Delta t = 1000$ ps. Namodelovaná funkcia (obrázok č.8.17c) dobre súhlasí s experimentálne získanými dátami.

Z vyššie uvedených obrázkov je zrejmé, že priebeh magnetizácie je iný pre rôzne časové oneskorenia medzi excitačným a sondovacím pulzom, čo je v súlade s predpoveďou (obrázok č.4.6). Čím je časové oneskorenie medzi excitačným a sondovacím pulzom väčšie, tým sa frekvencia oscilácií signálu KR zvyšuje (v závislosti na magnetickom poli). Ku viditeľnému rezonančnému zosilneniu však nedochádza. To je spôsobené tým, že sa vo výsledku spolu skladajú len dva príspevky magnetizácie. Nakoľko je však pri detailnom skene magnetického poľa príspevok magnetizácie od predchádzajúceho pulzu pozorovateľný, nafitovali sme namerané dáta pomocou funkcie:

$$KR = M_1 \cos(f_1 \cdot B) + M_2 \cos(f_2 \cdot B) \quad (8.8)$$

Vo funkčnom predpise sa nachádzajú štyri hľadané parametre M_1 , M_2 , f_1 a f_2 . Určením parametrov A_1 , A_2 sme schopní jednoduchými matematickými úpravami nájsť dobu spinovej polarizácie T_2^* . Amplitúdy M_1 , M_2 v sebe obsahujú T_2^* ak predpokladáme len jednu dobu útlmu spinovej polarizácie:

$$M_1 = M \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_2^*}\right) \quad (8.9)$$

$$M_2 = M \exp\left(-\frac{(\Delta t + t_{rep})}{T_2^*}\right) \quad (8.10)$$

Kde Δt je časové oneskorenie v ktorom skenujeme magnetické pole a t_{rep} je časový interval medzi dvoma po sebe idúcimi pulzmi. Pri opakovacej frekvencii laseru 82MHz je $t_{rep} \approx 12,2$ ns. Vydelením týchto dvoch rovníc získam priamočiary vzťah na výpočet T_2^* :

$$T_2^* = \frac{t_{rep}}{\ln\left(\frac{M_1}{M_2}\right)} \quad (8.11)$$

Hodnoty parametrov M_1 , M_2 , f_1 a f_2 pre jednotlivé časové oneskorenia Δt sú uvedené v tabuľke č.8.4:

Δt [ps]	M_1 [μ rad]	M_2 [μ rad]	f_1 [T^{-1}]	f_2 [T^{-1}]	T_2^* [ps]
20	1040	9	2	2990	2800
500	420	5	63	1580	2820
1000	280	4	131	1730	2950

Tabuľka č.8.4: Hodnoty parametrov fitovacej funkcie (8.8) pre jednotlivé časové oneskorenia.

Zo získaných hodnôt parametrov M_1 a M_2 sme určili výslednú hodnotu doby spinovej relaxácie T_2^* , ako priemer z troch časových oneskorení, podľa vzťahu (8.11):

$$T_2^* = (2860 \pm 400) \text{ ps}$$

Takto získaná hodnota T_2^* sa líši od hodnoty T_2^* určenej priamym fitovaním v časovej oblasti (kapitola 8.3.1). Odchýlka je spôsobená predovšetkým zjednodušujúcim predpokladom, že amplitúda oscilácií je tlmená monoexponenciálne v čase (8.9 a 8.10). Tento predpoklad síce zjednodušuje analýzu metódy RSA, ale realite nezodpovedá, nakoľko sme v kapitole 8.7 zistili útlm pozostávajúci z dvoch dôb tlmenia. Určenie doby T_2^* je taktiež zaťažené chybou fitovania. Z obrázkov č.8.15 – č.8.17 je vidno, že fity kopírujú priebeh nameraných dát len približne. Ničmenej i za použitia zjednodušujúceho predpokladu a nie celkom presných fitov sa doba T_2^* určená pomocou RSA neliší od hodnoty určenej fitovaním v časovej oblasti o viac než 30%. Metóda RSA pre doby spinovej relaxácie kratšie ako vzdialenosť dvoch nasledujúcich pulzov teda poskytuje len približnú hodnotu T_2^* , čo môže byť v niektorých prípadoch tiež užitočné [15]. Okrem toho sme použitím tejto metódy potvrdili správnosť vypočítaných hodnôt T_2^* a g – faktoru pomocou metódy TRKR, čo dokazujú modely závislosti magnetizácie na magnetickom poli, ktoré sa výborne zhodujú s nameranými dátami.

8.4 Zhrnutie výsledkov a diskusia

V tejto kapitole sme popísali využitie externého magnetického poľa pre meranie doby spinovej koherencie T_2^* a g – faktoru v polovodičoch, pričom ako modelový materiál sme zvolili CdTe. Konkrétne boli študované dve vzorky: p – typové CdTe (vzorka F36) a n – typové CdTe (vzorka F38F2). Merania boli uskutočnené v reflexnej geometrii pri teplotách 300 K a 7 K pomocou dvoch metód ultrarýchlej laserovej spektroskopie – časovo rozlíšenej Kerrovej rotácie (TRKR) a rezonančného spinového zosilnenia (RSA). Nami použité experimentálne usporiadanie navyše umožňovalo merať *súčasne* dynamiku Kerrovej rotácie (KR) a prechodnej reflektivity ($\Delta R/R$), ktoré boli vo vzorke vyvolané excitačnými pulzmi.

Pre úvodné experimenty bola použitá vzorka F36 pri teplote 300 K, pretože u p – typového CdTe sú hodnoty doby spinovej relaxácie ($\tau_S = 36 - 52$ ps [32]) a g – faktoru ($g = (1,40 \pm 0,9)$ [31]) známe z literatúry. Nami uskutočnené merania ukázali, že doznievanie signálu KR nie je monoexponenciálne. Ničmenej je možné ho dobre popísať pomocou súčtu dvoch exponenciálnych funkcií (9.7), čo je v súlade s výsledkami publikovanými v literatúre pre iné materiály [29]. Význam kratšej charakteristickej časovej konštanty ($\tau_2 = (5 \pm 2)$ ps pre vzorku F36 pri teplote 300 K) nie je v súčasnej dobe presne známy. V literatúre býva táto časová konštanta niekedy spojovaná so spinovou relaxáciou dier [29], čo je ale v našom prípade značne nepravdepodobné, pretože v objemových polovodičoch je príslušná časová konštanta okolo 100 fs [13, 18]. V tomto kontexte je tiež vhodné pripomenúť, že meraný

signál KR nedoznieva len vplyvom spinovej relaxácie fotoexcitovaných nosičov náboja, ale tiež kvôli ich rekombinácii. Rýchly počiatočný pokles populácie voľných nosičov náboja pozorovaný vo vzorke F36 pri teplote 300 K (obrázok č.8.1b) sa teda môže prejavovať v zmeraných dynamikách KR práve existenciou nejakej rýchlo doznievajúcej zložky. Naproti tomu význam dlhšej časovej konštanty v doznievaní KR je pomerne jasný a zodpovedá dobe straty spinovej koherencie elektrónov T_2^* [15, 29]. Vo vzorke F36 pri teplote 300 K sme namerali $T_2^* = (23 \pm 2)$ ps. Pokiaľ ďalej uvažíme, že táto hodnota je ovplyvnená rekombináciou elektrónov, tak je dosiahnutá zhoda s vyššie uvedenou hodnotou τ_S (ktorá je na dobu života elektrónov korigovaná [3]) pomerne dobrá. Z výsledkov získaných pomocou metódy TRKR v prítomnosti externého magnetického poľa sme ďalej určili veľkosť g –faktoru elektrónov $|g| = (1,45 \pm 0,05)$, ktorý je opäť v dobrom súlade s jej publikovanou hodnotou.

Merania v n – typovom CdTe ukázali, že je tu mierne odlišná situácia než pri p – typovej vzorke. Zmena typu vodivosti je totiž v CdTe vyvolaná dopovaním In, čo má ale za následok vznik defektov, ktoré môžu slúžiť ako pasce pre fotoexcitované nosiče náboja. To sa prejavuje napríklad dlhou dobou doznievania prechodnej reflektivity (obrázok č.8.7). Ďalej to vedie k podstatnému zosilneniu vplyvu „optickej“ zložky v meranom signále (obr. 8.7), ktorá je spojená so zmenou optických konštánt materiálu (ako je napr. zmena indexu lomu, prípadne koeficient absorpcie), ktoré ale nesúvisia so spinovou relaxáciou nosičov náboja. „Optická“ zložka signálu bola študovaná napr. v [21] a jej podrobnejší rozbor presahuje rámec tejto práce. Pre nás je v tomto prípade dôležitejšie, že „magnetickú“ zložku v meranom signále KR (ktorá vypovedá o spinovej relaxácii elektrónov) je možné selektívne merať pomocou fotoelastického modulátoru (PEM), ktorý periodicky mení točivosť kruhovej polarizácie excitačného zväzku (a tým i počiatočnú spinovú orientáciu elektrónov). Týmto postupom bolo vo vzorke F38F2 zistené, že pri teplote 300 K je $T_2^* = (75 \pm 8)$ ps a $|g| = (1,43 \pm 0,03)$. Pri znížení teploty na 7 K dôjde k drastickému predĺženiu doby spinovej koherencie $T_2^* = (1890 \pm 20)$ ps, zatiaľ čo g –faktor sa zmení len málo $|g| = (1,46 \pm 0,02)$. Dodatočné merania ďalej ukázali, že k tomuto predĺženiu doby T_2^* pri nízkych teplotách dochádza len pri dostatočne veľkej n – typovej koncentrácii, zatiaľ čo v p – typových vzorkách sa mení T_2^* s teplotou len málo [33]. Naše výsledky sa veľmi dobre zhodujú s experimentálnymi [15] a teoretickými [34] výsledkami publikovanými pre objemový GaAs. To ukazuje, že n – typovým dopovaním vyvolané potlačenie spinovej relaxácie nie je vlastnosť pozorovateľná len v GaAs, ale i v iných materiáloch. Za zmienku stojí také fakt, že okrem už zmieňovaného GaAs bol zatiaľ tento efekt experimentálne pozorovaný len v kvantových jamách pripravených z polovodiča ZnSe [35].

