

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Miloslav Surýnek

Optická spektroskopie magneticky uspořádaných materiálů

Katedra chemické fyziky a optiky

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Praha 2016

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V dne.....

podpis

Tímto děkuji panu prof. RNDr. Petru Němcovi, Ph.D. za příkladné vedení této práce, za čas strávený na konzultacích a při čtení textu, pomoci při interpretaci získaných výsledků, za poskytnutou literaturu a za množství cenných rad. Dále děkuji RNDr. Lukáši Nádvořníkovu za čas strávený při měření této práce, za pomoc při interpretaci získaných výsledků, za množství cenných rad, za trpělivost a ochotu kdykoliv pomoci. V neposlední řadě děkuji své rodině a blízkým za podporu v průběhu celého mého studia.

Název práce: Optická spektroskopie magneticky uspořádaných materiálů

Autor: Miloslav Surýnek

Katedra: Katedra chemické fyziky

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

Abstrakt: Spintronika je dynamicky rozvíjející se obor elektroniky, jenž pro přenos, zpracování a uchovávání informace nepoužívá pouze náboje elektronu, ale také jeho spin. Materiály vhodné ke konstrukci spintronických součástek musí být schopny uchovávat spinové uspořádání dostatečně dlouhou dobu, tyto materiály musí být současně schopny napříč součástkou rychle a daleko přenášet spin elektronu. V této práci je studována heterostruktura GaAs/AlGaAs pomocí metody excitace a sondování. Především jsou zkoumány dlouhé doby rozfázování spinu s využitím metody rezonančního spinového zesílení a s pomocí vydělovače pulzů. Dále je zkoumána polarizace jaderného spinu a také vliv přikládaného proudu na heterostrukturu. Spektrální filtry jsou využity ke zlepšení existujícího uspořádání metody excitace a sondování a také ke změření magnetooptického spektra.

Klíčová slova: polovodičová heterostruktura, rezonanční spinové zesílení, vydělovač pulzů, spektrální filtry

Title: Optical spectroscopy of magnetically ordered materials

Author: Miloslav Surýnek

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Abstract: Spintronics is a dynamically developing branch of electronics which for transfer, processing and storing of information use not only electron charge but also its spin. Materials appropriate for a construction of spintronic devices should sustain the spin order for a sufficiently long time enabling a manipulation of spins. Simultaneously, in these materials the spin of electrons should be possible to transport fast and long enough across the device. In this work, heterostructure of GaAs/AlGaAs fulfilling these requirements is investigated by a pump-probe technique. In particular, long spin lifetimes of electrons in the heterostructure are studied using the resonant spin amplification method and with a use of the pulse picker. The nuclear spin polarization and the effect of an applied electric current on the studied heterostructure are also investigated in this work. Spectral filters are used to improve the existing experimental setup for the pump-probe technique and to measure a magneto-optical spectrum of the investigated heterostructure.

Keywords: semiconductor heterostructure, resonant spin amplification, pulse picker, spectral filters

Obsah

Předmluva	1
1. Spin	3
1.1. Zavedení spinu	3
1.2. Spin-orbitální interakce	6
1.3. Optická generace spinové polarizace	8
1.3.1. Pásová struktura GaAs	8
1.3.2. Optická spinová polarizace	10
1.3.3. Stupeň spinové polarizace	11
1.4. Relaxace a rozfázování spinu	11
1.4.1. Charakteristické doby	12
1.4.2. Relaxační mechanismy	13
2. Magnetooptické jevy	15
2.1. Magnetooptický Kerrův jev	15
2.2. Optický můstek	17
2.3. Magnetooptické spektrum	18
3. Rezonanční spinové zesílení	20
4. Spinová polarizace jader	24
5. Vydělovač pulzů	27
6. Studovaná heterostruktura GaAs/AlGaAs	30
7. Metoda excitace a sondování	34
8. Studium dlouhých dob spinové relaxace	38
8.1. Zkoumání spinových dob relaxace snižováním opakovací frekvence laseru	38
8.2. Zkoumání spinových dob relaxace pomocí metody rezonančního spinového zesílení	47
9. Měření spinové polarizace jader	55
9.1. Závislost oscilací Kerrovy rotace na vnějším magnetickém poli	55
9.2. Nabíjení jader	59

10. Metoda excitace a sondování se spektrální filtrací	67
10.1. Hledání vhodných kombinací spektrálních filtrů	68
10.2. Magnetooptické spektrum	72
11. Studium vlivu přikládaného proudu na vzorky	76
Shrnutí výsledků a závěr	81
Seznam použité literatury	83

Předmluva

Princip fungování současné elektroniky je téměř bezvýhradně založen na transportu a uchování elektrického náboje elektronu. Základním stavebním kamenem většiny elektronických součástek je tranzistor. Dříve bylo zrychlování elektroniky dosahováno primárně zvyšováním operační frekvence tranzistorů, tedy zvyšováním počtu operací, které byl schopný tranzistor vykonat za jednotku času. Avšak protože operace tranzistorů na vysokých frekvencích vede ke generaci velkého množství odpadního tepla, které je potom složité účinně odvádět, narazil tento přístup na své limity při frekvencích v řádech jednotek GHz. V současné době je zrychlování polovodičových součástek umožněno díky miniaturizaci použitých tranzistorů, součástka jich pak může vykonávat více operací současně, neboť na stejnou plochu lze umístit více tranzistorů, přitom nedojde ke zvýšení generace odpadního tepla, protože menší tranzistor vyprodukuje méně odpadního tepla. Zmenšování tranzistorů se řídí překvapivě spolehlivě podle empirického pravidla, které je známo také jako Moorův zákon, říkájící, že každých 18 měsíců dojde ke zdvojnásobení tranzistorů, které je možné umístit na integrovaný obvod při zachování stejné výrobní ceny. V blízké budoucnosti však miniaturizace tranzistorů v integrovaných obvodech pokročí tak daleko, že začnou hrát roli kvantově mechanické vlastnosti elektronů procházejících tranzistory, což naruší jejich funkčnost. Moorův zákon pak přestane platit a zrychlování elektroniky se tak zastaví. Tato situace však není bezvýhodná, hledají se nástupci současné elektroniky. Jedním z těchto nástupců by mohl být obor spintronika. Spintronika se snaží pro přenos, zpracování a uchování informace využít na místo náboje elektronu jeho spin. Ten představuje vlastní magnetický moment elektronu. Výhodou je, že manipulace se spinem může být mnohem méně energeticky náročná a mnohem rychlejší, než je tomu při manipulaci s jeho nábojem. Již nyní se lze setkat se spintronicými součástkami v čtecích hlavách moderních pevných disků nebo v komerčně dostupných operačních pamětech typu MRAM, které na rozdíl od současně používaných operačních pamětí neztratí zapsanou informaci po odpojení napájení, což by umožnilo okamžitý start počítače.

Pro rozvoj spintroniky je nutné najít a zkoumat materiály vhodné pro tvorbu budoucích spintronických součástek. K tomuto účelu je možné využít ultrarychlé

laserové spektroskopie, což je nedestruktivní metoda umožňující dosahovat vysoké časové i prostorové rozlišení. Tato metoda bývá označována jako metoda excitace a sondování a je k dispozici v Laboratoři optospintroniky na Katedře chemické fyziky a optiky MFF UK.

Předmětem zkoumání této práce je heterostruktura GaAs/GaAlAs. V úvodních kapitolách jsou shrnuty základní poznatky o spinu, o tom, jak světlem vyvolat v materiálu spinové uspořádání (tzv. spinovou polarizaci), jak se toto uspořádání ztrácí (kapitola 1) a jak ho měřit (kapitola 2). Následuje popis metody rezonančního spinového zesílení (kapitola 3) a vydělovače pulzů (kapitola 4). Dále je rozebráno, jak může spinové uspořádání elektronů vyvolávat uspořádání jaderných magnetických momentů (kapitola 5). V kapitole 6 je popis měřené heterostruktury GaAs/GaAlAs a vzorků z ní vyrobených, kapitola 7 se zabývá metodou excitace a sondování. Poslední 4 kapitoly obsahují výsledky měření provedených v rámci této práce. V kapitole 8 bylo zkoumáno s využitím vydělovače pulzů a metody rezonančního spinového zesílení, po jakou dobu spinové uspořádání v heterostruktuře vydrží. V kapitole 9 byla určována míra spinového uspořádání elektronů heterostruktury z měření spinového uspořádání spinů jader. V kapitole 10 byly hledány dostatečně spektrálně disjunktní kombinace filtrů, které je možno uplatnit při měření s metodou excitace a sondování s prostorovým rozlišením. A na závěr, v kapitole 11 je zkoumán vliv přikládaného proudu na měřený vzorek.

1. Spin

Spin představuje vlastní moment hybnosti elementárních částic. Jedná se o intrinsickou vlastnost částic (stejně jako např. jejich náboj nebo hmotnost). Částice s celočíselným spinem označujeme jako bosony (např. fotony), částice s poločíselným spinem označujeme jako fermiony (např. elektrony, protony). Princip fungování současné elektroniky spočívá ve využití náboje elektronu, přičemž spin elektronu opomíjí. Spintronika se naproti tomu snaží s výhodou využít kromě náboje elektronu i jeho spin.

1.1. Zavedení spinu [1]

K objevu spinu vedl slavný Stern-Gerlachův experiment, při kterém se paprsek částic stříbra procházející nehomogenním magnetickým polem překvapivě rozdělil na dva svazky, přestože atomy stříbra mají nulový orbitální moment hybnosti, o kterém se do té doby uvažovalo jako o jediném původci magnetického momentu. Tento rozpor byl nakonec vysvětlen existencí vlastního momentu hybnosti elektronů – spinem. Na základě předpokladu, že při měření spinového momentu hybnosti elektronu podél libovolné osy můžeme získat pouze hodnoty $+\frac{\hbar}{2}$ a $-\frac{\hbar}{2}$ a že komutační relace pro orbitální a spinový moment hybnosti jsou obdobné, odvodil Wolfgang Pauli pro operátory spinového momentu hybnosti \vec{S} následující vztahy

$$\begin{aligned}S_z &= \frac{\hbar}{2}\sigma_z = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\S_x &= \frac{\hbar}{2}\sigma_x = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\S_y &= \frac{\hbar}{2}\sigma_y = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix},\end{aligned}\tag{1.1}$$

kde osa z je rovnoběžná s aplikovaným magnetickým polem a $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ nazýváme Pauliho matice. S využitím (1.1) pro kvadrát \vec{S} platí

$$\vec{S}^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = \frac{3}{4}\hbar^2[l] = l_s(l_s + 1)\hbar^2[l],\tag{1.2}$$

pokud $l_s = 1/2$. To je formálně shodné jako pro případ orbitálního momentu hybnosti \vec{L}

$$\vec{L}^2 = l(l+1)\hbar^2[I], \quad (1.3)$$

pro $l = 1, 2, 3 \dots$. Vlastní čísla Pauliho matic jsou ± 1 , vlastní vektory $|\pm\rangle$ Pauliho matice σ_z jsou

$$|+\rangle_z = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

$$|-\rangle_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

vlastní vektory matic σ_x, σ_y lze zapsat jako lineární kombinace $|+\rangle_z$ a $|-\rangle_z$

$$|\pm\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle_z \pm |-\rangle_z), \quad (1.5)$$

$$|\pm\rangle_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle_z \pm i|-\rangle_z).$$

Vlastní vektory Pauliho matic jsou příklady tzv. spinorů – vektorů 2×1 popisujících spinový stav elektronu. Obecnou vlnovou funkci elektronu tedy můžeme napsat jako spinor

$$[\psi(\vec{r})] = \begin{bmatrix} \phi_1(\vec{r}) \\ \phi_2(\vec{r}) \end{bmatrix}, \quad (1.6)$$

kde vektor $\vec{r} = (x, y, z, t)$ určuje polohu v čase a prostoru a ϕ_1, ϕ_2 jsou komponenty spinoru. Schrödingerova rovnice pak přejde do tvaru

$$\left\{ [H] + \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} [I] \right\} [\psi(\vec{r})] = [0], \quad (1.7)$$

kde Hamiltonián $[H]$ je matice 2×2 , $[I]$ je jednotková matice 2×2 a $[0]$ je vektor nul 2×1 . Rovnice (1.7) je známá jako Pauliho rovnice. Hamiltonián v rovnici (1.7) lze obvykle rozepsat jako

$$[H] = H_0[I] + [H_B] + [H_{S0}], \quad (1.8)$$

kde H_0 je spinově nezávislá část Hamiltoniánu, $[H_B], [H_{S0}]$ jsou matice 2×2 . Pokud si budeme elektron představovat jako nabitý objekt rotující kolem své osy, dojdeme

k závěru, že elektron vykazuje vlastní magnetický moment $\vec{\mu}_e$. Souvislost mezi magnetickým momentem $\vec{\mu}_e$ a spinovým momentem hybnosti \vec{S} elektronu je vyjádřena jako

$$\vec{\mu}_e = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}, \quad (1.9)$$

kde $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ je Bohrov magneton a g je gyromagnetický poměr (též Landého g -faktor). Energie interakce magnetického momentu v externím magnetickém poli \vec{B} je dána energií

$$E_{int} = -\vec{\mu}_e \cdot \vec{B}. \quad (1.10)$$

Operátor příslušející energii E_{int} obdržíme kombinací vztahů (1.1), (1.9) a (1.10)

$$[H_B] = \frac{g}{2} \mu_B \vec{B} \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.11)$$

kde $\vec{\sigma} = \sigma_x \hat{x} + \sigma_y \hat{y} + \sigma_z \hat{z}$. Kvůli přítomnosti operátoru $\vec{\sigma}$ nabývají vlastní čísla operátoru $[H_B]$ různých hodnot, proto také vlastní energie příslušející operátoru $[H]$ nabývají různých hodnot. Externí magnetické pole způsobí sejmutí degenerace mezi dvěma spinovými stavy. Tento jev je znám jako Zeemanův jev a $[H_B]$ je označován jako Zeemanův interakční člen.