Dlhá doba spinovej koherencie elektrónov vo vzorke F38F2 pri nízkej teplote nám tiež umožnila vyskúšať určovanie tejto doby pomocou metódy RSA. Táto metóda bola vyvinutá pre meranie vzoriek, v ktorých je hodnota T_2^* porovnateľná alebo dlhšia než časový rozdiel medzi jednotlivými pulzmi vychádzajúcimi z laseru, čo je v našom prípade ≈ 12 ns. Táto podmienka v našom prípade síce splnená nie je, ale i tak je T_2^* natoľko veľké, že sa vo vzorke skladajú magnetizácie excitované dvoma susednými excitačnými pulzmi (obrázok č.8.12). Nami uskutočnená merania pomocou metódy RSA ukázali, že i v tomto prípade je možné

dobu T_2^* približne určiť (kapitola 8.3.2). Najväčším zdrojom odchýlky hodnoty T_2^* určenej pomocou RSA ($T_2^* = (2860 \pm 400)$ ps) od hodnoty určenej pomocou TRKR ($T_2^* = (1890 \pm 20)$ ps) je podľa nás predpoklad metódy RSA, že excitačným pulzom vybudená magnetizácia doznieva vo vzorke monoexponenciálne, čo ale nezodpovedá skutočnosti.

8.5 Záver

V tejto kapitole sme popísali použitie metódy TRKR v externom magnetickom poli pre meranie doby spinovej koherencie elektrónov T_2^* a veľkosti g – faktoru v p – typovom a n – typovom CdTe. Zistili sme, že pri teplote 300 K je T_2^* dlhšia v n – typovej vzorke než v vzorke p – typovej a ďalej sme pozorovali, že pri znížení teploty na 7 K dochádza v n – typovej vzorke k drastickému predĺženiu tejto doby. Nezistili sme žiadnu podstatnú závislosť veľkosti g – faktoru na type dopovania, ani na teplote vzorky. Ďalej sme demonštrovali možné použitie metódy RSA pre určenie odhadu doby T_2^* a diskutovali sme dôvody odlišnosti hodnôt T_2^* určených pomocou TRKR a RSA.

9 Fotoindukovaná precesia spinov Mn v (GaMn)As

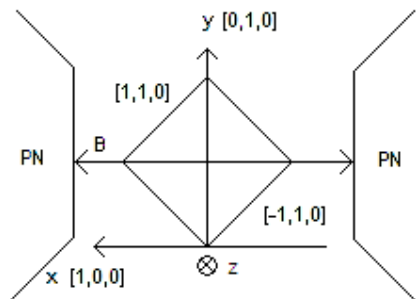
Externého magnetického poľa sme využili aj v prípade vzorky (GaMn)As na štúdium dynamiky spinov Mn pomocou metódy KR. (GaMn)As sa pod teplotou T_c chová ako feromagnetický polovodič (kapitola 5.2), to znamená, že pod touto teplotou má jeho vnútorná magnetizácia (určená spinmi Mn) určitý smer. Fotoexcitáciou magnetického systému môžeme silne narušiť rovnováhu medzi voľnými nábojmi (díerami), lokalizovanými spinmi (Mn inonty) a mriežkou [36]. Naším cieľom bolo skúmať fotoindukovanú dynamiku magnetizácie, vplyvom rôznych vonkajších podmienok (teplota, magnetické pole, intenzita excitačného zväzku). Všetky merania boli uskutočnené v experimentálnom usporiadaní popísanom v kapitole 7.

9.1 Signál z TRKR bez magnetického poľa

Na vzorke s označením D071#5, resp. $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, sme merali KR⁵ pri teplote $T = 7$ K. Počas chladenia bolo na vzorku aplikované pole $\mu_0 H = 30$ mT. Pri samotnom meraní KR však bolo vonkajšie pole nulové. Použitá vlnová dĺžka v oboch zväzkoch bola 755 nm. Ak uvažujeme šírku zakázaného pásu pre (GaMn)As rovnakú ako pre GaAs, potom touto vlnovou dĺžkou excitujeme nosiče cca 120 meV nad pás zakázaných energií. V experimentálnom usporiadaní sme používali vlnové doštičky pre nastavenie jednotlivých polarizácií v excitačnom zväzku. Polarizácia sondovacieho zväzku sa počas meraní nemenila a bola nastavená pomocou polvlnnej doštičky ako vertikálna. Pri detekcii výsledného signálu sme mechanicky prerušovali excitačný zväzok na frekvencii $f \approx 2000$ Hz. Typická veľkosť intenzity v excitačnom zväzku pred vzorkou bola 5 mW. Na vzorke je jej hodnota zmenšená o odraz na optických prvkoch ako aj na samotnej vzorke na cca 2,8 mW. To zodpovedá plošnej hustote energie v pulze $7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ a objemovej hustote fotoexcitovaných nosičov $n \approx 4,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Intenzita sondovacieho zväzku bola desaťkrát nižšia. Nakoľko v našom

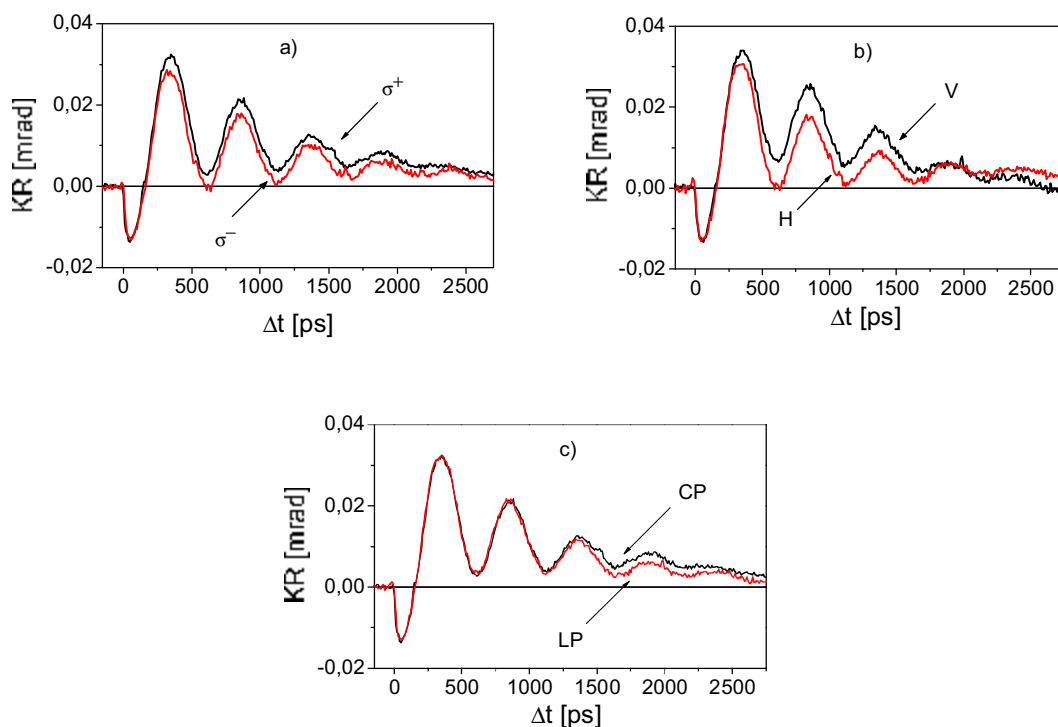
⁵ Pri magnetických polovodičoch sa často používa aj termín magnetooptický časovo rozlíšený Kerrov jav (TR – MOKE z angl. time resolved magneto-optical Kerr effect)

experimentálnom usporiadaní bolo možné merať výkony v zväzkoch len pred vzorkou, budeme ich hodnoty uvádzať v mieste merania. Vzorka bola umiestnená v ohnisku, kde je šírka stopy cca 25 μm . Orientácia vzorky v experimentálnom usporiadaní je na obrázku č.9.1:



Obrázok č.9.1: Orientácia vzorky medzi pólóvými nástavcami (PN). Dopadajúci laserový zväzok mieri v smere osi +z.

Pri nulovom externom magnetickom poli sme zmerali signál z KR pre štyri rôzne orientácie excitačného zväzku, a to pre dve kruhové polarizácie – ľavotočivú (σ^+) a pravotočivú (σ^-) a dve lineárne polarizácie – horizontálnu (H, smer [1,0,0] v obrázku č.9.1) a vertikálna (V, smer [0,1,0] v obrázku č.9.1). Dosiahnuté výsledky sú zachytené na obrázku č.9.2.

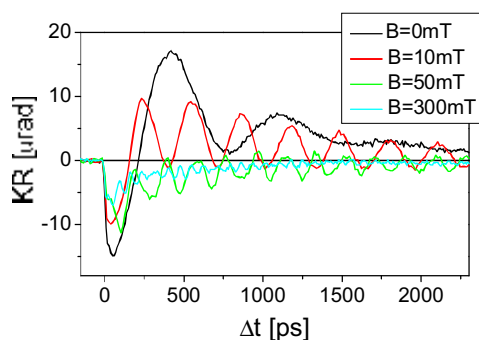


Obrázok č.9.2: a) Signál z KR pre ľavotočivo (σ^+) a pravotočivo (σ^-) kruhovo polarizované svetlo b) pre horizontálne (H) a vertikálne (V) lineárne polarizované svetlo c) kruhovo (CP) a lineárne (LP) polarizované svetlo v závislosti na časovom oneskorení Δt ; $T = 7 \text{ K}$, $I = 5 \text{ mW}$, $B = 0 \text{ mT}$.

Na obrázku č.9.2 je vidno, že k osciláciám magnetizácie dochádza aj bez prítomnosti externého magnetického poľa. Oscilácie sú prítomné v prípade, že vzorku excitujeme kruhovo polarizovaným svetlom, ale aj v prípade excitácie lineárne polarizovaným svetlom (obrázok č.9.2c). V signále je teda prítomná zložka, ktorá nezávisí na polarizácii excitačného zväzku a teda ani na spinovej polarizácii vybudených nosičov. Vysvetlením tohto javu je, že rovnovážna magnetizácia vo vzorke (bez prítomnosti vonkajšieho vplyvu – napr. svetla) má určitý smer, do ktorého sa orientuje počas chladenia vzorky v poli $\mu_0 H = 30$ mT. Ak na vzorku posvietime zväzkom, excitujeme nosiče, ktoré vychýlia smer magnetizácie určitým smerom do nerovnovážnej polohy. Magnetizácia sa postupom času do svojej rovnovážnej polohy vracia, pričom vykonáva precesný pohyb, ktorý detekujeme [37]. Pre ďalšie merania budeme v excitácii používať pravotočivo kruhovo polarizované svetlo.

9.2 TRKR v magnetickom poli

Vzorku (GaMn)As sme merali vo vonkajšom magnetickom poli elektromagnetu pri orientácii vzorky a magnetického poľa ako na obrázku č.9.1. Experimentálne usporiadanie je rovnaké ako v predchádzajúcich meraniach (kapitola 7). Vlnová dĺžka oboch zväzkov bola $\lambda = 755$ nm. Nakoľko bola vzorka umiestnená v kryostate, pólové nástavce sme mohli priblížiť tak len, že pri maximálnom prechádzajúcom prúde 25 A bolo pole na vzorke 761 mT. Zvyšovaním prúdu z 0 A sme zväčšovali veľkosť magnetického poľa. Výsledky KR sú zachytené na obrázku č.9.3:



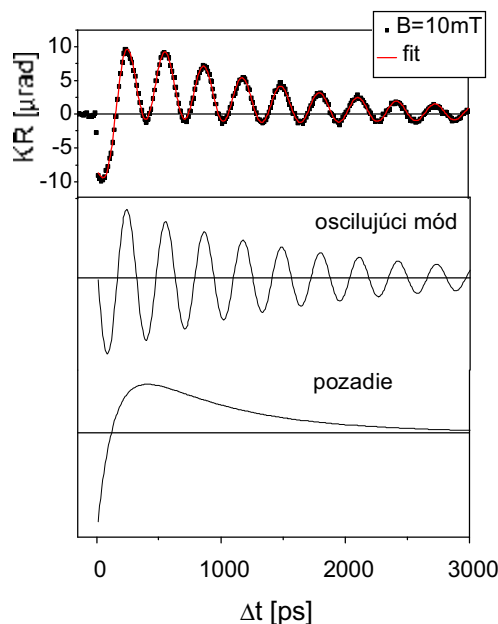
Obrázok č.9.3: Signál KR v závislosti na Δt pre 4 rôzne hodnoty magnetického poľa, $T = 7$ K, $I = 5$ mW.

Z obrázku je vidno, že so zvyšujúcou sa intenzitou magnetického poľa sa frekvencia oscilácií zvyšuje a amplitúda klesá. Zaujímavý je tiež fakt, že pri nulovom vonkajšom magnetickom poli je frekvencia oscilácií iná ako pri nominálne rovnakých dátach, ktoré sú ukázané na obrázku č.9.3 (namerané iný deň). Možné príčiny tohto javu budú diskutované v kapitole 9.5. Nakoľko sme potrebovali presne charakterizovať ich závislosti na magnetickom poli, bolo nutné namerané dáta analyzovať. Funkčný predpis, ktorý s dostatočnou presnosťou súhlasil

s nameranými hodnotami má tvar exponenciálne tlmenej harmonickej funkcie namodelovanej na pulznú funkciu. Matematicky dá tento tvar vyjadriť [16]:

$$KR(\Delta t) = \sum_{i=1}^2 A_i \sin(\omega_i \Delta t + \varphi_i) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_{1i}}\right) + B \left| \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \right| \quad (9.1)$$

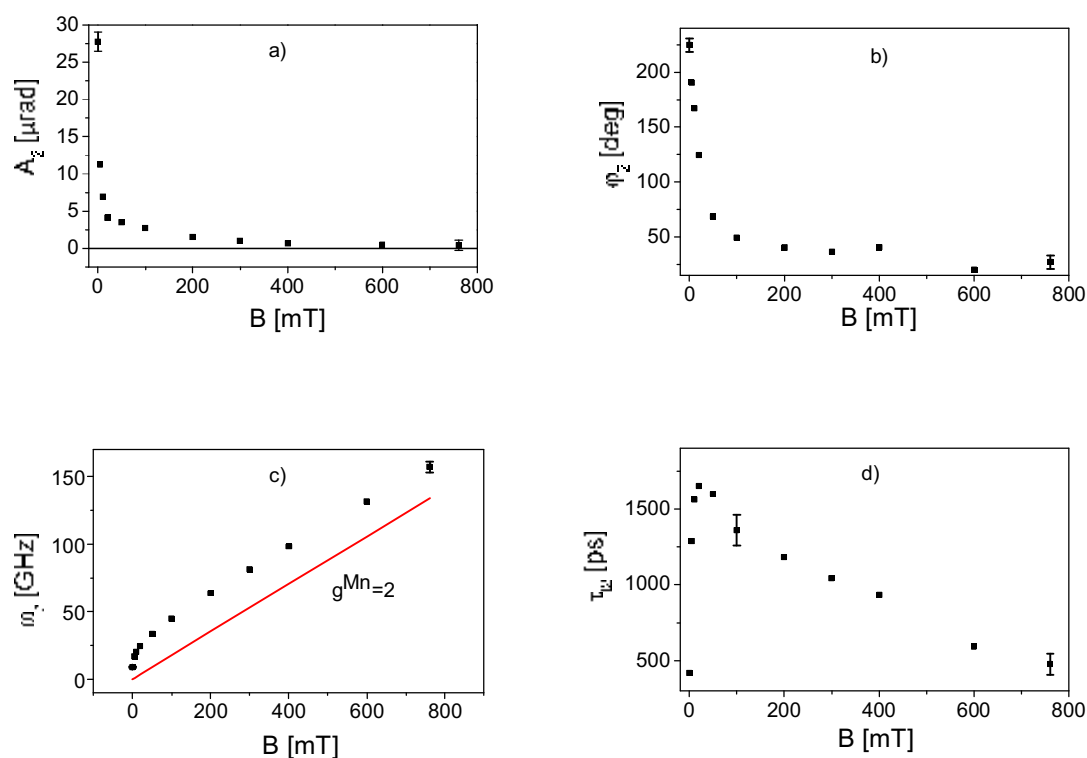
Simulácia priebehu modelovacej funkcie spolu s nameranou hodnotou KR pre $B = 10$ mT je na obrázku č.9.4. V obrázku je taktiež znázornený priebeh oscilačnej a pulznej časti. Pri fitovaní dát sa ukázalo, že je prítomný len jeden oscilujúci mód ($\omega_2 \neq 0$), frekvencia druhého oscilačného módu bola nulová ($\omega_1 = 0$). Mód s nulovou frekvenciou tak len pozmenil tvar pulznej funkcie.



Obrázok 9.4: Signál KR pri magnetickom poli $B = 10$ mT spolu s nameraným priebehom podľa funkčného predpisu (9.1). V dolejšťi časti obrázku sú znázornené jednotlivé časti fitu – oscilujúci mód a pozadie (oscilujúci mód s frekvenciou $\omega_1 = 0$ GHz + pulzná funkcia).

Funkčným predpisom (9.1) sme namodelovali signál z KR pre 11 rôznych hodnôt magnetického poľa (vrátane nulového). Získali sme tak hodnoty 4 parametrov: A_2 , φ_2 , τ_{12} a ω_2 , ktoré súvisia s osciláciou magnetizácie vo vzorke. Pulzná funkcia a jej význam je diskutovaná ďalej v texte – kapitola 9.4. Závislosť parametrov pulznej funkcie na magnetickom poli tu neuvádzame, pretože táto funkcia priamo nesúvisí s feromagnetickým usporiadaním vo vzorke [38] a navyše sa tieto parametre nemenia systematicky. Hodnoty parametrov A_2 , φ_2 , τ_{12} a ω_2 v závislosti na magnetickom poli sú na obrázku č.9.5. Z tohto obrázku je jasne vidno, že s rastúcou veľkosťou magnetického poľa klesá amplitúda A_2 a počiatočná fáza φ_2 , frekvencia oscilácií ω_2 sa zvyšuje a doba tlmenia τ_{12} sa najprv zvýši a potom opäť poklesne.