Zatímco Pauli vybudoval svou teorii spinu na základě fenomenologického popisu Stern-Gerlachova pokusu, Paul Dirac provedl relativistické zobecnění Schrödingerovy rovnice a odvodil tak svoji Diracovu rovnici. Aplikací Diracovy rovnice na elektron přímo plyne existence spinu elektronu, jakožto vlastního momentu hybnosti, který je navíc kvantován pouze do dvou různých hodnot $\pm \frac{\hbar}{2}$. Navíc se ukázalo, že existuje řešení pro částici se stejnou hmotností jako elektron, ale s opačným nábojem (pozitron), což vedlo k předpovědi existence antihmoty, jež byla později skutečně pozorována experimentálně. Pomocí Diracovy rovnice je možné popsat kromě elektronu (resp. pozitronu) i všechny hmotné částice s velikostí spinu $\frac{\hbar}{2}$ (proton, antiproton apod.).

1.2. Spin-orbitální interakce [1]

Uvažujme elektron obíhající jádro atomu rychlostí \vec{v} mnohem menší než rychlost světla ve vakuu c . Lze ukázat [2], že při této nerelativistické aproximaci (do řádu $(\frac{v}{c})^2$) Diracova rovnice přejde na Pauliho rovnici (1.7) s Hamiltoniánem ve tvaru (1.8), kde nám z Diracovy rovnice automaticky vyplyne kromě Zeemanova interakčního členu $[H_B]$ i tzv. spin-orbitální interakční člen $[H_{S0}]$ ve tvaru

$$[H_{S0}] = -\frac{e\hbar}{4m^2c^2}(\vec{\nabla}V \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.12)$$

kde e je elementární náboj, m je hmotnost elektronu, \vec{p} je jeho hybnost a V je potenciál elektrického pole. Fyzikální význam tohoto členu lze demonstrovat na následující představě: Z pohledu pozorovatele v souřadné soustavě spojené s pohybem elektronu je elektron v klidu, zatímco jádro s nábojem $+Ze$ kolem něj krouží s rychlostí $-\vec{v}$ a budí v místě elektronu $-\vec{r}$ magnetické pole \vec{B} dané Biot Savartovým zákonem $\vec{B} = Ze \frac{\vec{r} \times \vec{v}_{orbit}}{4\pi\epsilon_0 c^2 r^3}$, odkud lze vytknout elektrické pole $\vec{E} = Ze \frac{\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}$, které cítí elektron obíhající kolem jádra. Na elektron tedy působí magnetické pole vyvolané orbitálním pohybem elektronu v elektrickém poli jádra

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2}. \quad (1.13)$$

Toto magnetické pole interaguje se spinovým magnetickým momentem $\vec{\mu}_e$ elektronu dle (1.9)

$$E_{int} = -\vec{\mu}_e \cdot \vec{B} = \frac{ge\hbar}{4m^2c^2}(\vec{E} \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.14)$$

kde, pokud dosadíme potenciál V odpovídající elektrickému poli $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$, v němž se elektron pohybuje, a g -faktor pro elektron $g \cong 2$, dostaneme výraz shodný s (1.12) až na faktor 2. Tento faktor se nazývá Thomasův faktor a souvisí s relativistickým přechodem mezi vztažnými soustavami. Odtud tedy plyne název spin-orbitální

interakce – jde o interakci mezi spinovým magnetickým momentem elektronu a magnetickým polem, které je vyvolané jeho orbitálním pohybem.

V polovodiči kvazi-volný elektron ve vodivostním pásu necítí tak silné elektrické pole jádra jako je tomu v atomu, ale stále může cítit elektrické pole způsobené různými vnitřními efekty. Dojde pak k štěpení spinových hladin i v nulovém vnějším magnetickém poli vlivem spin-orbitální interakce

$$[H_{SO}] = -\frac{ge\hbar}{8m^{*2}c^2} (\vec{\nabla}V \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma}, \quad (1.15)$$

kde m^* je efektivní hmotnost elektronu v polovodiči a $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ je jeho kvazi-hybnost, kde \vec{k} je vlnový vektor elektronu.

Na původ těchto vnitřních elektrických polí můžeme obecně nahlížet z pohledu symetrií [3]. Symetrie vůči časové inverzi $t \rightarrow -t$ zajišťuje degeneraci mezi stavy pro vlnovou funkci elektronu $\psi_{k,\uparrow}$ a jejím komplexním sdružením $(\psi_{k,\uparrow})^* = \psi_{-k,\downarrow}$, které způsobí současné otočení spinu (značen jako \uparrow, \downarrow) a vlnového vektoru k . V libovolném místě Brillouinovy zóny tedy dochází k degeneraci energií E mezi těmito stavy

$$E(k, \uparrow) = E(-k, \downarrow). \quad (1.16)$$

Při zachování inverzní symetrie $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ dochází k degeneraci

$$E(k, \uparrow) = E(-k, \uparrow) \text{ a } E(k, \downarrow) = E(-k, \downarrow). \quad (1.17)$$

Symetrie vůči časové symetrii je zachována vždy. Pokud je tedy v krystalu přítomná inverzní symetrie, kombinací (1.16) a (1.17) obdržíme

$$E(k, \uparrow) = E(k, \downarrow). \quad (1.18)$$

Nedochází k spinovému rozštěpení energetických pásů. Při porušení inverzní symetrie se degenerace (1.18) poruší, energetické pásy se spinově rozštěpí a to právě díky spin-orbitální interakci. Porušení inverzní symetrie může být dvojího typu:

- *Porušení strukturní inverzní symetrie (SIA – Structural inversion asymmetry)*
Jde o vznik vnitřních elektrických polí porušením inverzní symetrie vlivem různých strukturních změn – např. může jít o silné elektrické pole způsobené potenciálovým gradientem v místě nespojitosti vodivostního pásu v heterostruktuře. Může se však jednat i o aplikaci silného externího pole. Spin-orbitální interakce způsobená porušením strukturní inverzní symetrie se nazývá Rashbova interakce.
- *Porušení inverzní symetrie krystalu (BIA – Bulk inversion asymmetry)*
Jedná se o případ, kdy krystalová mříž polovodiče nemá inverzní symetrii, tj. případ, kdy operací $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ nepřejde mřížka na samu sebe. To se děje např. u sfaleritové mřížky (GaAs, AlAs apod.) Tato spin-orbitální interakce se označuje jako Dresselhousova interakce.

Ze vzorce (1.15) plyne, že velikost rozštěpení závisí na vzájemné orientaci elektrických polí vzniklých díky porušení inverzní symetrie a \vec{k} -vektorem elektronu (resp. směrem a velikostí jeho rychlosti). Elektron pak ze své klidové soustavy cítí dle (1.13) \vec{k} -závislé magnetické pole $\vec{B}(\vec{k})$, které způsobuje Larmorovu precesi spinu kolem tohoto pole.

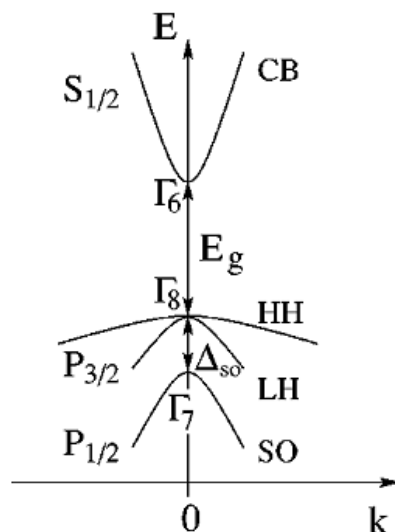
1.3. Optická generace spinové polarizace

V této kapitole bude probráno, jakým způsobem je možné do polovodiče GaAs opticky injektovat spinově polarizované (orientované) nosiče náboje. Za tímto účelem bude nejdříve probrána pásová struktura GaAs.

1.3.1. Pásová struktura GaAs

Nalézt řešení energetických stavů pevné látky je velmi složitý mnohačasticový problém. Takto složitý problém lze však pomocí tzv. jednočasticové aproximace [6] převést na problém pohybu elektronu v určitém průměrném potenciálovém poli, které je periodické. Pohyb elektronu v periodickém potenciálu řeší Blochova funkce, což je rovinná vlna šířící se ve směru vlnového vektoru \vec{k} modulovaná obálkovou funkcí, jež je periodická s periodou potenciálu (resp. krystalové mřížky). Výsledkem jsou povolené a zakázané energetické oblasti – energetické pásy. Polovodič je

charakteristický tím, že při teplotě absolutní nuly je poslední pás obsahující elektrony zcela zaplněn (valenční pás), zatímco následující pás je úplně prázdný (vodivostní pás) a je od valenčního pásu oddělen poměrně úzkým zakázaným pásem.

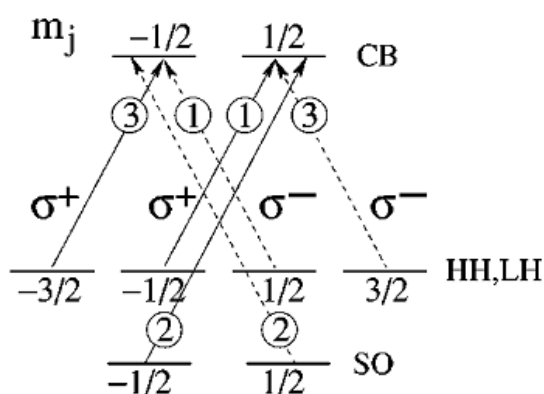


Obr. 1.1: Pásová struktura v okolí středu Brillouinovy zóny. [4]

Schéma pásové struktury GaAs je zobrazeno na Obr. 1.1. Energetické pásy v okolí středu Brillouinovy zóny (bod Γ) lze aproximovat parabolami, kde vlnová funkce vodivostního pásu (CB) má symetrii s-orbitalu kationtu, vlnová funkce valenčního pásu má symetrii p-orbitalů aniontu [4]. V bodě Γ je vodivostní pás dvakrát spinově degenerovaný a vlnovou funkci v tomto bodě je možno charakterizovat pomocí celkového momentu hybnosti $J = 1/2$ s průmětem do osy kvantování $m_j = \pm 1/2$. Valenční pás, původně šestkrát spinově degenerovaný, je v bodě Γ vlivem spin-orbitální interakce rozštěpen na čtyřikrát degenerovaný pás těžkých (HH) a lehkých (LH) děr s celkovým momentem hybnosti $J = 3/2$ a průměty $m_j = \pm 3/2, \pm 1/2$ a na dvakrát degenerovaný pás spin-orbitálně odštěpených děr (SO) s celkovým momentem hybnosti $J = 1/2$ a průměty $m_j = \pm 1/2$ [4]. Pro GaAs je šířka zakázaného pásu $E_g = 1,52$ eV při teplotě $T = 0$ K, spin-orbitální odštěpení je $\Delta_{SO} = 0,34$ eV [7].

1.3.2. Optická spinová polarizace [4]

Optická orientace je metoda, kterou lze do polovodiče opticky injektovat spinově polarizované (orientované) nosiče náboje. Při absorpci fotonu naladěného na energii zakázaného pásu E_g dojde k optickému přechodu v bodě Γ a díky tomu, že se při tomto přechodu musí zachovávat úhlový moment hybnosti J , při absorpci levotočivého (resp. pravotočivého) kruhově polarizovaného fotonu σ^+ (resp. σ^-) jsou povolené pouze ty přechody, při nichž dojde k změně průmětu celkového momentu hybnosti o $\Delta m_j = +1$ (resp. $\Delta m_j = -1$), takové přechody jsou v Obr. 1.2 vyznačeny plnými (resp. přerušovanými) šipkami. Na Obr. 1.2 čísla v šipkách představují relativní pravděpodobnosti přechodů, např. při absorpci levotočivých fotonů σ^+ s energií E_g se budou elektrony se spinem „dolů“ ($m_j = -1/2$) generovat s třikrát větší pravděpodobností než elektrony se spinem „nahoru“ ($m_j = +1/2$). Ještě je potřeba zmínit, že směr osy kvantování je určen směrem šíření excitačních fotonů.



Obr. 1.2: Optické přechody v objemovém GaAs. Povolené přechody při absorpci levotočivě (σ^+) a pravotočivě (σ^-) kruhově polarizovaného světla. Hladiny jsou popsány průmětem momentu hybnosti do směru šíření světla (m_j), relativní pravděpodobnosti přechodu mezi hladinami jsou u každé šipky vepsány do kruhu. [4]

1.3.3. Stupeň spinové polarizace [4]

Abychom mohli charakterizovat míru spinové polarizace elektronů, zavádíme stupeň spinové polarizace

$$P = \frac{n_{\downarrow} - n_{\uparrow}}{n_{\downarrow} + n_{\uparrow}}, \quad (1.19)$$

kde n_{\downarrow} (resp. n_{\uparrow}) je koncentrace elektronů se spinem „dolů“ (resp. „nahoru“). Pro případ absorpce levotočivě polarizovaného světla zmíněného výše vyjde $P = (3 - 1)/(3 + 1) = 50 \%$, naproti tomu pro pravotočivě polarizované světlo $P = -50 \%$. Případ, kdy $P = 0 \%$ by korespondoval se situací, že jsme polovodič excitovali lineárně polarizovaným světlem.

Pokud excitujeme fotony s větší energií než je energie zakázaného pásu, dochází k excitaci mimo bod Γ , což vede k mírnému snížení stupně polarizace P oproti situaci, kdy excitujeme v bodě Γ . Pokud je však energie excitačních fotonů natolik velká, že může docházet k přechodům ze spin-orbitálně odštěpeného pásu děr (relativní pravděpodobnosti přechodů jsou uvedeny v Obr. 1.2), situace se změní výrazně, spinová polarizace pak např. pro levotočivě polarizované fotony vyjde $P = (3 - 2 - 1)/(3 + 2 + 1) = 0 \%$. Ukazuje se však, že ve skutečnosti při excitaci elektronů ze spin-orbitálně odštěpeného pásu sice opravdu dochází k poklesu spinové polarizace P , ale tento pokles není tak dramatický (viz Fig. 2 v [5]).

Stupeň spinové polarizace pro díry lze definovat obdobně jako pro elektrony. Avšak vlivem silné spin-orbitální interakce a vazbou mezi průmětem celkového momentu hybnosti m_j a kvazimomentem relaxuje nerovnovážná spinová polarizace děr rychle k nule (v GaAs v řádech stovek fs).

1.4. Relaxace a rozfázování spinu

V kapitole 1.3.2 bylo popsáno, jakým způsobem je možné opticky injektovat do vzorku spinově polarizované nosiče. Vznikne tak nerovnovážná spinová populace, která relaxuje do rovnovážného stavu. Je proto potřeba definovat charakteristické

doby těchto spinových populací a je také potřeba popsat mechanismy vedoucí k navrácení do rovnovážného stavu.

1.4.1. Charakteristické doby [4]

Návrat spinové populace k rovnováze se standardně charakterizuje pomocí dvou časů – doba relaxace spinu T_1 (podélná doba) a doba rozfázování spinu T_2 (příčná doba). Tyto doby jsou definovány pomocí rovnic popisujících precesi, doznívání a difúzi elektrony vyvolané magnetizace \vec{M} v magnetickém poli $\vec{B}(t) = B_0\vec{z} + \vec{B}_t(t)$ se statickou podélnou komponentou ve směru \vec{z} a oscilující příčnou složkou \vec{B}_t kolmou k \vec{z}

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D\nabla^2 M_x,$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D\nabla^2 M_y, \quad (20)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D\nabla^2 M_z,$$

kde $\gamma = \frac{\mu_B g}{\hbar}$, μ_B je Bohrov magneton, g je g -faktor elektronu, D je difuzní koeficient a $M_z^0 = \chi B_0$ je rovnovážná magnetizace (χ je statická magnetická susceptibilita prostředí).

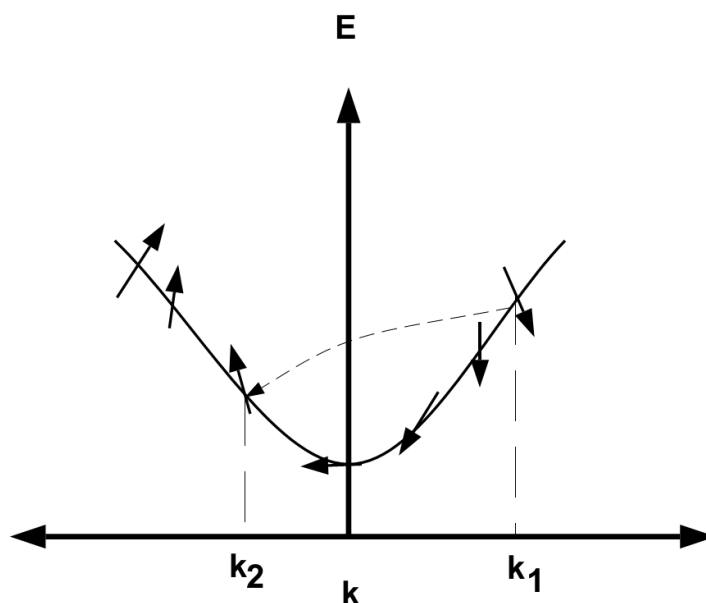
Doba T_1 má tedy význam doby, za kterou podélná magnetizace dosáhne rovnovážné polohy, což odpovídá době, za kterou dosáhne spinová populace teplotní rovnováhy s krystalovou mříží. Doba T_2 je doba, za kterou se příčné složky souboru spinů, otáčející se původně ve fázi kolem podélného magnetického pole, vzájemně rozfázují vlivem prostorových a časových fluktuací frekvence otáčení. Pro izotropní pevné látky s kubickou krystalovou strukturou platí $T_1 = T_2$ pro magnetická pole až do několika tesla, což vhodné pro porovnání teorie s experimentem, neboť T_2 většinou experimentálně měříme, zatímco T_1 je obvykle jednodušší získat teoreticky. V anizotropních systémech (např. kvantové jámy) naproti tomu platí obecně $T_2 \leq 2 T_1$.

1.4.2. Relaxační mechanismy

Pro relaxaci spinové populace vodivostních elektronů polovodičů a kovů se nejvíce uplatňují následující čtyři mechanismy [1]:

D'yakonov-Perel'ův mechanismus se uplatňuje u polovodičů se silnou spin-orbitální interakcí [1], tj. polovodiče s poruchou inverzní symetrie krystalu (Dresselhousova interakce) nebo s poruchou strukturní inverzní symetrie (Rashbova interakce). Jak již bylo uvedeno v kapitole 1.2, spin-orbitální interakce vede sejmutí degenerace mezi stavy se spinem nahoru a dolů (mimo $k = 0$), přičemž velikost rozštěpení závisí na velikosti a směru \vec{k} . Toto štěpení můžeme tedy chápat jako Zeemanovo štěpení v efektivním \vec{k} -závislém magnetickém poli $\vec{B}(\vec{k})$, které je způsobováno spin-orbitální interakcí. Spiny kolem tohoto pole precedují s Larmorovou frekvencí $\vec{\Omega}(\vec{k}) = \frac{e}{m^*} \vec{B}(\vec{k})$. Při rozptylu elektronu dojde k změně jeho \vec{k} -vektoru, čímž se obecně změní velikost i směr vektoru frekvence $\vec{\Omega}(\vec{k})$ a elektron preceduje obecně s jinou frekvencí a kolem jiné osy než před srážkou. V souboru elektronů dochází vlivem rozptylu k náhodné změně \vec{k} -vektoru a tím dochází k rozfázování spinové polarizace [1]. D'yakonov-Perel'ův mechanismus je většinou nejdůležitějším relaxačním mechanismem spinové polarizace u polovodičů se středně velkým zakázaným pásem (GaAs) při vyšších teplotách [4].

Elliott-Yafetův mechanismus vychází z faktu, že Blochovy stavy, které jsou vlastními funkcemi elektronů v periodickém potenciálu krystalu, nemusejí být za přítomnosti spin-orbitální interakce současně vlastními funkcemi spinu [1]. Díky tomu nemá spin elektronu v krystalu jen jednu ze dvou fixních polarizací, ale vlnová funkce elektronu obsahuje lineární kombinaci stavů spinu nahoru, dolů. Výsledná polarizace spinu elektronu pak závisí na \vec{k} -vektoru elektronu, jak je naznačeno na Obr. 1.3. Pro pevný \vec{k} -vektor stále existují dvě možné antiparalelní orientace spinu, při změně \vec{k} -vektoru se však změní úhel mezi těmito orientacemi. Pokud tedy dojde k rozptylu elektronu (např. na příměsi nebo fononech), změní se jeho \vec{k} -vektor a tím i orientace spinu. Elliott-Yafetův mechanismus se projevuje především u polovodičů s malou energií zakázaného pásu [4].



Obr. 1.3: Princip Elliott-Yafetova mechanismu. Kvůli závislosti polarizace spinu na \vec{k} -vektoru elektronu dojde při srážce nejen ke změně \vec{k} -vektoru, ale i ke změně orientace spinu. [1]

Bir-Aronov-Pikusův mechanismus se vyskytuje u polovodičů s vysokou koncentrací elektronů i děr [1]. Elektrony jsou pak tak blízko děr, že se jejich vlnové funkce začínou překrývat a začne se mezi nimi uplatňovat výměnná interakce. Jestliže se překloupí spin díry, kvůli výměnné interakci se překloupí i spin elektronu. Bir-Aronov-Pikusův mechanismus se uplatňuje především u silně p-dopovaných polovodičů za nízkých teplot [4].

Hyperjemná interakce probíhá mezi spiny elektronů a spinem atomových jader. Jádra mohou generovat magnetické pole interagující se spiny elektronů právě prostřednictvím hyperjemné interakce, což způsobuje spinovou relaxaci [1]. Tohoto jevu lze využít k cílenému zorientování spinu atomových jader, což by mohlo být užitečné např. pro uchovávání koherentní informace při kvantovém počítání [4], neboť hyperjemná interakce je málo pravděpodobná a tedy zpětná depolarizace spinu jader trvá značně dlouho (minuty až hodiny).

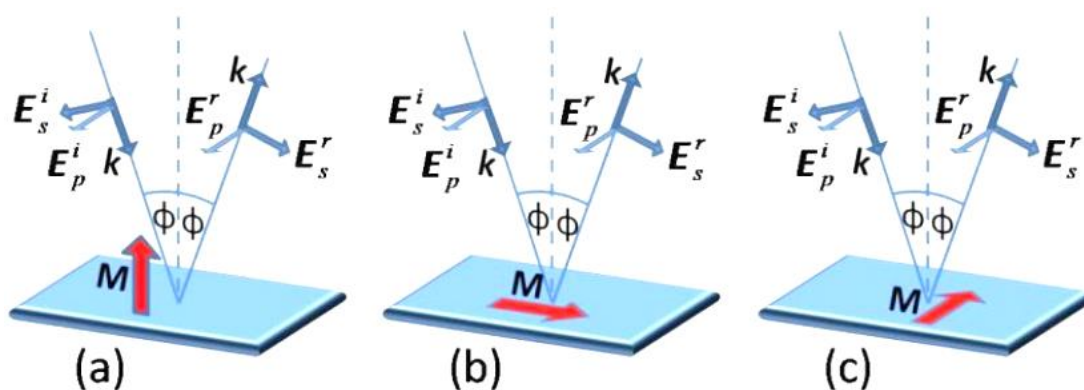
2. Magnetooptické jevy

Jevy, k nimž dochází při interakci magnetické látky s elektromagnetickým zářením, označujeme jako magnetooptické jevy. Tyto jevy mají ve většině případů původ v Zeemanovském štěpení hladin ve vnějším magnetickém poli, v případě feromagnetických látek je toto štěpení vyvoláno přítomností vnitřního magnetického pole (magnetizace) [8]. Důsledkem je, že u dvou ortogonálních polarizací dojde k vzájemné změně reálných částí indexu lomu, pak mluvíme o dvojlomu, nebo ke změně absorpčních koeficientů, což označujeme jako dichroismus. Pokud pro kruhovou polarizaci dojde mezi levotočivou a pravotočivou složkou k rozdílu mezi reálnými indexy lomu, dochází k magnetickému kruhovému dvojlomu (MCB – magnetic circular birifrigence), při rozdílu mezi absorpčními koeficienty pro tyto dvě polarizace mluvíme o magnetickém kruhovém dichroismu (MCD – magnetic circular dichroism) [8]. Pokud pro lineární polarizaci dojde mezi horizontální a vertikální složkou k rozdílu mezi reálnými indexy lomu, dochází k magnetickému lineárnímu dvojlomu (MLB – magnetic linear birifrigence), při rozdílu mezi absorpčními koeficienty pro tyto dvě polarizace mluvíme o magnetickém lineárním dichroismu (MLD – magnetic linear dichroism) [8]. Magnetooptické jevy MCB a MCD jsou liché v magnetizaci, což znamená, že při překlopení směru magnetizace je magnetooptická odezva opačná, zatímco jevy MLB a MLD jsou jevy sudé v magnetizaci, při překlopení magnetizace tedy magnetooptická odezva bude stejná a nepoznáme změnu [8]. Jev MCB je v transmisní geometrii známý jako Faradayův jev, v reflexní jako Kerrův jev, MLB je známo jako Cotton-Moutonův jev, či Voigtův jev. Více o těchto jevech lze najít v [8].

2.1. Magnetooptický Kerrův jev [8]

Magnetooptické jevy zmíněny výše mohou být měřeny jak v transmisní, tak i v reflexní geometrii. V případě, že studujeme magnetooptické jevy, ke kterým dochází po odrazu lineárně polarizovaného světla od povrchu vzorku, mluvíme o magnetooptickém Kerrově jevu (MOKE – magneto-optical Kerr effect).

Podle vzájemné orientace mezi rovinou dopadu světla a magnetizací vzhledem k povrchu vzorku rozlišujeme polární, longitudinální a transversální Kerrův jev. V případě polárního Kerrova jevu míří magnetizace kolmo k povrchu vzorku (tzv. out-of-plane geometrie), zatímco v případě longitudinálního a transversálního Kerrova jevu je rovnoběžná s rovinou vzorku (in-plane geometrie), u longitudinálního Kerrova jevu navíc magnetizace leží v rovině dopadu, u transversálního Kerrova jevu leží magnetizace kolmo k rovině dopadu. Všechny tři geometrie jsou naznačeny na Obr. 2.1



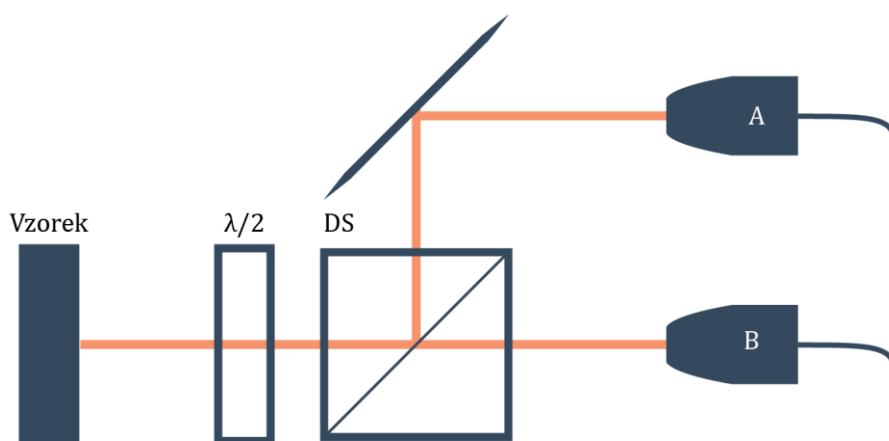
Obr. 2.1: Geometrie magnetooptického Kerrova jevu. a) polární, b) longitudinální, c) transversální. Dopadající světlo charakterizováno vektorem elektrického pole \vec{E}^i s vlnovým vektorem \vec{k} se odráží od povrchu vzorku pod úhlem ϕ jako \vec{E}^r . Indexy s,p značí polarizace složek vektoru elektrického pole. Vektor magnetizace je označen jako \vec{M} . [8]

V důsledku polárního a longitudinálního Kerrova jevu dochází ke stáčení roviny polarizace a obecně ke vzniku odraženého elipticky polarizovaného světla. Polárního Kerrova jevu je možno využít např. pro uchovávání dat, kde se používá na čtení informace z magnetooptických disků.