Na obrázku č.9.5c je tiež znázornená smernica odpovedajúca g – faktoru iónov Mn^{2+} . Z toho vyplýva, že pozorované oscilácie skutočne súvisia s precesiou feromagneticky zviazaných iónov Mn^{2+} (ako bolo *predpokladané* v diplomovej práci E. Rozkotovej [16]). Prečo závislosť ω_2 pri nízkych intenzitách poľa nie je lineárna nie je zatiaľ známe.



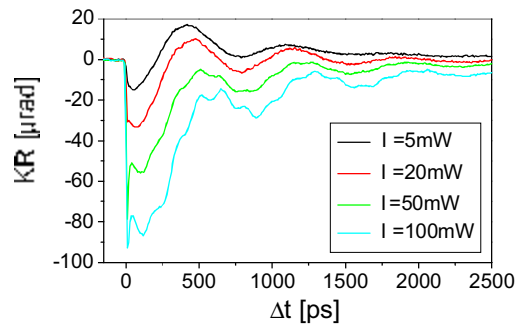
Obrázok č.9.5: Závislosť parametrov a) A_2 b) ϕ_2 c) ω_1 d) τ_{12} na magnetickom poli. V prípade ω_1 je na obrázku vykreslená aj smernica odpovedajúca g – faktoru iónov Mn^{2+} .

9.3 Intenzitná závislosť KR

Závislosť TRKR na intenzite excitačného zväzku sme merali v rovnakom experimentálnom usporiadaní ako v predchádzajúcich meraniach (kapitola 7). Vlnová dĺžka oboch zväzkov ostala nezmenená, resp. $\lambda = 755$ nm, rovnako ako aj poloha vzorky voči ohnisku. Intenzitná závislosť KR bola uskutočnená v rovnaký deň čo umožňuje priame porovnanie dát uvedených v kapitole 9.2 a 9.3. Maximálna hodnota intenzity v excitačnom zväzku pred vzorkou bola 300 mW. Výsledný maximálny výkon na vzorke v excitačnom pulze je cca 171 mW. Intenzita sondovacieho zväzku bola 0,5 mW pre merania KR s intenzitou excitačného zväzku do 50 mW a pri vyšších intenzitách sme ju zvýšili na 5 mW

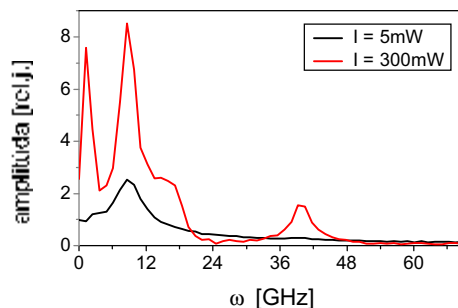
kvôli potlačeniu šumu. Inak nemá intenzita sondovacieho zväzku na meraný signál KR vplyv. Veľkosť intenzity v excitačnom zväzku je ďalej udávaná v mieste jej merania, teda pred vzorkou.

Krivky KR zmerané pre vybrané hodnoty intenzity v excitačnom zväzku sú na obrázku č.9.6:



Obrázok 9.6: Signál KR v závislosti na Δt pre 4 rôzne hodnoty intenzity excitačného zväzku, $T = 7$ K, $B = 0$ mT.

Fourierovou analýzou (FFT – z angl. Fast Fourier Transformation) oscilujúceho signálu KR sme zistili, že pre intenzity $I \geq 50$ mW sú prítomné až tri oscilujúce módy. Pre intenzity menšie ako 50 mW je prítomný len jeden oscilujúci mód. Výsledky FFT pre dve intenzity excitačného zväzku $I = 5$ mW a $I = 300$ mW sú ukázané na obrázku č.9.7:

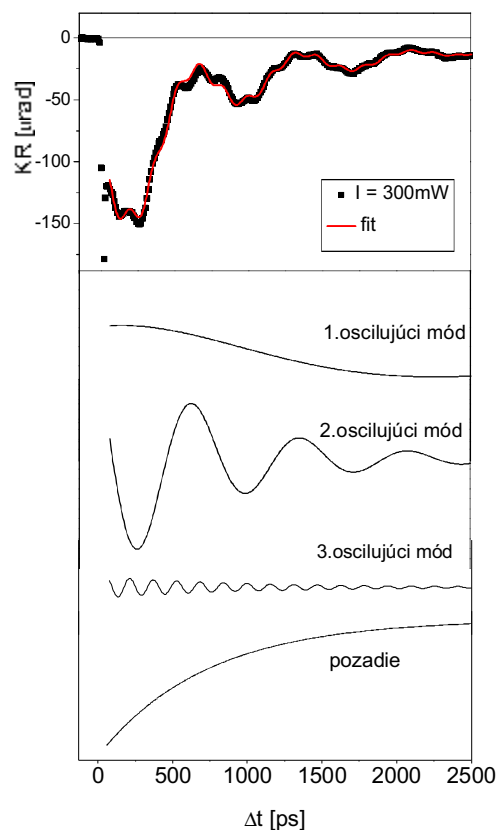


Obrázok 9.7: Spektrum Fourierovej transformácie oscilujúcej časti signálu KR pre intenzitu excitačného zväzku $I = 5$ mW a $I = 300$ mW.

Na základe analýzy z FFT sme tvar fitovacej funkcie museli rozšíriť:

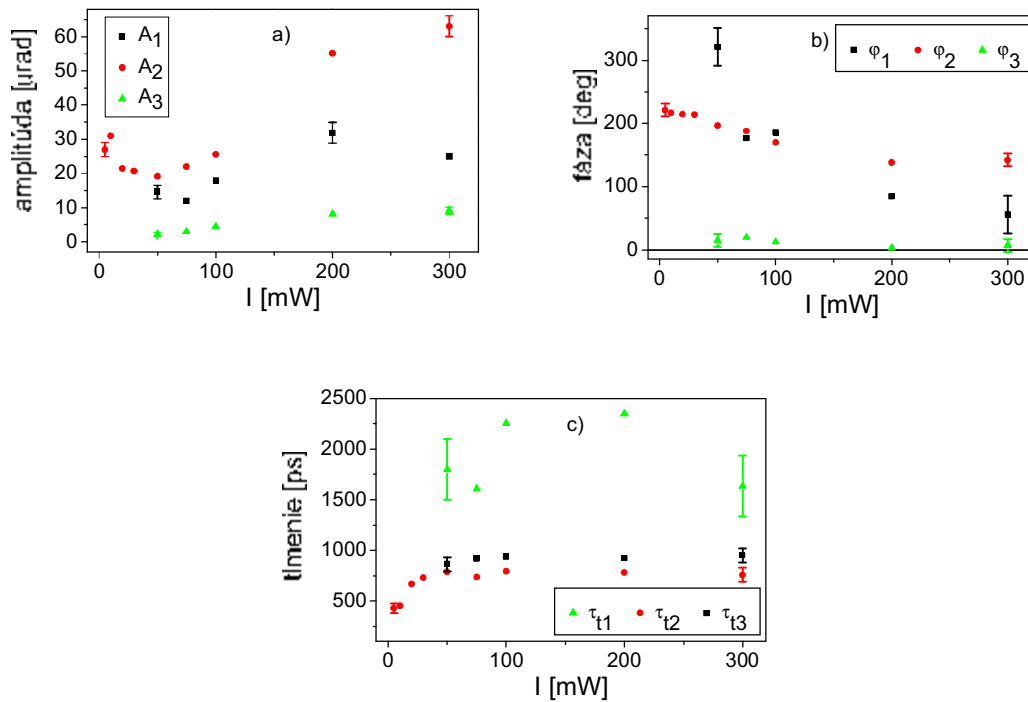
$$KR(\Delta t) = \sum_{i=1}^3 A_i \sin(\omega_i \Delta t + \varphi_i) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_{i,i}}\right) + B \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right)\right] \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \quad (9.2)$$

Z funkčného predpisu vyplýva, že v signále sa môžu vyskytovať až tri oscilujúce zložky s rôznymi frekvenciami (ω_1 , ω_2 a ω_3). Pre najvyššiu intenzitu sú všetky tri zložky dobre pozorovateľné, čo je ukázané na obrázku č.9.8, kde sú spolu s nameranými dátami a ich fitom ukázané aj jednotlivé časti fitovacej funkcie.

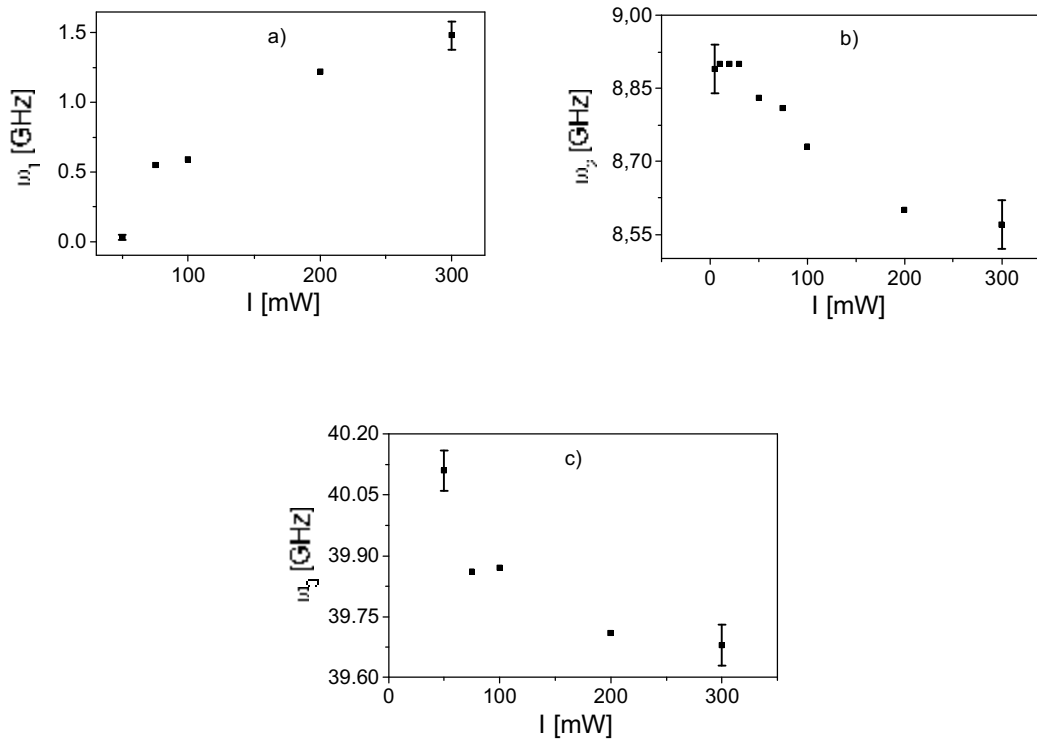


Obrázok 9.8: Signál KR pri intenzite excitačného zväzku $I = 300\text{ mW}$ spolu s nafitovaným priebehom podľa funkčného predpisu (9.2). V dolejšťi časti obrázku sú znázornené jednotlivé časti fitu – oscilujúce módy a pozadie.

Analýzou nameraných dát sme dostali intenzitné závislosti dvanástich parametrov náležiacich oscilujúcim funkciám, a to amplitúdy: A_1 , A_2 a A_3 , fáze: φ_1 , φ_2 a φ_3 , doby tlmenia: τ_{t1} , τ_{t2} a τ_{t3} a frekvencie: ω_1 , ω_2 a ω_3 . Okrem toho ešte tri parametre pulznej funkcie B , τ_1 a τ_2 . Závislosť parametrov harmonických funkcií na veľkosti intenzity excitačného zväzku je na obrázkoch 9.9 a 9.10. V KR pri všetkých nami zmeraných intenzitách je všade prítomný 2.oscilujúci mód, pričom ostatné módy sa vyskytujú len v intenzitách nad 50 mW.



Obrázok 9.9: Intenzitná závislosť a) amplitúd A_1 , A_2 a A_3 b) fáz φ_1 , φ_2 a φ_3 c) dôb tlmenia τ_1 , τ_2 a τ_3 .

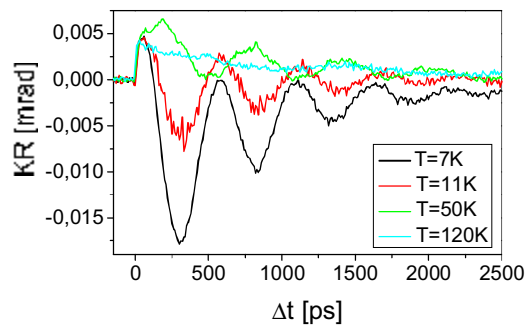


Obrázok 9.10: Intenzitná závislosť frekvencií harmonických funkcií ω_1 , ω_2 a ω_3 .

Z týchto obrázkov je zjavné, že amplitúda oscilácií s excitačnou intenzitou rastie, počiatočná fáza sa mierne znižuje, časová konštanta tlmenia po počiatočnom náraste na intenzite nezávisí a frekvencia oscilácií klesá. Možné príčiny takejto tendencie budú diskutované v kapitole 9.5.

9.4 Teplotná závislosť KR

Na vzorke (GaMn)As sme zmerali závislosť KR na teplote v experimentálnom usporiadaní rovnakom ako v predošlých meraniach (kapitola 7). Používaná vlnová dĺžka bola $\lambda = 755$ nm. Vzorka bola umiestnená v ohnisku. Intenzita excitačného zväzku pred vzorkou bola 5mW a intenzita sondovacieho zväzku je desaťkrát menšia. Meranie teplotnej závislosti sa realizovalo v iný deň ako všetky predchádzajúce merania, čo malo za následok mierne odlišnú frekvenciu oscilácií. Postupným zvyšovaním teploty zo 7 K sme zmerali závislosť KR na teplote. Výsledky závislostí pre 4 hodnoty teploty sú na obrázku č.9.11:

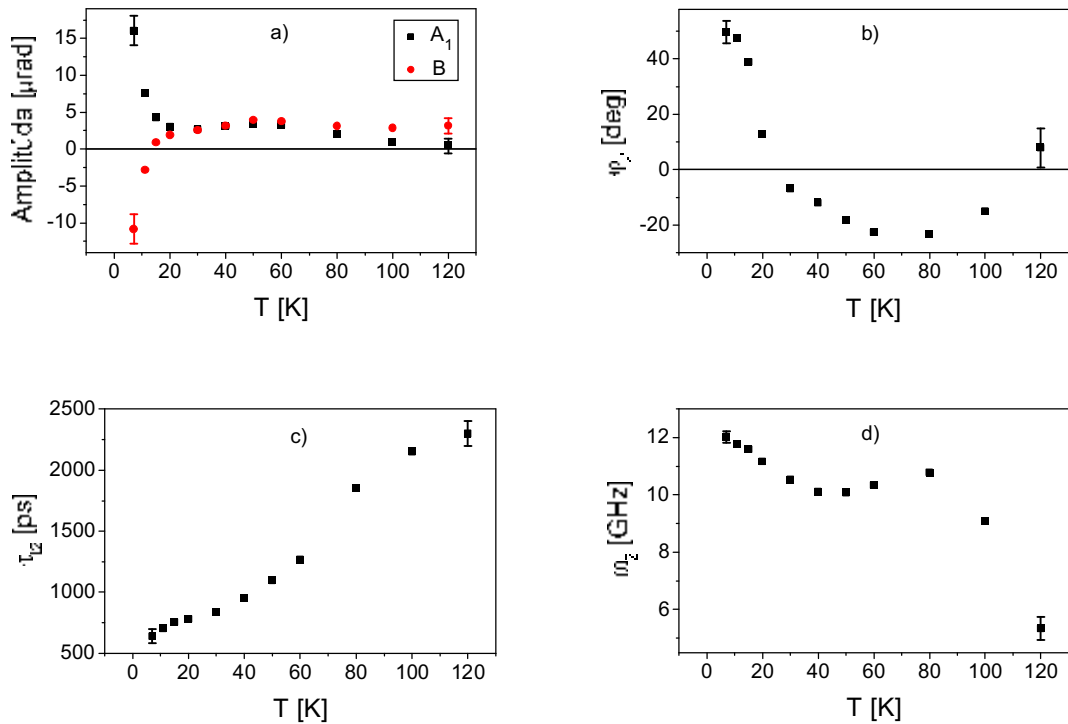


Obrázok 9.11: Signál KR v závislosti na časovom oneskorení Δt pri 4 rôznych teplotách na vzorke, $I = 5$ mW, $B = 0$ mT.

Rozborom dát KR sme zistili, že funkcia (9.1) je pre fitovanie teplotnej závislosti dostatočná, ba dokonca, že je prítomný len jeden oscilujúci mód namodulovaný na pulzný mód. Výsledná fitovacia funkcia má tvar:

$$KR(\Delta t) = A_2 \sin(\omega_2 \Delta t + \varphi_2) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_{L2}}\right) \left[1 - B \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) \right] \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \quad (9.3)$$

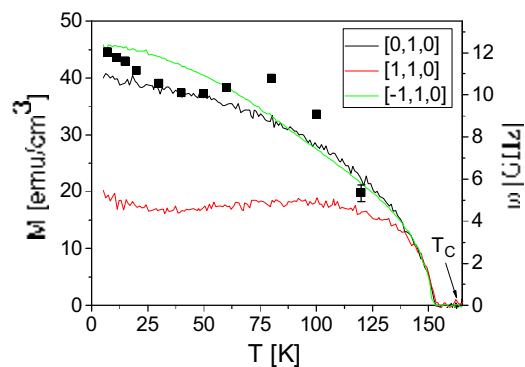
Číslovanie indexov parametrov funkcie je zvolené tak, aby bolo v súlade so značením v predošlých prípadoch, nakoľko mód s frekvenciou ω_2 je prítomný vo všetkých nami zmeraných závislostiach. Týmto funkčným predpisom sme namodelovali signál KR pre 11 rôznych hodnôt teploty od 7 K do 120 K. Získali sme tak 4 parametre charakterizujúce harmonickú funkciu a 3 parametre charakterizujúce pulznú funkciu. Závislosti parametrov A_2 , φ_2 , ω_2 , τ_{L2} a B na teplote sú na obrázku č.9.12.



Obrázok 9.12: Závislosť parametrov a) A_1 a B b) φ_1 c) $\tau_{1/2}$ d) ω_1 na teplote.

Obrázok 9.12a porovnávajúci amplitúdy harmonickej a pulznej funkcie ukazuje, že amplitúda A_1 klesá k nule, zatiaľ čo amplitúda B mení znamienko okolo teploty 15 K a potom sa podstatným spôsobom nemení. Z tohto môžeme usudzovať, že pulzná funkcia nesúvisí s feromagnetizmom vzorky (je totiž pozorovateľná i nad Curieho teplotou T_C). Z obrázku 9.12c je vidno, že oscilácie sa so zvyšujúcou sa teplotou tlmia pomalšie. Frekvencia oscilácií ω_1 sa pri vyšších teplotách znižuje (obrázok 9.12d).