Při transversální geometrii se po odrazu lineárně polarizovaného světla od vzorku změní jeho fáze a intenzita. Transversální Kerrův jev je lichý v magnetizaci, hojně se používá např. pro zobrazování domén na povrchu magnetického vzorku.

2.2. Optický můstek [9]

Pokud ve studovaném vzorku chceme měřit magnetooptickou odezvu na nějaký vnější podmět (např. na osvětlení silným excitačním pulzem jako je tomu v metodě excitace a sondování, viz Kapitola 6), rádi bychom změřili, jak se po zapnutí vnějšího podmětu změní úhel stočení roviny lineárně polarizovaného světla dopadajícího na vzorek v důsledku magnetooptického Kerrova jevu. Této změně úhlu stočení říkáme Kerrova rotace $\Delta\theta_K$. Protože však Kerrova rotace může být velmi malá (řády μrad), je potřeba použít citlivou metodu. Touto metodou je optický můstek. Uspořádání optického můstku je zobrazeno na Obr. 2.2



Obr. 2.2: Schéma optického můstku. Světlo odražené od vzorku prochází přes půlvlnnou destičku ($\lambda/2$), na polarizační dělič (DS), kde je svazek rozdělen do dvou ramen a je veden do detektorů A, B.

Světelný paprsek odražený od vzorku vstupuje přes půlvlnnou destičku ($\lambda/2$) do polarizačního děliče svazků (DS), ten svazek rozdělí do dvou vzájemně ortogonálně lineárně polarizovaných svazků. Intenzity svazků v jednotlivých ramenech závisí na úhlu natočení polarizační roviny vstupujícího svazku do polarizačního děliče, natočením půlvlnné destičky lze tedy kontrolovat rozložení intenzit v ramenech. V každém ramenu je svazek sbírán čočkou do detektoru.

Optický můstek je před samotným měřením Kerrovy rotace potřeba tzv. vyvážit. To znamená, že bez působení vnějšího podmětu (pro nějž zjišťujeme odezvu) natočíme půlvlnnou destičku tak, že intenzita v obou ramenech je stejná (resp. že rozdíl signálů z detektorů je nulový). Tím určíme jakousi referenční nulu Kerrovy rotace. Pokud

pak vnější podmět zapneme, dojde ke změně rozložení intenzit v ramenech kvůli stočení polarizace svazku po odrazu od vzorku v důsledku Kerrova jevu. Kerrovu rotaci $\Delta\theta_K$ je pak možné získat jako

$$\Delta\theta_K = \frac{S_A - S_B}{2(S_A^0 + S_B^0)}, \quad (21)$$

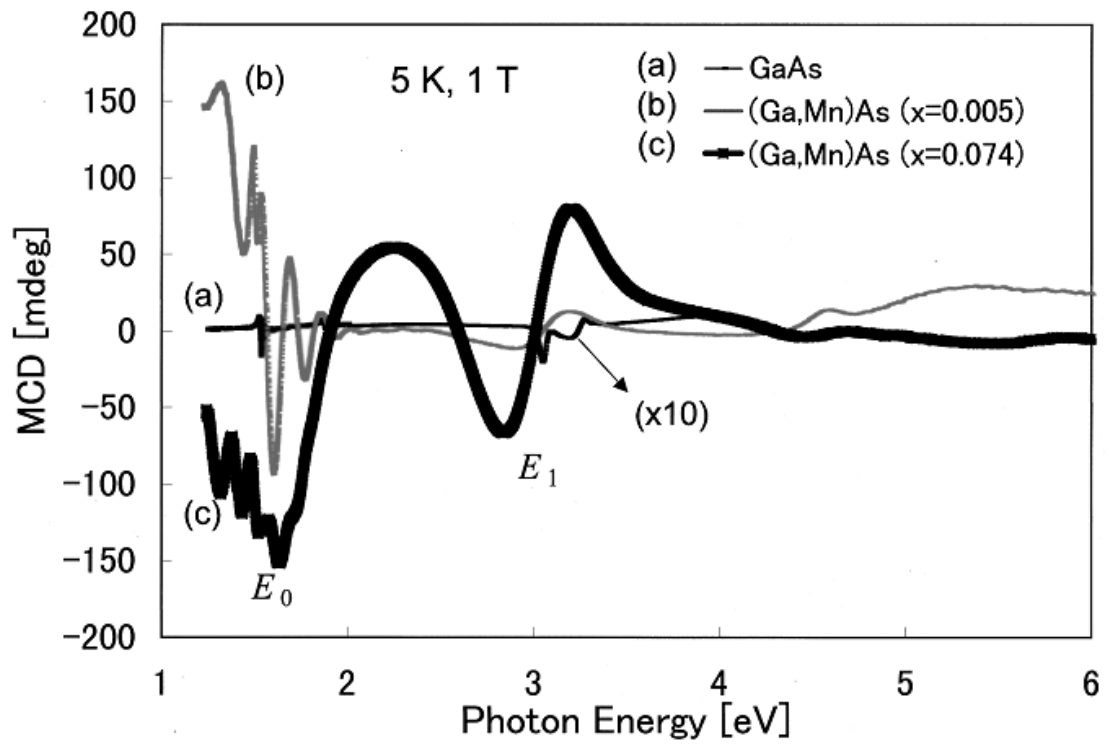
kde S_A , resp. S_B je signál měřený detektory z prvního, resp. druhého ramene můstku, $S_{A,B}^0$ je signál změřený bez vnějšího vlivu. Samozřejmě, oba detektory musí měřit signál ekvivalentně.

Kromě měření Kerrovu rotace je možné měřit změnu reflektivity vzorku ΔR způsobenou vnějším vlivem, tj. tzv. diferenciální reflektivitu $\frac{\Delta R}{R_0}$, což je ΔR normovaná na statickou reflektivitu R_0 bez vnějšího vlivu. Platí

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{S_A + S_B}{S_A^0 + S_B^0}. \quad (22)$$

2.3. Magnetooptické spektrum [8]

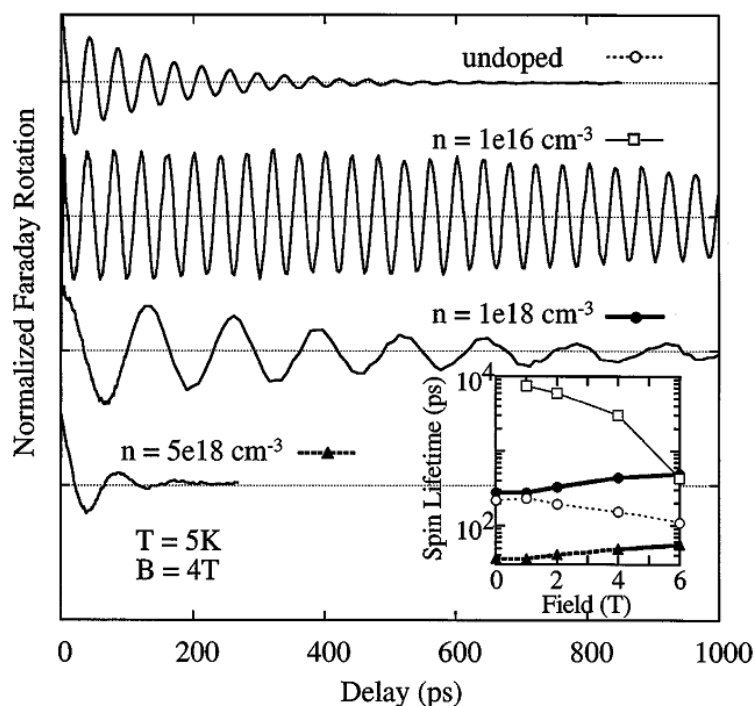
Jak již bylo řečeno, magnetooptické jevy mají původ v Zeemanském štěpení. Pokud tedy umístíme vzorek, např. GaAs, do vnějšího magnetického pole, dojde k sejmutí spinové degenerace u vodivostního a valenčního pásu (pásů LH, HH a SO, viz Obr. 1.1) a tedy absorpční spektrum bude různé pro absorpci levotočivě σ^+ a pravotočivě σ^- polarizovaného světla. Spinové rozštěpení pásu látky v magnetickém poli lze určit měřením spektrální závislosti jevu magnetického kruhového dichroismu (MCD), který je citlivý na rozdíl absorpce σ^+ a σ^- světla. Absorpční koeficient ale souvisí s indexem lomu přes Kramers-Kronigerovy relace, takže je spektrálně závislý i polární Kerrův jev (jev magnetický kruhový dvojlom), který je citlivý na rozdíly mezi indexy lomu levotočivě σ^+ a pravotočivě σ^- polarizovaného světla (lineárně polarizované světlo dopadající na vzorek při polárním Kerrově jevu lze rozložit na levotočivě a pravotočivě polarizovanou složku). Příklad změřeného magnetooptického spektra jevu MCD je na Obr. 2.3 pro GaAs a pro GaMnAs v při teplotě 5 K a magnetickém poli 1 T.



Obr. 2.3: Příklad magnetooptického spektra MCD pro GaAs a GaMnAs. [8]

3. Rezonanční spinové zesílení ^[11]

V kapitole 1.4.1 byly definovány charakteristické doby spinových populací. Většinou je experimentálně dosažitelnější doba rozfázování spinu T_2 . Lze ji měřit pomocí experimentální metody excitace a sondování, která bude podrobně probrána v kapitole 7. Zjednodušeně se však jedná o měření časově rozlišené Kerrovy, či Faradayovy rotace, kdy svazek pulzního laseru rozdělíme na silnější excitační a slabší sondovací svazek. Pulzem z excitačního svazku ve studovaném vzorku budíme spinovou polarizaci, zatímco pulzem sondovacího svazku, který je pomocí zpožďovací dráhy zpožděn o Δt vůči excitačnímu pulzu, sledujeme magnetooptickou odezvu (viz Kapitola 2) v transmisní geometrii, kde sledujeme vývoj Faradayovy rotace, nebo v reflexní geometrii, kde sledujeme vývoj Kerrovy rotace. Pokud je studovaný vzorek umístěn v příčném magnetickém poli, spinová polarizace v něm začne precedovat, což v magnetooptické odezvě pozorujeme jako oscilace Faradayovy/Kerrovovy rotace s tlumením, jež koresponduje s dobou rozfázování spinu T_2 . Příklad takových oscilací je na Obr. 3.1, kde je zobrazena Faradayova rotace v závislosti na zpoždění mezi excitačním a sondovacím svazkem pro různě n-dopovaný vzorek GaAs v magnetickém poli 4 T.



Obr. 3.1: Faradayova rotace v závislosti na zpoždění excitačního a sondovací svazku pro čtyři různě dopované n-tytové vzorky GaAs při teplotě 5 K a magnetickém poli 4 T. [10]

Existují však určité hranice dob rozfázování, které lze měřit pomocí výše zmíněné metody. Spodní hranici vymezuje délka pulzu laseru t_{puls} , protože metoda excitace a sondování je založena vzájemném zpoždění mezi pulzy a tudíž nemůžeme dosáhnout lepšího časového rozlišení, než je délka pulzu samotného.

Další mez je určena maximálním časovým zpožděním mezi excitačním a sondovacím svazkem Δt_{max} daná délkou zpoždovací dráhy. Ta nám vymezuje časové okno, ve kterém můžeme pozorované oscilace měřit. Na Obr. 3.1 (nahore) je vidět, že např. pro nedopovaný vzorek oscilace stihnou dohasnout během Δt_{max} a doba rozfázování lze určit. Pro vzorek s dopováním $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ na Obr. 3.2 (druhá křivka odshora) však oscilace během Δt_{max} téměř vůbec nevyhasly a proto, pokud bychom uvažovali například exponenciální dohasínání, nelze určit dobu rozfázování T_2 s uspokojivou chybou.

Důležitým omezujícím parametrem je i opakovací frekvence laseru t_{rep} , což je interval, v kterých laser vysílá světelné pulzy. Pokud je T_2 větší než Δt_{max} ale srovnatelná s t_{rep} , můžeme se zkusit podívat pomocí zpoždovací dráhy do

záporných zpoždění Δt , což odpovídá situaci, že na vzorek dopadne zanedlouho nový excitační pulz, ale my ještě stále pozorujeme oscilace spinové polarizace způsobené předcházejícím pulzem se zpožděním $\Delta t + t_{rep}$. Protože předpokládáme, že je T_2 srovnatelná s t_{rep} , amplituda takto pozorovaných oscilací už by měla být poměrně malá. Pokud je však T_2 větší než t_{rep} , amplituda oscilací od přechozího pulzu je v době dopadu nového pulzu stále ještě velká a oscilace pocházející od předcházejícího a nového pulzu se sčítají. Pro T_2 výrazně větší než t_{rep} se současně může takto sčítat i několik přecházejících pulzů. V takovém případě měření oscilací nemůžeme ani odhadovat dobu T_2 , protože měřený signál je chaotický. Tento problém lze vyřešit použitím vydělovače pulzů. Vydělovač pulzů je zařízení, které při vydělení n propustí každý n -tý pulz, čímž prakticky zvýšíme dobu t_{rep} n -krát. Pokud ale současně chceme zachovat energii v jednom pulzu, snížíme vydělením střední výkon excitačního a sondovacího svazku n -krát, což zvyšuje poměr signálu k šumu a při velkém vydělení to může vést k neschopnosti rozlišit signál v šumu.

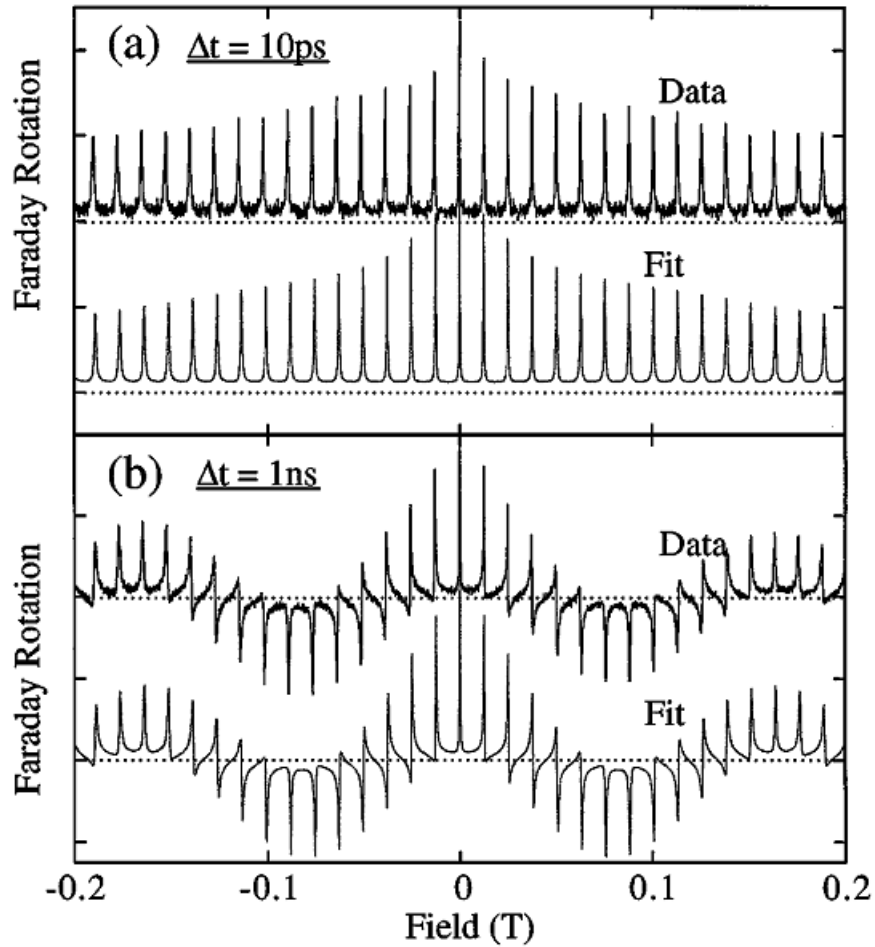
Metodu, jakou měřit velmi dlouhé doby rozfázování T_2 navrhl D. Awschalom v článku [10]. Tato metoda se nazývá rezonanční spinové zesílení (RSA – resonant spin amplification). Základem této metody je, že namísto měření Kerrovy/Faradayovy rotace v závislosti na zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem Δt v konstantním magnetickém poli B měří naopak Kerrovu/Faradayovu rotaci v závislosti na magnetickém poli B při konstantním Δt . Pro měření dlouhých dob rozfázování tedy není potřeba měnit experimentální uspořádání, stačí jen zafixovat určitou polohu zpožďovací dráhy a měnit magnetické pole. Měřený signál bude mít tvar

$$\text{Signál}(B) = \sum_n \Theta(\Delta t + nt_{rep}) A_0 e^{-\left(\frac{\Delta t + nt_{rep}}{T_2}\right)} \cos\left(\frac{g\mu_B B}{\hbar} (\Delta t + nt_{rep})\right) \quad (3.1)$$

kde sčítáme příspěvky od n přecházejících pulzů, $\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0 \end{cases}$ je Heavysideova skoková funkce zajišťující, že k signálu přispívají pouze předcházející pulzy pro libovolné Δt , g je g -faktor, μ_B je Bohrov magneton a A_0 je počáteční

amplituda. Měřením RSA signálu a následným fitováním vzorcem (3.1) lze zjistit dobu rozfázování T_2 .

Jako příklad aplikace této metody uveďme zjištění doby T_2 pro vzorek z Obr. 3.1 s dopováním $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [10]. Na Obr. 3.2 jsou vždy ve vrchní části naměřená data RSA, pro a) při zpoždění $\Delta t = 10 \text{ ps}$, pro b) $\Delta t = 1 \text{ ns}$, ve spodní části jsou odpovídající fity.



Obr. 3.2: Porovnání měřených dat s teoretickým modelem závislosti Faradayovy rotace na magnetickém poli. a) pro $\Delta t = 10 \text{ ps}$, b) pro $\Delta t = 1 \text{ ns}$. [10]

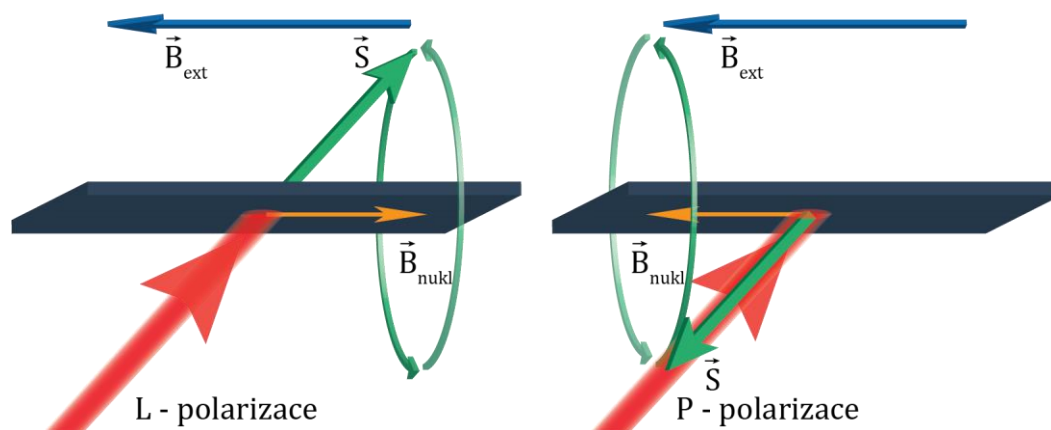
4. Spinová polarizace jader

Spintronika se na rozdíl od současné elektroniky snaží kromě náboje elektronu využít i jeho spin. V budoucnu by však mohla promluvit i do oboru kvantového počítání. Aby bylo možné spin elektronu využít např. k uchování kvantové informace, je téměř nevyhnutelné dosahovat dlouhých spinových charakteristických dob [12]. Jedním z omezujících spinových relaxačních mechanismů je, jak již bylo zmíněno v kapitole 1.4.2, hyperjemná interakce se spiny jader. U křemíku, jakožto nejrozšířenějšího materiálu polovodičového průmyslu dneška, má jaderný spin pouze izotop ^{29}Si se spinem $\frac{1}{2}$ a magnetickým momentem $-0,5553\mu_N$ (kde $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$ je jaderný magneton a m_p je hmotnost protonu), jehož zastoupení v přírodě je 4,7 %, ostatní křemíkové izotopy ^{28}Si , ^{30}Si jaderný spin nemají [12]. Mohlo by se tedy zdát, že hyperjemná interakce nehraje příliš významnou roli. Situace je ale jiná např. pro sloučeniny GaAs, AlGaAs, InAs, jež se skládají z prvků, jejichž všechny izotopy nesou nezanedbatelný magnetický moment (viz Tab. 4.1) [12]. U těchto sloučenin je hyperjemná interakce mezi spiny jádra a elektronů důležitá. Důsledkem např. je, že tyto sloučeniny nejsou příliš vhodné k použití spinu elektronu pro kvantové uchování dat. K tomu by se dal ale na druhou stranu využít spin jejich jader, neboť polarizace (resp. depolarizace) jaderného spinu probíhá na časových škálách až desítek minut.

izotop	přírodní výskyt (%)	J	μ_I
^{27}Al	100,00	5/2	3,641
^{69}Ga	60,40	3/2	2,016
^{71}Ga	39,60	3/2	2,562
^{73}Ge	7,76	9/2	-0,879
^{75}As	100,00	3/2	1,439
^{111}Cd	12,75	1/2	-0,594
^{113}Cd	12,26	1/2	-0,622
^{113}In	4,28	9/2	5,523
^{115}In	95,72	9/2	5,534
^{199}Hg	16,84	1/2	0,503
^{201}Hg	13,22	3/2	-0,557

Tab. 4.1: Přírodní zastoupení magnetických izotopů. J je kvantové číslo celkového jaderného spinu, μ_I je jaderný magnetický moment v jednotkách μ_N . [12]

Pokud vyvoláme spinovou polarizaci elektronů v GaAs pomocí např. optické orientace, prostřednictvím hyperjemné interakce dojde k jejímu předávání spinové polarizaci jader. Tyto polarizované jaderné spiny pak budí tzv. Overhauserovo magnetické pole [13]. Např. úplně polarizované jaderné spiny GaAs budí efektivní magnetické pole až o velikosti 5,3 T [13].



Obr. 4.1: Vzorek GaAs ve vnějším magnetickém poli. Osvětlování kruhově polarizovaným světlem (červeně) vyvolá ve vzorku spinovou polarizaci elektronů \vec{S} (zelená šipka) směřující paralelně nebo antiparalelně se směrem šíření v závislosti na helicitech excitačního svazku. Injektovaná spinová polarizace ve vnějším magnetickém poli \vec{B}_{ext} působícím v rovině vzorku začne kolem tohoto pole precesovat. Prostřednictvím hyperjemné interakce dojde k předávání spinové polarizace elektronů jaderným spinům, resp. dojde k předání střední hodnoty spinové polarizace elektronů $\langle \vec{S} \rangle$, neboť tato interakce probíhá na dlouhých časových škálách v porovnání s periodou precese elektronů. Střední hodnota spinové polarizace elektronů $\langle \vec{S} \rangle$ odpovídá průmětu \vec{S} do směru vnějšího magnetického pole, spinová polarizace jader potom míří ve směru tohoto průmětu a vyvolává jaderné magnetické pole \vec{B}_{nukl} (žlutá šipka).

Uvažujme situaci na Obr. 4.1. Vzorek GaAs je vystaven vnějšímu magnetickému poli \vec{B} , které leží v rovině vzorku. Je osvětlován svazkem kruhově polarizovaného světla, čímž v něm prostřednictvím optické orientace vyvoláme spinovou polarizaci ve směru šíření svazku. Ta začne ve vnějším magnetickém poli precesovat, což vede k tomu, že střední hodnota spinové polarizace elektronů $\langle \vec{S} \rangle$ může mít nenulovou pouze složku ve směru vnějšího magnetického pole. Aby $\langle \vec{S} \rangle$ nebyla nulová, je

potřeba excitačním svazkem ozařovat vzorek pod úhlem různým od 90° vůči magnetickému poli. Při saturaci polarizace jaderného spinu pro Overhauserovo magnetické pole \vec{B}_{nukl} platí [13]

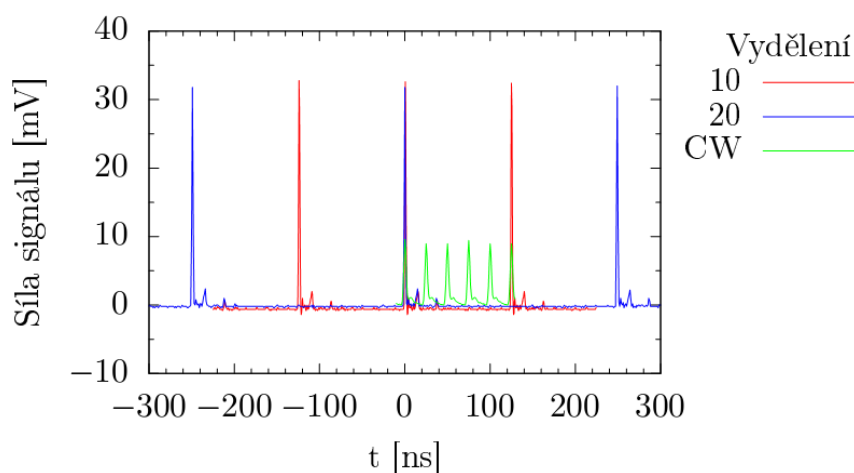
$$\vec{B}_{nukl} = f b_n \frac{\vec{B} \cdot \langle \vec{S} \rangle}{B^2} \vec{B}, \quad (4.1)$$

kde v GaAs je $b_n = 8,5 \text{ T}$ a $f \leq 1$ je ztrátový faktor, který zohledňuje přítomnost jiných relaxačních mechanismů jaderného spinu než je hyperjemná interakce. Vzorec (4.1) ale platí pouze pro malé hodnoty $\langle \vec{S} \rangle$ a neuvažuje např. dipól-dipólové interakce mezi spiny jádra.

Pokud bychom byli schopni experimentálně určit \vec{B}_{nukl} , můžeme pomocí vzorce (4.1) zjistit střední hodnotu spinové polarizace elektronů $\langle \vec{S} \rangle$. To bude předmětem kapitoly 9.

5. Vydělovač pulzů

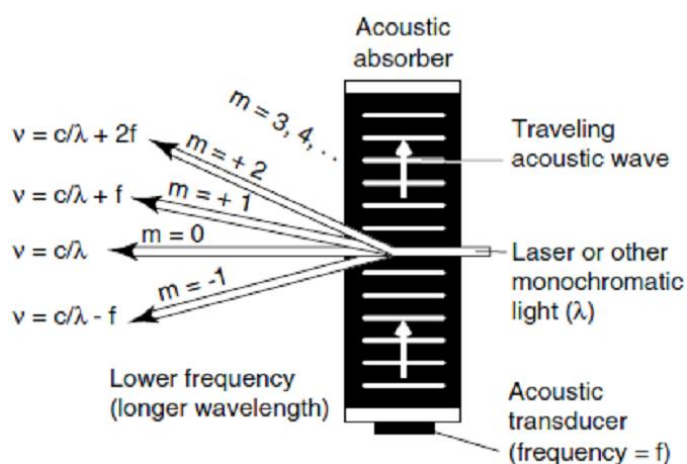
Laboratoř Opto-Spintroniky na MFF UK je vybavena titan-safírovým pulzním laserovým systémem Mai Tai od firmy Spectra Physics, generující laserové pulzy s opakovací frekvencí 80 MHz. Vydělovač pulzů Model 3980 od stejné firmy je optické zařízení sloužící k redukci opakovací frekvence pulzů původního svazku. Dokáže tvořit kvalitní pulzy s opakovací frekvencí 8 MHz až 10 kHz. Toto zařízení bylo charakterizováno v rámci studentského projektu [14]. Příklad činnosti vydělovače je zobrazen na Obr. 5.1.