Porovnanie priebehu frekvencií oscilácií spolu s priemetom magnetizácie (M) do troch rôznych kryštalografických smerov je na obrázku 9.13:

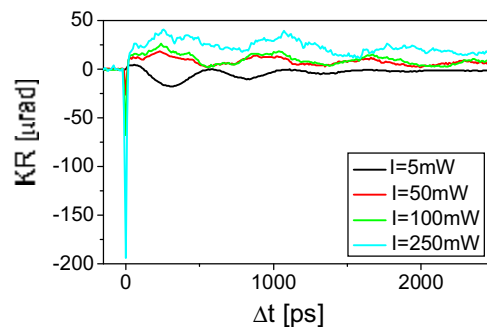


Obrázok 9.13: Priebeh priemetu magnetizácie M do troch rôznych kryštalografických smerov v závislosti na teplote (plné farebné čiary). Body sú frekvencie oscilácií ω_1 , T_C je Curieho teplota.

Priemet magnetizácie na teplote bol nezávisle zmeraný pomocou SQUIDu [39]. Z tohto obrázku je vidno, že sa frekvencia oscilácií s teplotou znižuje rovnakým spôsobom ako magnetizácia vzorky.

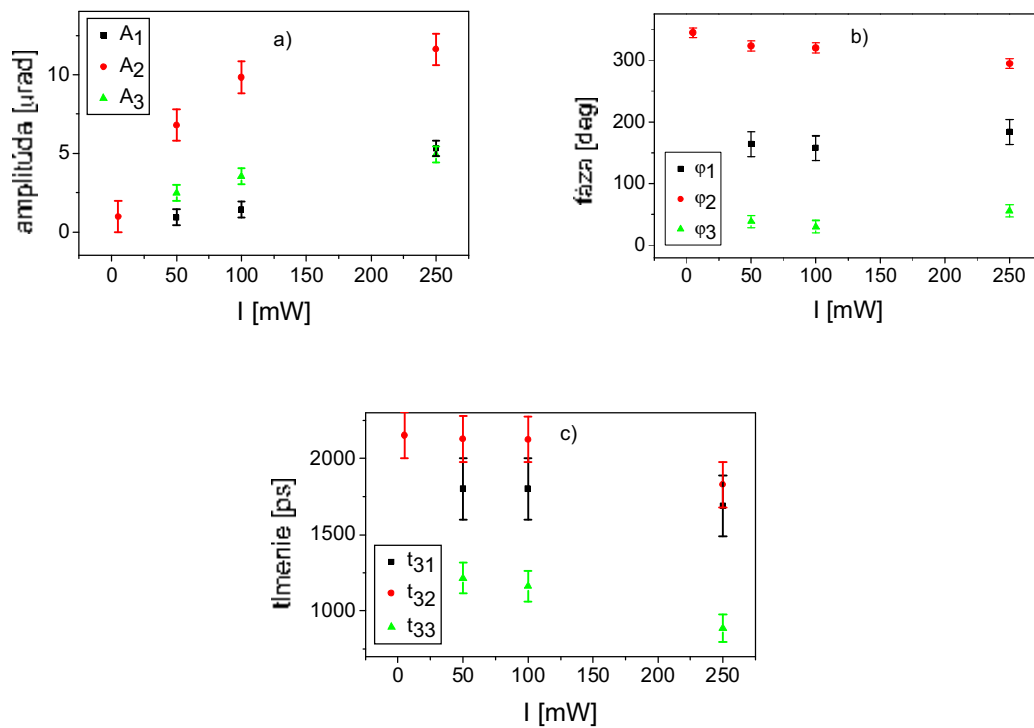
9.4.1 Intenzitná závislosť KR pri $T = 100$ K

Pri teplote $T = 100$ K sú oscilácie magnetizácie ešte dobre pozorovateľné, preto sme pre túto hodnotu teploty zmerali aj intenzitnú závislosť. Cieľom bolo zistiť, či aj pri tejto teplote dôjde k nárastu počtu pozorovateľných oscilačných módo. Experimentálne usporiadanie ako aj použitá vlnová dĺžka ostali rovnaké ako pri meraní teplotnej závislosti. Okrem intenzity excitačného zväzku 5 mW sme zmerali intenzitnú závislosť pre 50 mW, 100 mW a 250 mW. Namerané krivky sú na obrázku č.9.14:

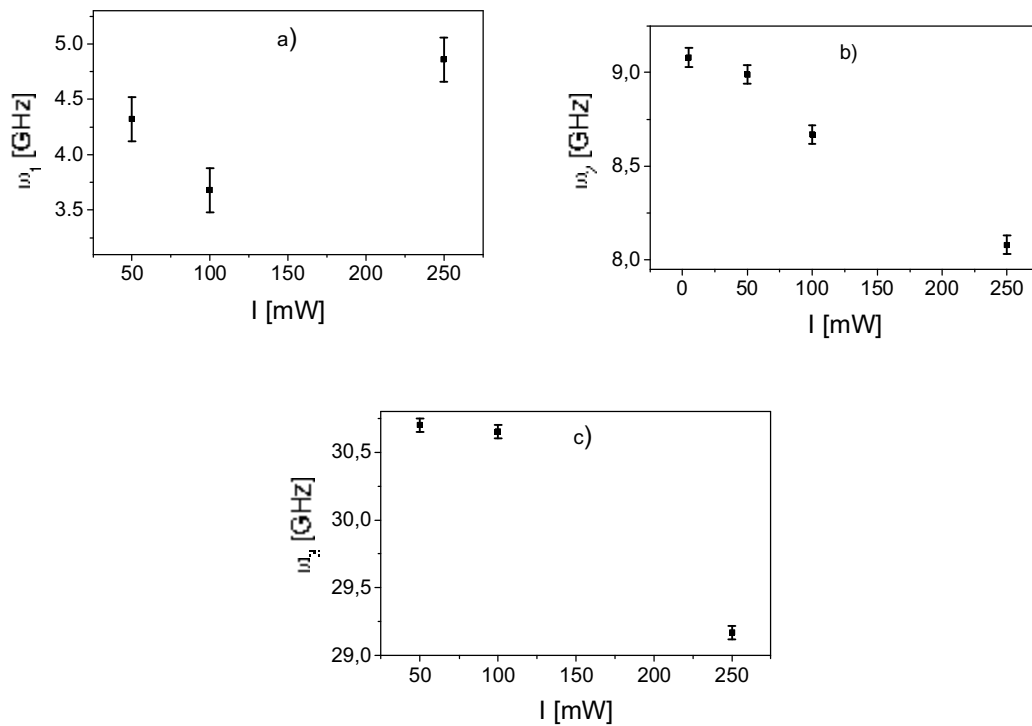


Obrázok č.9.14: Signál KR v závislosti na Δt pre 4 rôzne hodnoty intenzity excitačného zväzku pri teplote $T = 100$ K, $B = 0$ mT.

Rovnako ako pre intenzitnú závislosť pri teplote cca 7 K (kapitola 9.3), aj teraz sa potvrdila prítomnosť troch oscilujúcich módo pre intenzity $I \geq 50$ mW. Namerané dáta sme fitovali funkčným predpisom (9.2). Závislosť jednotlivých parametrov oscilujúcich funkcií na intenzite je na obrázku č.9.15 a č.9.16. Závislosť parametrov pulznej funkcie na intenzite diskutované nie sú, nakoľko táto funkcia nie je priamo súvisiaca s feromagnetizmom vzorky. Pri teplote 100 K parametre A_1 , A_2 , A_3 , φ_1 , φ_2 , φ_3 , τ_{11} , τ_{12} a τ_{13} vykazujú veľmi podobnú závislosť na intenzite ako pri teplote 7 K (kapitola 9.3).



Obrázok 9.15: Intenzitná závislosť a) amplitúd A_1 , A_2 a A_3 b) fáz φ_1 , φ_2 a φ_3 c) dôb tlmenia τ_{11} , τ_{12} a τ_{13} pri $T = 100$ K



Obrázok 9.16: Intenzitná závislosť frekvencií harmonických funkcií ω_1 , ω_2 a ω_3 pri teplote $T = 100$ K.

Frekvencie jednotlivých oscilujúcich módov sú na obrázku vykreslené samostatne, aby vynikla ich tendencia. Pre našu analýzu je dôležitá najmä frekvencia ω_2 , ktorá sa vyskytuje vo všetkých nami zmeraných dátach. Aj meranie intenzitnej závislosti pri teplote 100 K potvrdilo, že frekvencia ω_2 s rastúcou intenzitou klesá. Zaujímavým zistením je, že tento pokles je silnejší pre 100 K (pokles o 11 %), než pri 7 K (pokles o 3,6 %). Dôvod tohto poklesu nie je zatiaľ známy, ale možné príčiny sú diskutované v kapitole 9.5.

9.5 Zhrnutie výsledkov a diskusia

V tejto kapitole sme sa zamerali na štúdium laserom vyvolanej precesie magnetizácie vo feromagnetickom polovodiči (Ga,Mn)As. Naše merania tu jasne ukázali, že kombinácia magnetického poľa a metód ultrarýchlej laserovej spektroskopie sú pre štúdium tohto materiálu veľmi užitočné.