Obr. 5.1: Příklad činnosti vydělovače. Výstupní pulzy s frekvencí 8 MHz (vydělení 10, červeně), 4 MHz (vydělení 20, modře) a 40 MHz (tzv. CW režim, zeleně). [14]

Princip fungování výše zmíněného vydělovače pulzů je založen na akustooptickém jevu [14]. Šířící se zvuková vlna v optickém prostředí způsobí periodické lokální změny indexu lomu, čím vznikne akusticky indukovaná difrakční mřížka (viz Obr. 5.2). Toho využívá tzv. Braggova cela, skládající se z průhledného krystalu (např. SiO_2) a generátoru zvukových vln. Pokud je generátor zvukových vln v činnosti, vytvoří se akusticky indukovaná difrakční mřížka a průchod svazku Braggovou celou způsobí jeho difrakci. Vydělovač pulzů využívá pouze -1 . difrakční řád [14], ostatní řády jsou zacloněny. Pokud je Braggova cela zapínána a vypínána s vhodnou frekvencí synchronizovaně s pulzy laseru, lze vybrat, které pulzy zařízením projdou a které se zacloní. Tím dochází k vydělení pulzů. Pro SiO_2 krystal je typická výkonová

účinnost $\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} = 15\%$ [15], kde P_{in} , resp. P_{out} je výkon v pulzu vstupujícím do, resp. vystupujícím z vydělovače.



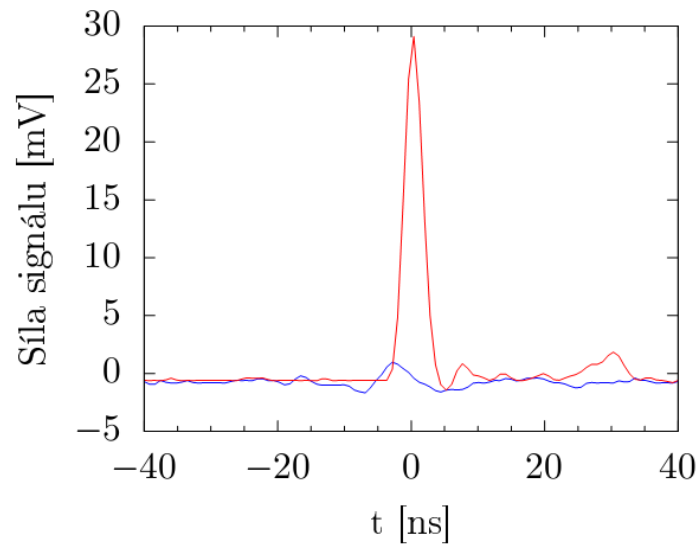
Obr. 5.2: Akustický měnič vyvolá zvukovou vlnu, která v průhledném krystalu vyvolá akusticky indukovanou difrakční mřížku. Při průchodu svazku pak dochází k difrakci, kde je propuštěn pouze 1. difrakční řád ($m = -1$), ostatní jsou zacloněny. Rovněž dochází k posuvu frekvence laserového paprsku ν o frekvenci zvukové vlny f . [14]

Na vydělovači je možné nastavit následující parametry: [14]

- *Divider ratio* – udává, v jakém poměru dojde k vydělení původní opakovací frekvence, lze nastavit na 15 možných hodnot od 10 až po 8000 a navíc mód CW (continuous wave), který propouští pulzy s opakovací frekvencí 40 MHz, tedy vyděluje původní opakovací frekvenci v poměru 2. CW režim, ale netvoří kontinuální svazek, jak by se mohlo z názvu zdát. Jde spíše o kontinuální režim z pohledu akustického měniče, který nedokáže pracovat na vyšší frekvenci než je právě 40 MHz. V dalších částech této práce budeme hodnotu nastavení parametru Divider ratio zaměňovat s termínem „vydělení“.
- *Delay, Phase* – Delay slouží k hrubé synchronizaci zvukové vlny s procházejícím laserovým svazkem, Phase slouží k jemnému doladění.
- *RF power* – nastavení amplitudy zvukové vlny

V [14] byly nalezeny následující optimální parametry, které následně byly využity při měření této práce: Delay = 6, Phase = 5, RF power = Max. Také je zde ukázáno, že vydělovač pulzů mírně kazí Gaussovský profil svazku. Bylo také zjištěno, že

vydělovač nedokáže vydělit pulzy dokonale a kromě hlavního pulzu propouští i nechtěné – parazitní pulzy. Na Obr. 5.3 je zobrazen průběh pulzu zaznamenaný rychlou diodou při zapnutém laseru (červeně) a při vypnutém laseru (modře) pro vydělení 10x. Vidíme, že kolem 30 ns zde vystupuje určitý nezanedbatelný signál s amplitudou menší nebo rovnou přibližně $\frac{1}{30}$ hlavního pulzu – parazitní pulz.



Obr. 5.3: Detail průběhu pulzu při vydělení 10x, červeně při zapnutém laseru, modře při vypnutém. Kolem 30 ns lze pozorovat tzv. parazitní pulz. [14]

6. Studovaná heterostruktura

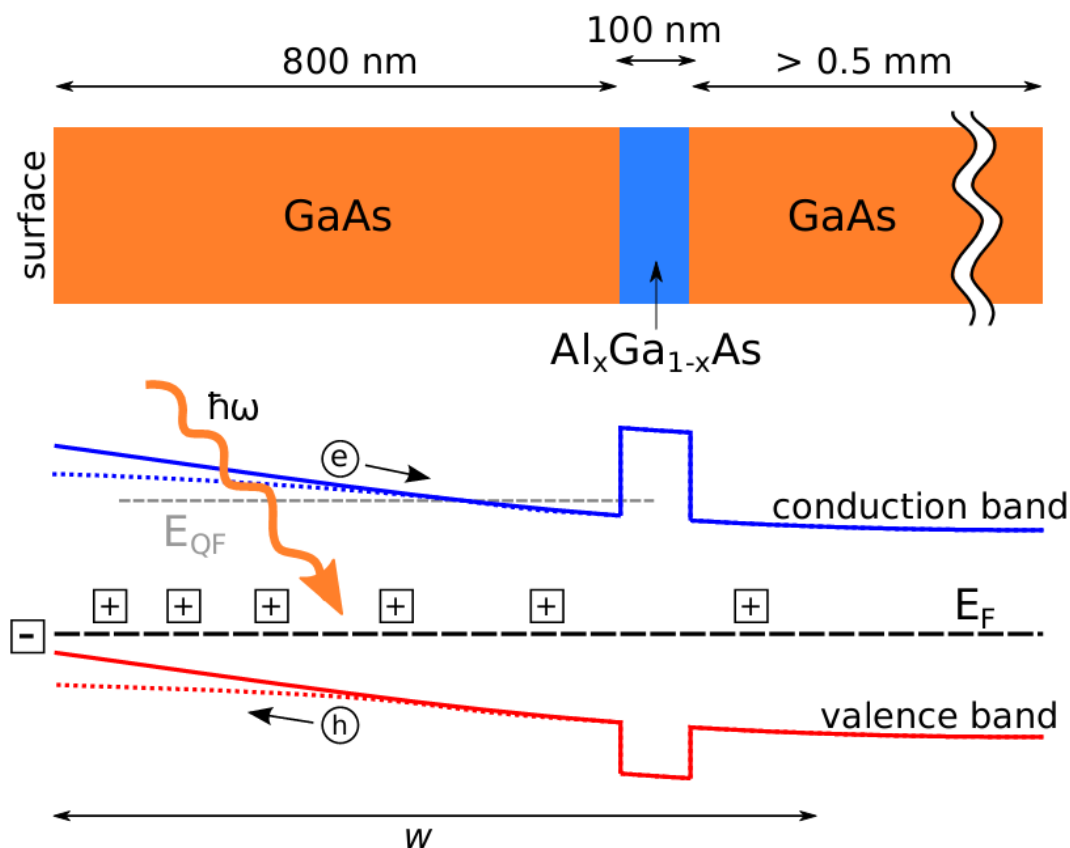
GaAs/AlGaAs

Pro měření této práce byla použita nedopovaná heterostruktura GaAs/AlGaAs. Tato heterostruktura byla vytvořena epitaxi z molekulových svazků (MBE) na FÚ AV v Cukrovarnické na [001]-orientovaném substrátu GaAs. Na tento substrát byla nanášena 100 nm tlustá epitaxní vrstva GaAs následovaná 100 nm vrstvou bariéry $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a svrchní 800 nm vrstvou GaAs [16]. Schéma této heterostruktury je naznačeno na Obr. 6.1 (horní část). Volbou stechiometrického poměru x mezi Al a Ga lze volit výšku potenciálové bariéry heterostruktury. Z heterostruktur, lišících se výškou potenciálové bariéry, byla vyrobena série vzorků. Pomocí litografie pak byly na vzorcích vytvořeny různé mikrostruktury.

Pro využitelnost daného materiálu či heterostruktury ve spintronických součástkách jsou zásadní dva parametry – jak dlouho je možné uchovat informaci pomocí spinu, což souvisí s dobou rozfázování spinu (viz kapitola 1.4.1.), a taky jak rychle se spinová informace může šířit konkrétní součástkou, to souvisí s mobilitou (pohyblivostí) spinově polarizovaných nosičů [16]. Snahou je dosáhnout současně velkých dob rozfázování a vysokých mobilit spinově polarizovaných (uspořádaných) nosičů.

Spinově polarizované nosiče lze vybudit opticky kruhově polarizovaným světlem pomocí optické orientace (kapitola 1.3). Dobu rozfázování spinu silně ovlivňuje spin-orbitální interakce, která způsobuje relaxaci a rozfázování spinově polarizované populace nosičů (kapitola 1.4.1.). Horním limitem doby rozfázování spinu je však doba života fotonosičů daná rekombinací elektron-děrových párů. Např. pro intrinsický GaAs se doba života fotonosičů pohybuje typicky v řádech stovek ps. Zlepšení lze dosáhnout pomocí dopování příměsí, čímž zvýšíme rovnovážnou populaci nosičů náboje, tyto rovnovážné nosiče se pak mohou zapojit do procesu rekombinace fotoexitovaných (spinově polarizovaných) nosičů, tím se podstatně sníží úbytek spinové polarizace, která pak přetrvává až 10 – 100 ns po dopadu excitačního pulzu [16]. Vysoká doba rozfázování je však dosažena na úkor nízké

pohyblivosti elektronů, která je zapříčiněna dopováním. Vysoké pohyblivosti spinově polarizovaných nosičů lze naproti tomu dosáhnout v dvojdimenzionálním elektronovém plynu na rozhraní modulačně dopovaného GaAs/AlGaAs [16]. Na rozhraní však působí silné elektrické pole, které zapříčiňuje silnou spin-orbitální interakci způsobující krátké doby rozfázování spinu (stovky ps).



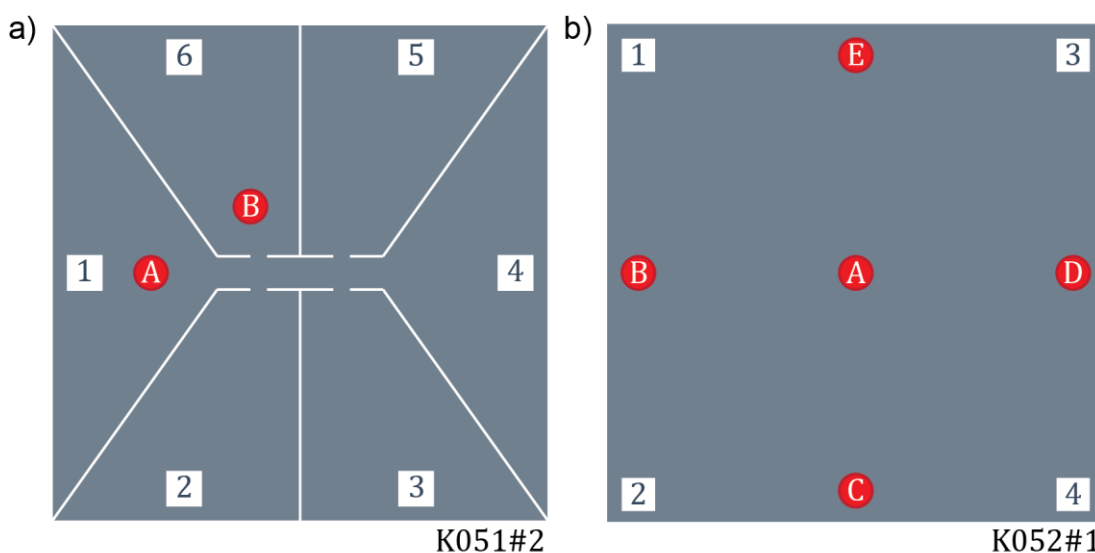
Obr. 6.1: Schéma heterostrukturny použité pro měření této diplomové práce (nahore) a odpovídající pásová struktura (dole). Ohnutí pásů v důsledku záporně nabitých povrchových stavů (znaménko mínus ve čtverci) a kladně nabitých objemových příměsí (znaménko plus ve čtverci) před osvětlením heterostrukturny je naznačeno tlustými čarami (červená odpovídá valenčnímu pásu, modrá odpovídá vodivostnímu pásu). Přerušovaná čára značí Fermiho hladinu E_F . Po osvětlení (oranžová klikatá šipka) jsou vygenerovány elektron-děrové páry (písmena e, h v kruhu), které jsou separovány vnitřním elektrickým polem. Částečné potlačení vnitřního elektrického pole v důsledku rekombinace fotonosičů s zápornými povrchovými stavy a kladnými objemovými příměsemi je vyznačeno tečkovanými čarami. Při osvětlení vznikne ustálená elektronová populace v blízkosti rozhraní s bariérou vyznačená kvazi-Fermiho hladinou E_{QF} (šedá přerušovaná čára). [16]

Heterostruktura použitá při měření této práce kombinuje jak vysokou dobu rozfázování spinu, tak i vysokou mobilitu spinově polarizovaných nosičů. Vysoké pohyblivosti je dosaženo díky tomu, že do struktury nejsou zavedeny dodatečné příměsi. Elektron-děrová rekombinace je potlačena vnitřním elektrickým polem, jež odvádí fotoindukované díry směrem k povrchu GaAs a fotoindukované elektrony opačným směrem k bariéře AlGaAs, které však není dostatečně velké na to, aby způsobovalo silnou spin-orbitální vazbu [16]. Tímto způsobem se podařilo v této heterostruktuře dosáhnout dob rozfázování spinu v řádu desítek ns.