Laserovými pulzmi vyvolaná precesia magnetizácie v GaMnAs bola v literatúre prvýkrát popísaná v roku 2005 [37] a na našom pracovisku bola prvýkrát pozorovaná v roku 2007 [16]. Ako už bolo zmienené v kapitole 5.2, feromagnetické usporiadanie je v tomto materiáli spôsobené interakciou medzi voľnými dierami vo valenčnom páse a lokalizovanými spinmi Mn. Z tohto dôvodu sú magnetické vlastnosti citlivé na vonkajšie vplyvy, ktoré môžu zmeniť koncentráciu voľných nosičov a ich distribúciu [40]. Nami uskutočnené merania ukázali, že magnetizácia osciluje i *bez prítomnosti* externého magnetického poľa (čo sa prejavuje osciláciami zmeranými v signále KR). Zaujímavým zistením je, že oscilácie magnetizácie vyvolané laserovými pulzmi sú na polarizácii týchto pulzov nezávislé a teda *nesúvisia* so spinovou orientáciou fotoindukovaných nosičov náboja. V súčasnej dobe sa zdá byť jasné, že príčinou precesie magnetizácie je zmena magnetickej anizotropie vo vzorke, ktorá je vyvolaná laserovými pulzmi [36, 37, 40]. Magnetická anizotropia v (Ga,Mn)As je ovplyvnená vnútornou kubickou anizotropiou, ktorá pochádza z vlastnej zink – blendovej symetrie a z jednoosej anizotropie, ktorá je zapríčinená hlavne napätím spôsobeným rozdielnou mriežkovou konštantou (Ga,Mn)As a substrátu [36]. Pre (Ga,Mn)As s koncentráciou Mn nad 2 % (čo je i náš prípad) je ťahká osa magnetizácie v rovine vzorku. Nami detekovaná KR je citlivá len na fotoindukované vychýlenie magnetizácie z roviny vzorku (vplyvom tzv. polárneho Kerrova javu [16, 38]). V súčasnej dobe ale nie je stále jasné, čo je príčinou tejto laserom indukovanej zmeny anizotropie. V práci [37] autori predpokladali, že tento jav je spôsobený fotoinjekciou dodatočných nosičov náboje (a to predovšetkým dier). To je síce principiálne možné, ale pokiaľ porovnáme kľudovú koncentráciu dier v študovaných vzorkách ($p \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) s jej laserom indukovanou zmenou ($\Delta p \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) tak je jasne vidno, že ide o pomerne malú poruchu ($\Delta p/p \approx 0,1 \%$), ktorá pravdepodobne nemôže zapríčiniť nejakú podstatnú zmenu magnetickej anizotropie vo vzorke. Ďalšou možnosťou ale je, že zmena anizotropie je vyvolaná lokálnym ohrevom vzorky laserovými pulzmi [40]. V prípade nami typicky používaných intenzít laserového žiarenia je možné tento teplotný

nárast odhadnúť na $\Delta T \approx 10$ K [36], čo už skutočne môže spôsobiť zmenu magnetickej anizotropie vzorky [36]. V každom prípade je ale ešte nutné uskutočniť celý rad doplňujúcich meraní, než bude možné príčinu vyvolávajúcu túto zmenu magnetickej anizotropie identifikovať jednoznačne.

Experimentálne výsledky namerané pri riešení tejto diplomovej práce naväzujú na výsledky získané skôr v našom laboratóriu na obdobných vzorkách (Ga,Mn)As [16]. A preto sa tu zameriame hlavne na skutočnosti, ktoré sme pred uskutočnením týchto nových experimentov nepoznali. Zásadná odlišnosť je už v samotnej vzorke, ktorá bola použitá pre experimenty. Zatiaľ čo merania popisované v [16, 36] boli uskutočnené na 500 nm silnej vrstve (Ga,Mn)As, v tejto práci sú uvedené merania získané na vrstve s hrúbkou len 50 nm. Tieto merania tak jasne ukázali, že sme schopní merať vlastnosti aj veľmi tenkých vrstiev. Tenké vrstvy spravidla vykazujú podstatne lepšie magnetické vlastnosti než vrstvy hrubé – pre obdobnú koncentráciu Mn je v nich napr. väčšinou podstatne vyššia Curieho teplota T_C (v 500 nm hrubej žihanej vzorke C037 je $T_C \approx 90$ K a v 50 nm hrubej žihanej vzorke D071 je $T_C \approx 160$ K). Z fyzikálneho hľadiska sú najzaujímavejšie výsledky namerané v externom magnetickom poli (kapitola 9.2). Zo závislosti frekvencie oscilácií na veľkosti externého magnetického poľa (obrázok č.9.5c) je jasne vidno, že namerané oscilácie magnetizácie vo vzorke sú skutočne spojené s precesiou spinov Mn, nakoľko od intenzity poľa $B \gtrsim 100$ mT bola smernica frekvencií zhodná so smernicou odpovedajúcej g – faktoru iónov Mn^{2+} . Ešte zaujímavejšia je závislosť doby tlmenia oscilácií na veľkosti externého magnetického poľa (obrázok č.9.5d). Tento obrázok totiž jasne ukazuje, že tlmenie precesie magnetizácie (tzv. Gilbertovo tlmenie) je silne závislé na externom magnetickom poli, čo je fakt, ktorý zatiaľ ešte nebol v literatúre publikovaný. Za zmienku tiež stojí, že informácia o rýchlosti tlmenia precesie magnetizácie vo feromagnetických vzorkách je zatiaľ bežne určovaná zo šírky čiar pozorovaných vo feromagnetickej rezonancii (FMR), kde aj principiálne nie je možné zmerať jej závislosť na veľkosti magnetického poľa [41]. To znamená, že laserovými pulzmi vyvolaná precesia magnetizácie by sa mohla stať účinnou diagnostickou metódou pre štúdium feromagnetických polovodičov.

Zaujímavá je tiež zmeraná závislosť priebehu magnetizácie na intenzite excitačných pulzov (kapitola 9.3). Pri vyšších excitačných intenzitách boli totiž v študovanej vzorke identifikované dodatočné oscilujúce módy (obrázok č.9.8), čo je opäť jav, ktorý zatiaľ nebol nikým v (GaMn)As publikovaný. Ďalšie informácie je možné získať so zmeranej teplotnej závislosti (kap. 9.4). Dôležitým výsledkom je, že zatiaľ čo amplitúda oscilujúcich módov vymizne nad Curieho teplotou, pre amplitúdu pulznej funkcie to už neplatí (obrázok č. 9.12.a a č.5b v [38]). To ukazuje, že pulzná funkcia nie je priamo spojená s feromagnetickým usporiadaním vo vzorke (ktoré samozrejme neexistuje pri teplote presahujúcej Curieho teplotu). Uskutočnené experimenty ďalej ukazujú, že frekvencia oscilácií je teplotne zhášaná obdobným spôsobom ako magnetizácia (obrázok č.9.13. a č.3d v [36]). Pri vyššej teplote vzorky teda vedie rovnaký laserom vyvolaný nárast teploty o ΔT k väčšiemu poklesu magnetizácie vzorky (obrázok č.9.13) a je tak možné očakávať i väčší pokles frekvencie oscilácií s excitačnou intenzitou. A skutočne, porovnanie intenzitnej závislosti frekvencie oscilácií zmeranej pri 7 K (obrázok č.9.10b) a 100 K (obrázok č.9.16b) ukazuje, že pokles

frekvencie je väčší pri vyššej teplote (pre 7 K bol pozorovaný pokles o 3,6 % a pri teplote 100 K bol pozorovaný pokles o 11%).

9.6 Záver

V tejto kapitole sme študovali dynamiku KR vyvolanú laserovými pulzmi vo feromagnetickom polovodiči (Ga,Mn)As v prítomnosti rôznych vonkajších vplyvov – externého magnetického pola, teploty a intenzity excitačného zväzku. Pomocou rôznych polarizácií excitačného zväzku sme overili, že precesia magnetizácie nie je vyvolaná spinmi fotoexcitovaných nosičov, ale nárastom koncentrácie voľných dier, alebo (pravdepodobnejšie) lokálnymi teplotnými zmenami vyvolanými absorpciou excitačného zväzku. Zistili sme, že zmeraný signál KR v sebe obsahuje viacero príspevkov a ukázali sme, že len oscilujúca zložka je priamo spojená s feromagnetizmom v (Ga,Mn)As. Meranie v externom magnetickom poli preukázalo, že detekované oscilácie súvisia s precesiou feromagneticky zviazaných spinov iónov Mn^{2+} . Ďalej sme zistili, že rýchlosť tlmenia precesie magnetizácie nie je monotónnou funkciou intenzity externého magnetického poľa. V závislosti na intenzite excitačného zväzku sa počet pozorovateľných oscilujúcich módov menil. Pri intenzitách $I \geq 50$ mW sme v zmeranom signále KR odhalili prítomnosť až troch oscilujúcich módov. Pri $I < 50$ mW bol prítomný len jeden mód bez ohľadu na teplotu, alebo veľkosť priloženého magnetického poľa. Miera poklesu frekvencie oscilačného módu pre rôzne teploty vzorky súhlasila s teplotným poklesom magnetizácie. Pre hlbšie pochopenie procesov prebiehajúcich v (GaMn)As je však nutné uskutočniť ďalšie merania.