Mechanismus elektron-děrové separace zmíněný výše spočívá v existenci vnitřního elektrického pole, které je generováno v důsledku přítomností akceptorových povrchových stavů a objemových příměsí GaAs, neúmyslně zavedených při růstu heterostruktury [16]. Značná koncentrace akceptorových povrchových stavů způsobí, že Fermiho hladina u povrchu bude blízko valenčnímu pásu, zatímco v objemu polovodiče je Fermiho hladina blízko intrinsické Fermiho hladině, protože koncentrace objemových příměsí je poměrně malá. Dojde tedy k zakřivení energetických pásů blízko povrchu heterostruktury (viz Obr. 6.1), což si lze vysvětlit přítomností vnitřního elektrického pole [16]. Tento jev si můžeme názorně představit tak, že elektrony původně patřící objemovým příměsím zaplní akceptorové hladiny na povrchu. Vznikne oblast prostorového náboje díky kladně nabitým ionizovaným objemovým příměsím a záporně nabitému povrchu. Šířka oblasti prostorového náboje byla odhadnuta na 1 – 10 μm [16]. Pokud heterostrukturu osvětlíme, začnou se tvořit elektron-děrové páry a v důsledku vnitřního elektrického pole dojde k prostorové separaci děr a elektronů. Takto přesunuté fotodíry rekombinují s elektrony na povrchu, fotoelektrony naopak rekombinují s kladnými objemovými centry, čímž dojde k potlačení vnitřního elektrického pole [16]. Kdyby součástí struktury nebyla bariéra AlGaAs, fotoindukované nosiče by se mohly heterostrukturou pohybovat volně a zrekombinovaly by se všemi nabitými defektními stavy na povrchu i v objemu, vnitřní elektrické pole by bylo potlačeno úplně a pro nově generované elektron-děrové páry by už nedocházelo k separaci. Přítomnost bariéry v hloubce 800 nm (tzn., že bariéra je uvnitř oblasti prostorového náboje) však způsobí, že generované elektron-děrové páry (světlem o vlnové délce kolem 800 nm s hloubkou průniku přibližně 1 μm) se nemůžou heterostrukturou pohybovat volně. Pokud dojde k absorpci fotonu za bariérou, generovaný

fotoelektron sice může rekombinovat s kladnými objemovými příměsemi, ale generované fotodíry se přes bariéru nedostanou k povrchu. Naopak, při absorpci fotonu před bariérou sice fotodíra může rekombinovat se zápornými povrchovými stavy, avšak generovaný fotoelektron se nedostane přes bariéru ke kladným objemovým stavům pod bariérou [16]. Výsledkem je, že se při osvětlení vnitřní elektrické pole nekompensuje úplně, fotoelektrony vzniklé ve svrchní vrstvě se díky přítomnosti tohoto pole shromažďují poblíž rozhraní s bariérou, kde tvoří dlouho žijící elektronový podsystem, jež je ochráněn před rekombinací s dírami bariérou [16]. Absolutní velikost vnitřního elektrického pole není pro funkčnost elektron-děrové separace podstatná, důležité je, že nedojde vlivem osvětlení k úplné kompenzaci tohoto pole.

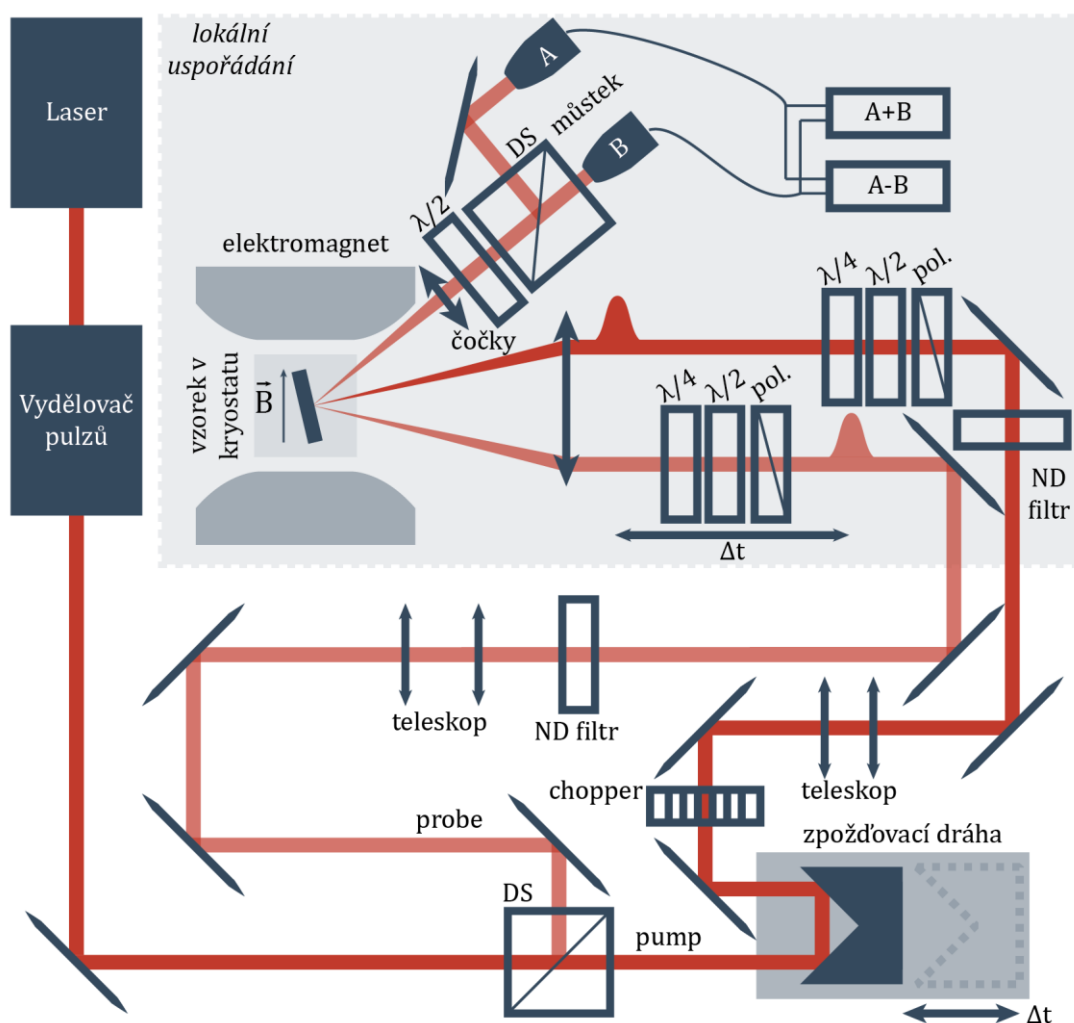
V rámci této práce byly studovány dva vzorky založené na heterostruktuře popsané výše. Schéma těchto vzorků je na Obr. 6.2. Prvním z nich je vzorek K051#2 (Obr. 6.2 a)) s bariérou $\text{Al}_{0,41}\text{Ga}_{0,51}\text{As}$. Na tomto vzorku byl pomocí litografie vytvořen Hallovský kříž, umožňující provádět elektrická měření. Druhý vzorek K052#1 s bariérou $\text{Al}_{0,52}\text{Ga}_{0,48}\text{As}$ nebyl litograficky upraven, jeho schéma je na Obr. 6.2 b). Bílé čtverce s čísly značí elektrické kontakty, červené kruhy značí přibližně místa, na která jsme během jednotlivých měření svítili.



Obr. 6.2: Schéma vzorků použitých pro měření této práce. a) K051#2 s Hallovským křížem (nakreslené schéma není v měřítku), b) K052#1. Bílé čtverce značí elektrické kontakty, červené kruhy značí místa, na která jsme během řešení této práce svítili.

7. Metoda excitace a sondování

V předchozí kapitole bylo uvedeno, jaký materiál bude předmětem zájmu této práce. V této kapitole bude probráno, jakou experimentální metodu použijeme pro zkoumání našeho materiálu. Touto metodou je metoda excitace a sondování, v anglické literatuře zavedené pod označením pump and probe. Schéma experimentálního uspořádání metody excitace a sondování, jež je zavedeno v laboratoři Opto-Spintroniky na MFF UK, je uvedeno na Obr. 7.1 a 7.2.



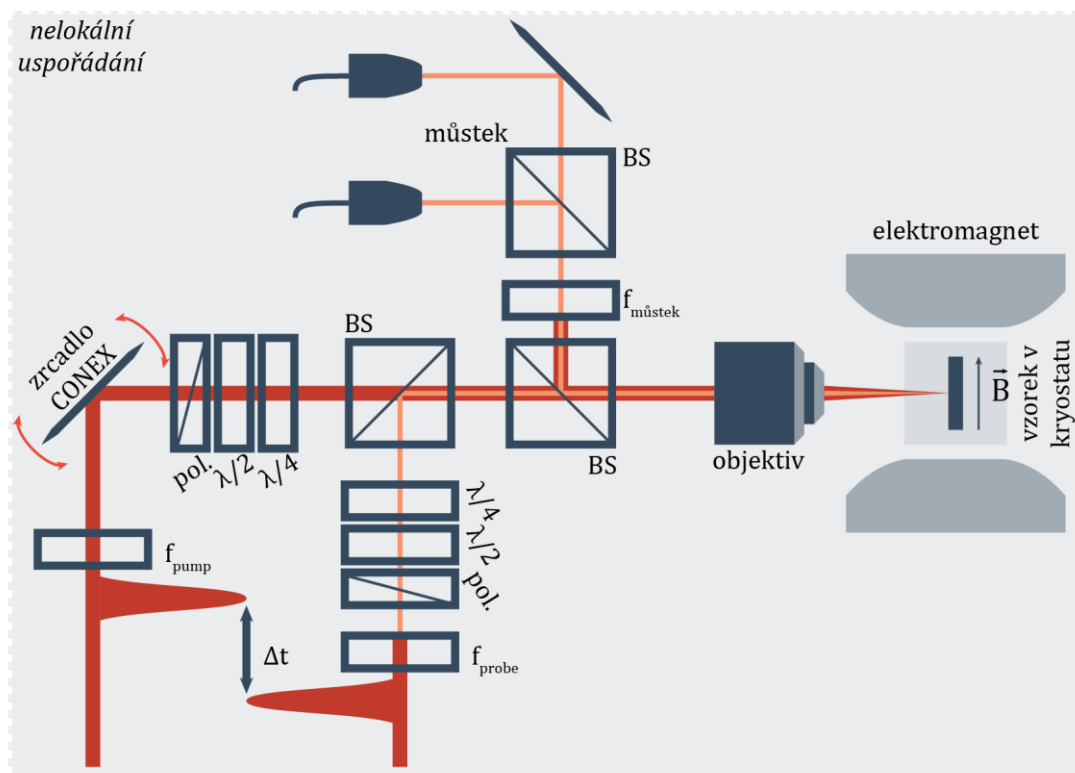
Obr. 7.1: Schéma experimentálního uspořádání metody excitace a sondování v laboratoři Opto-Spintroniky. Šedý obdélník vymezuje tu část aparatury, která náleží lokálnímu uspořádání experimentu.

Jako zdroj světla je použit laditelný titan-safírový pulzní laser s délkou pulzu 150 fs a s opakovací frekvencí 80 MHz (doba mezi dvěma po sobě následujícími pulzy tedy činí $\tau_{\text{rep}} = 12.5 \text{ ns}$). Svazek z laseru pak může být naveden do vydělovače pulzů, ale častěji se používá uspořádání bez vydělovače. Poté je laserové světlo rozděleno pomocí děliče (DS) do dvou svazků – silného excitačního svazku (pump) a slabého sondovacího svazku (probe). Svazky jsou vůči sobě zpožděny pomocí zpožďovací dráhy. Intenzita excitačního svazku je modulována optickým přerušovačem (tzv. chopperem) pro účely fázově citlivé detekce. Průměr svazků je možno upravovat pomocí vložených teleskopů, intenzity svazků je možno nastavit pomocí filtrů s neutrální optickou hustotou (ND filtry). Následně oba svazky prochází soustavou polarizátoru (pol.), půlvlnné destičky ($\lambda/2$) a čtvrtvlnné destičky ($\lambda/4$), kde vhodným natočením jednotlivých komponent definujeme polarizační stav excitačního a sondovacího svazku.

Vzorek je v kryostatu kvůli dobrému tepelnému kontaktu umístěn na měděné destičce označované jako palec kryostatu (cold finger). Kryostat dovoluje nastavovat teplotu v rozmezí 10 K až 800 K. Navíc kryostat pomocí mikro posuvů umožňuje polohování a naklápění vzorku ve všech osách. Komora kryostatu se vzorkem se nachází mezi pólovými nástavci elektromagnetu, který je schopen generovat magnetické pole až 500 mT. Podle toho, jakým způsobem na vzorek dopadají excitační a sondovací svazek, rozlišujeme dvě uspořádání – lokální a nelokální.