10 Zhrnutie

V tejto diplomovej práci sme skúmali vplyv magnetického poľa na dynamiku spinu v polovodičoch. V úvodnej fázi riešenia diplomovej práce bolo charakterizované magnetické pole, generované nedávno zakúpeným elektromagnetom, z hľadiska jeho veľkosti a priestorovej homogenity. V druhej fázi bola úspešne realizovaná stavba experimentálneho usporiadania, ktoré umožňuje uskutočňovať experimenty ultrarýchlej laserovej spektroskopie v externom magnetickom poli. V záverečnej fázi práce sme sa zamerali na metódu časovo rozlíšenej Kerrovej rotácie (TRKR) a metódu rezonančného spinového zosilnenia (RSA) a ich použitiu pre štúdium polovodiča CdTe a feromagnetického polovodiča (Ga,Mn)As.

V prípade CdTe sme študovali dynamiku spinovej koherencie fotoexcitovaných elektrónov a veľkosť ich g – faktoru v p – typovom a n – typovom materiáli. Zistili sme, že pri izbovej teplote dochádza vplyvom n – typového dopovania k predĺženiu doby T_2^* (p – typ: $T_2^* = (23 \pm 2)$ ps, n – typ: $T_2^* = (75 \pm 8)$ ps). Zníženie teploty na 7 K potom vedie k ešte väčšiemu nárastu tejto doby v n – typovom materiáli ($T_2^* = (1890 \pm 20)$ ps), zatiaľ čo v p – typovom sa táto doba príliš nezmení. Naproti tomu veľkosť g – faktoru na type dopovania, ani na teplote vzorky príliš nezávisí ($|g| \approx 1,45$).

V (Ga,Mn)As sme študovali dynamiku precesie magnetizácie feromagneticky zviazaných spinov iónov Mn^{2+} vyvolanej dopadom laserových pulzov. Zistili sme, že precesia magnetizácie nie je vyvolaná spinmi fotoexcitovaných elektrónov, ale nárastom koncentrácie voľných dier, alebo (pravdepodobnejšie) lokálnymi teplotnými zmenami vyvolanými absorpciou excitačného zväzku. Podľa intenzity excitačných laserových pulzov sme pozorovali jeden až tri oscilačné módy magnetizácie a zmerali sme závislosť ich amplitúdy, frekvencie, počiatkovej fázy a rýchlosti útlmu na intenzite dopadajúceho svetla, teplote a veľkosti externého magnetického poľa. Zvlášť zaujímavou sa javí možnosť merať závislosť rýchlosti útlmu precesie magnetizácie na veľkosti externého magnetického poľa, pretože túto závislosť nie je možné priamo merať žiadnou inou experimentálnou metódou. To ukazuje, že laserom indukovaná precesia magnetizácie by sa mohla stať veľmi zaujímavou metódou pre charakterizáciu feromagnetických polovodičov.

11 Literatúra

- [1] M.I.Dyakonov: *Spintronics?*, Future Trends in Microelectronics, 157 (2004).
- [2] D.Sprinzi: *Dynamika spinu v polovodičových nanoštruktúrach*, Diplomová práca, MFF UK, Praha (2004).
- [3] P.Němec, P.Nahálková, D.Sprinzi, P.Malý: *Polovodičová spintronika a časově rozlišená spektroskopie*, Čs. čas. fyz. **55**, 171 (2005).
- [4] J.Kunc: *Dynamika nosičů náboje v CdTe*, Diplomová práca, MFF UK, Praha (2006).
- [5] J.Klíma: *Kvantová mechanika I*, skriptá, UK Praha (1985).
- [6] A.S.Davydov: *Kvantová mechanika*, SPN, Praha (1978).
- [7] [www. en. wikipedia.org](http://www.en.wikipedia.org), 1.3.2008.
- [8] P.Lipavský: *Teória kondenzovaného stavu I*, učebný text k prednáške (2007).
- [9] J.H.Davies: *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge (1998).
- [10] I.Žutić, J.Fabian, S.Das Sarma: *Spintronics: Fundamentals and applications*, Review of Modern Physics **76**, 346 (2004).
- [11] P.Nahálková: *Ultrarychlá dynamika nosičů náboje v nanokrystalech CdS, CdSe*, Diplomová práca, MFF UK, Praha (2003).
- [12] D.D.Awschalom, D.Loss, N.Samarth: *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Nemecko (2002).
- [13] R.I.Dzhioev, K.V.Kavokin, L.V.Lazarev: *Low – temperature spin relaxation in n – type GaAs*, Physical Review B **66**, 245204 (2002).
- [14] P.Hun, K.W.Kim: *Spin relaxation of conduction electrons in bulk III – V semiconductors*, Physical Review B **66**, 035307 (2002).
- [15] J.M.Kikkawa, D.D.Awschalom: *Resonant spin amplification*, Physical Review Letters **80**, 4313 (1998).

- [16] E.Rozkotová: *Dynamika spinové polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*, Diplomová práce, MFF UK, Praha (2007).
- [17] J.Procházka: *Optické vlastnosti vázaných kvantových jam v magnetickém poli*, Diplomová práce, MFF UK, Praha (2007).
- [18] D.K.Young, J.A.Gupta, E. Johnston-Halperin: *Optical, electrical and magnetic manipulation of spins in semiconductors*, Semiconductors Science and Technology **17**, 275 (2002).
- [19] J.S.Colton, T.A.Kennedy, A.S.Bracker, D.Gamon: *Spin Lifetime Measurements in MBE-Grown GaAs Epilayers*, Physica Status Solidi **233**, 445 (2002).
- [20] M.Furis, D.L.Smith, S.Kos: *Local Hanle-effect studies of spin drift and diffusion in n-GaAs epilayers and spin transport devices*, New Journal of Physics **9**, 347 (2007).
- [21] A.V.Kimel, V.V.Pavlov, R.V.Pisarev, V.N.Grindev: *Ultrafast dynamics of the photo-induced magneto-optical Kerr effect in CdTe at room temperature*, Physical Review B, **62**, 1609 (2000).
- [22] E. Belas, ústne podanie.
- [23] J.Šubrt: *Použití magnetických polovodičů ve spintronice*, Bakalářská práce, MFF UK, Praha (2007).
- [24] O. Madelung: *Semiconductors – Basic Data*, Springer, Berlin (1996).
- [25] www.walkerldscientific.com/Products/Product_Lines/Electromagnetics/HV-4H/hv-4h.html, 11.2.2008.
- [26] R.Feynman, R.B.Leighton, M.Sands: *Feynmanovy přednášky z fyziky 3*, kapitola 12.3, Fragment, Praha (2002).
- [27] Manuál ku meracej aparátúre – Gaussmeter MG – 3D. Walker Scientific.
- [28] E.Kojima, R.Shimano, Y.Hashimoto, S. Katsumoto, Y. Iye, M. Kuwata-Gonokami: *Observation of the spin-charge thermal isolation of ferromagnetic Ga_{0,94}Mn_{0,06}As by time resolved magneto-optical measurements*, Physical Review B, **68**, 193203 (2003).
- [29] J.A.Gupta, D.D.Awschalom: *Spin Coherence in semiconductor quantum dots*, Physical Review B **59**, R10421 (1999).
- [30] M.Vrbová a kol.: *Lasery a moderní optika*, Prometheus, Praha (1994).
- [31] M.Oestreich, S.Hallstein: *Temperature and density dependence of electron Landé g factor in semiconductors*, Physical Review B, **53**, 7911 (1996).
- [32] P. Nahálková, P. Němec, D. Sprinzl, E. Belas, P. Horodyský, J. Franc, P. Hlídek, P. Malý: *Spin dynamics in bulk CdTe at room temperature*. Mater. Sci. Eng. B **126**, 143-147 (2006).

- [33] D. Sprinzl, ústne podanie
- [34] P. H. Song, K. W. Kim: *Spin relaxation of conduction electrons in bulk III-V semiconductors*, Phys. Rev. B **66**, 035207 (2002).
- [35] J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth, D. D. Awschalom: *Room-Temperature Spin Memory in Two-Dimensional Electron Gases*, Science **277**, 1284 - 1287 (1997).
- [36] E. Rozkotová, P. Němec, P. Horodyská, D. Sprinzl, F. Trojánek, P. Malý, V. Novák, K. Olejník, M. Cukr, T. Jungwirth: *Light – induced magnetization precession in GaMnAs*, Appl. Phys. Lett. **92**, 122507 (2008).
- [37] A. Oiwa, H. Takechi, H. Munekata: *Photoinduced Magnetization Rotation and Precessional Motion of Magnetization in Ferromagnetic (GaMn)As*, Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism **18**, 896 (2005).
- [38] E. Rozkotová, P. Němec, D. Sprinzl, P. Horodyská, F. Trojánek, P. Malý, V. Novák, K. Olejník, M. Cukr, T. Jungwirth: *Laser – induced Precession of Magnetization in GaMnAs*, zaslané do IEEE Transactions on Magnetism, preprint <http://arxiv.org/abs/0803.0320>.
- [39] K. Olejník, ústne podanie.
- [40] J. Qi, Y. Xu, N. H. Tolk: *Coherent magnetization precession in GaMnAs induced by ultrafast optical excitation*, Appl. Phys. Lett. **91**, 112506 (2007).
- [41] X. Liu, J.K. Furdyna: *Ferromagnetic resonance in Ga_{1-x}Mn_xAs dilute magnetic semiconductors*, J. Phys.: Condens. Matter **18**, R245 (2006).
- [42] J.M.Kikkawa, J.A.Gupta, I.Malajovich: *Spin coherence in semiconductors: storage, transport and reduced dimensionality*, Physica E **9**, 194 (2001).