Lokální uspořádání je vyobrazeno na Obr. 7.1. V tomto uspořádání se ohniska obou svazků protínají na povrchu vzorku, dochází tak k překryvu sondovacího a excitačního svazku na vzorku. Sondujeme tedy na stejném místě, na kterém excitujeme, odtud název lokální. Prakticky svazky fokusujeme do jednoho místa na vzorku pomocí spojné čočky. Používáme reflexní geometrii kvůli vlastnostem našich vzorků, pro vhodné materiály je ale možno použít také transmisní geometrii. Sondovací a excitační svazek v této geometrii vstupují na vzorek pod různými úhly, proto je možné po odrazu mechanicky zaclonit excitační pulz (např. pomocí clonek) tak, aby nám nevstupoval do detekční části aparatury. Do té vstupuje ideálně už jen sondovací svazek. Ten je po odrazu od vzorku sbírán spojnou čočkou, prochází přes půlvlnnou destičku ($\lambda/2$) a vstupuje do optického můstku skládajícího se z polarizačního děliče svazků a dvou křemíkových detektorů (v Obr. 7.1 vyznačeno

jako můstek). Půlvlnná destička před můstkem slouží k jeho vyvážení. Součtový ($A + B$) a rozdílový signál ($A - B$) z detektorů je analyzován pomocí fázově citlivé detekce (lock-in detektorů), jež jsou citlivé na frekvenci optického přerušovače. Jako výstup měříme součtový a rozdílový signál v závislosti na vzájemném časovém zpoždění Δt excitačního a sondovacího svazku. Časové zpoždění lze pomocí přesné optické dráhy volit s krokem až ve femtosekundách, tímto způsobem dosahujeme vysokého časového rozlišení.



Obr. 7.2: Schéma nelokální části experimentálního uspořádání metody excitace a sondování v laboratoři Opto-Spintroniky. Uspořádání na bílem pozadí na Obr. 7.1 je společné jak oběma typům uspořádání.

U nelokálního uspořádání (Obr. 7.2) se sondovací a excitační svazek na vzorku nemusejí překrývat. Sondovacím svazkem tedy zkoumáme odezvu vzorku v určitém místě vzorku odlišném od místa excitace. V tomto uspořádání je excitační a sondovací svazek spojen pomocí nepolarizačního děliče svazků tak, že oba dopadají na vzorek (téměř) kolineárně. Po odrazu od vzorku již tedy není možné prostorově oddělit excitační svazek (jenž je modulován na frekvenci optického přerušovače) od sondovacího svazku. Pokud bychom excitační svazek z detekce neodstranili, lock-in detektor by zaznamenával silný excitační signál, v němž by se mnohem slabší

sondovací signál, nesoucí informaci o odezvě vzorku, ztratil v šumu. Pro odstranění excitačního svazku z detekce je tedy využito spektrálních filtrů. Do excitačního svazku je vložen filtr f_{pump} a do sondovacího svazku je vložen filtr f_{probe} . Přitom je potřeba, aby tyto filtry byly dostatečně spektrálně disjunktní. Pokud pak před můstek vložíme filtr $f_{\text{můstek}}$, který má velmi podobný nebo ideálně úplně stejný spektrální profil jako filtr f_{probe} , do detekce se nám dostane pouze sondovací signál, protože excitační signál byl odfiltrován filtrem $f_{\text{můstek}}$. Oba svazky jsou na vzorek fokusovány silným objektivem, který dokáže na vzorku zobrazit svazky jako stopy o šířce v řádech jednotek mikrometrů. Z tohoto důvodu, s kombinací skutečností, že excitačním svazkem můžeme po vzorku pohybovat vůči sondovacímu svazku velmi přesným naklápěním zrcadla umístěného na piezoelektrickém držáku (v Obr. 7.2 označeno jako zrcadlo CONEX), mluvíme o nelokálním uspořádání jako o uspořádání s vysokým prostorovým rozlišením. Po odrazu svazků od vzorku znovu procházejí přes objektiv a jsou vedeny přes filtraci ($f_{\text{můstek}}$) do optického můstku (můstek). Ten zpracovává svazky a signály z detektorů analogicky jako u lokálního uspořádání. Na Obr. 7.2 vyobrazuje jen tu část aparatury, která se liší od lokálního uspořádání (šedý obdelník).

V rámci této práce ve vzorku budíme spinovou polarizaci pomocí jevu optické orientace (viz Kapitola 1.3) kruhově polarizovaným excitačním svazkem. Vzorek se nachází v magnetickém poli téměř rovnoběžném s rovinou vzorku, v jehož důsledku dojde k Larmorově precesi spinové polarizace. Dynamiku této spinové polarizace (viz kapitola 1.4.2) zkoumáme pomocí lineárně polarizovaného sondovacího svazku tak, že sledujeme stočení roviny polarizace sondovacího svazku po odrazu od vzorku v důsledku magneto-optického Kerrova jevu (viz Kapitola 2). Všechna měření v rámci této práce byla provedena při lokálním uspořádání metody excitace a sondování. Závěry z provedených měření (zejména ty, které se týkají volby filtrů f_{pump} , f_{probe} a $f_{\text{můstek}}$) jsou ale přímo aplikovatelné i pro nelokální uspořádání.

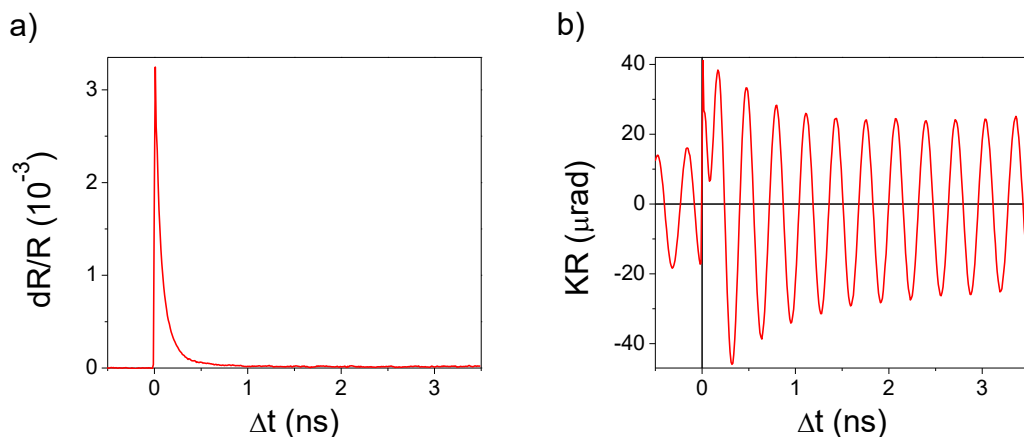
8. Studium dlouhých dob spinové relaxace

Pokud chceme zkoumat dlouhé doby relaxace spinu pomocí metody excitace a sondování, musíme vzít do úvahy, že zde existují určité parametry tohoto experimentálního uspořádání, které omezují rozsah měřitelných spinových dob (viz Kapitola 3). Jedním z těchto omezujících parametrů je opakovací frekvence f_{rep} použitého laserového systému. Její reciprokou hodnotu $\frac{1}{f_{\text{rep}}}$, která vymezuje časový interval mezi jednotlivými laserovými pulzy, v dalším nazýváme repetiční dobou t_{rep} . Repetiční dobu t_{rep} je možné prodloužit pomocí vydělovače pulzů (viz kapitola 5). Obsahem této kapitoly bude zkoumání dlouhých spinových dob prodlužováním repetiční doby laseru pomocí vydělovače pulzů a následně bude aplikována metoda rezonančního spinového zesílení (viz kapitola 3). Jedním z dalších omezujících parametrů měřicí aparatury metody excitace a sondování je maximální dosažitelná doba zpoždění Δt_{max} mezi excitačním a sondovacím svazkem, která je dána délkou zpožďovací dráhy. Prodlužování zpožďovací dráhy bylo v průběhu měření této práce vyzkoušeno, ukázalo se však, že vede k problémům neslučitelným s chodem dalších experimentů v Laboratoři Opto-Spintroniky. Prodlužováním zpožďovací dráhy se proto nebudeme blíže zabývat.

8.1. Zkoumání spinových dob relaxace snižováním opakovací frekvence laseru

Všechna měření v této kapitole byla provedena na vzorku K051#2 při teplotě $T = 10$ K v magnetickém poli $B = 500$ mT v rovině vzorku. Měření byla prováděna pomocí metody excitace a sondování popsané v Kapitole 6. Na kontakty (1) a (4) vzorku (Obr. 6.2 a)) byl přiložen proudový zdroj generující elektrický proud $1 \mu\text{A}$. Laserový systém s opakovací frekvencí 80 MHz (což odpovídá repetiční době $t_{\text{rep}} = 12,5$ ns) generoval svazek o vlnové délce 815 nm, výkon excitačního a sondovacího svazku byl volen v poměru 5:1. Svazky se na vzorku překrývaly svými ohnisky,

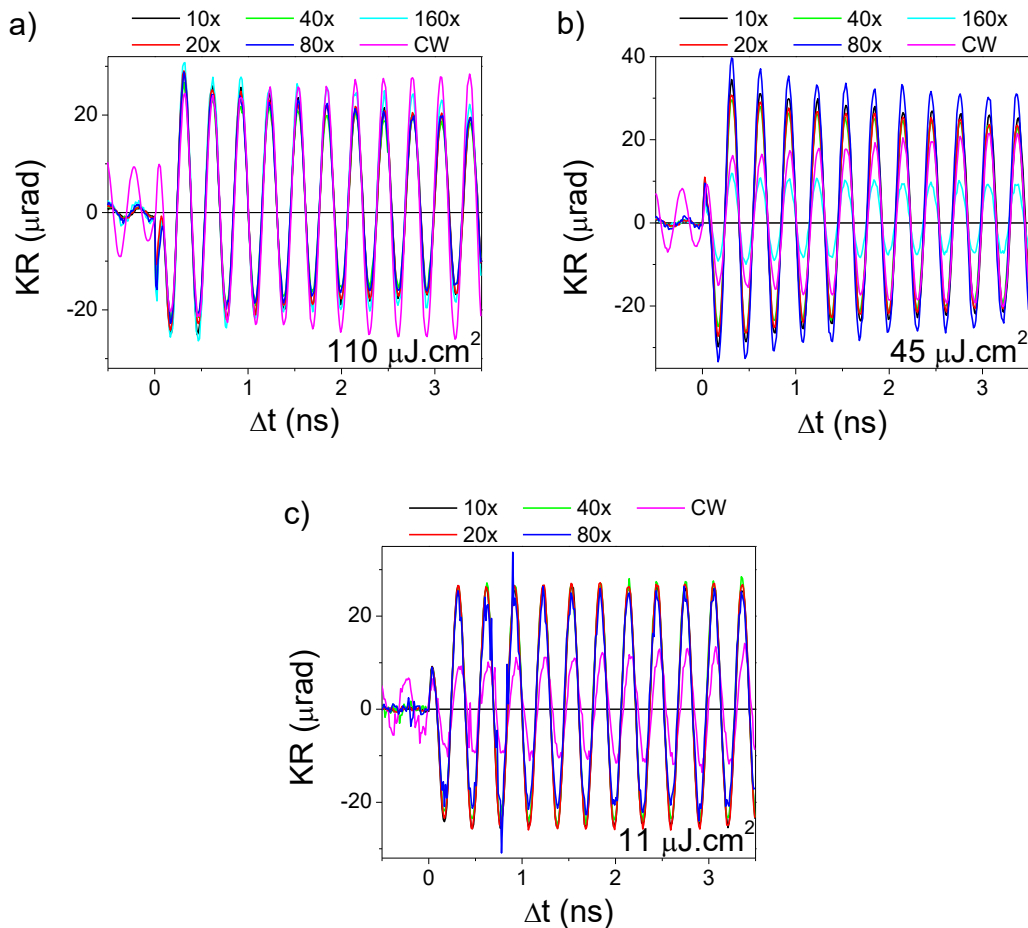
průměr obou svazků v ohnisku činil přibližně $20 \mu\text{m}$. Na $1 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ absorbované energie na jednotku plochy se jedním pulzem do vzorku injektuje nerovnovážná koncentrace fotonosičů $\Delta n = 5,7 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$.



Obr. 8.1: a) Diferenciální reflektivita v závislosti na zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem. b) Závislost Kerrovy rotace na zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem. Měření bylo provedeno na vzorku K051#2 při teplotě $T = 10 \text{ K}$ v magnetickém poli $B = 500 \text{ mT}$ bez použití vydělovače pulzů s opakovací frekvencí laseru 80 MHz a vlnovou délkou 815 nm , excitační svazek byl levotočivě kruhově polarizovaný. Plošná hustota energie absorbovaná vzorkem v jednom excitačním pulzu činila $11 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Měření na Obr. 8.1 zachycuje situaci, kdy byl vzorek excitován levotočivě kruhově polarizovaným svazkem. Na Obr. 8.1 a) je vynesena diferenciální reflektivita (viz Kapitola 2) v závislosti na zpoždění Δt mezi excitačním a sondovacím svazkem. V čase $\Delta t = 0$ na vzorek dopadne excitační pulz, který do vodivostního pásu heterostruktury injektuje nerovnovážnou populaci fotonosičů, což zapříčiní náhlý nárůst reflektivity vzorku. Poté v $\Delta t > 0$ vlivem vnitřního elektrického pole ve vzorku dochází k prostorové separaci děr a elektronů, k jejich následné vzájemné rekombinaci a rekombinaci se stavy na povrchu a příměšovými stavy v objemu vzorku. Koncentrace volných nosičů se tedy rychle navrácí k rovnovážnému stavu, což souvisí s rychlým poklesem diferenciální reflektivity. Ne všechny nosiče však rekombinují tak rychle, jak již víme z Kapitoly 6, v blízkosti rozhraní GaAs/AlGaAs se tvoří elektronový podsystém s dlouhými rekombinačními časy. Kruhově polarizovaný excitační svazek do vodivostního pásu heterostruktury injektuje spinově polarizované elektrony, které začnou v přítomném magnetickém poli

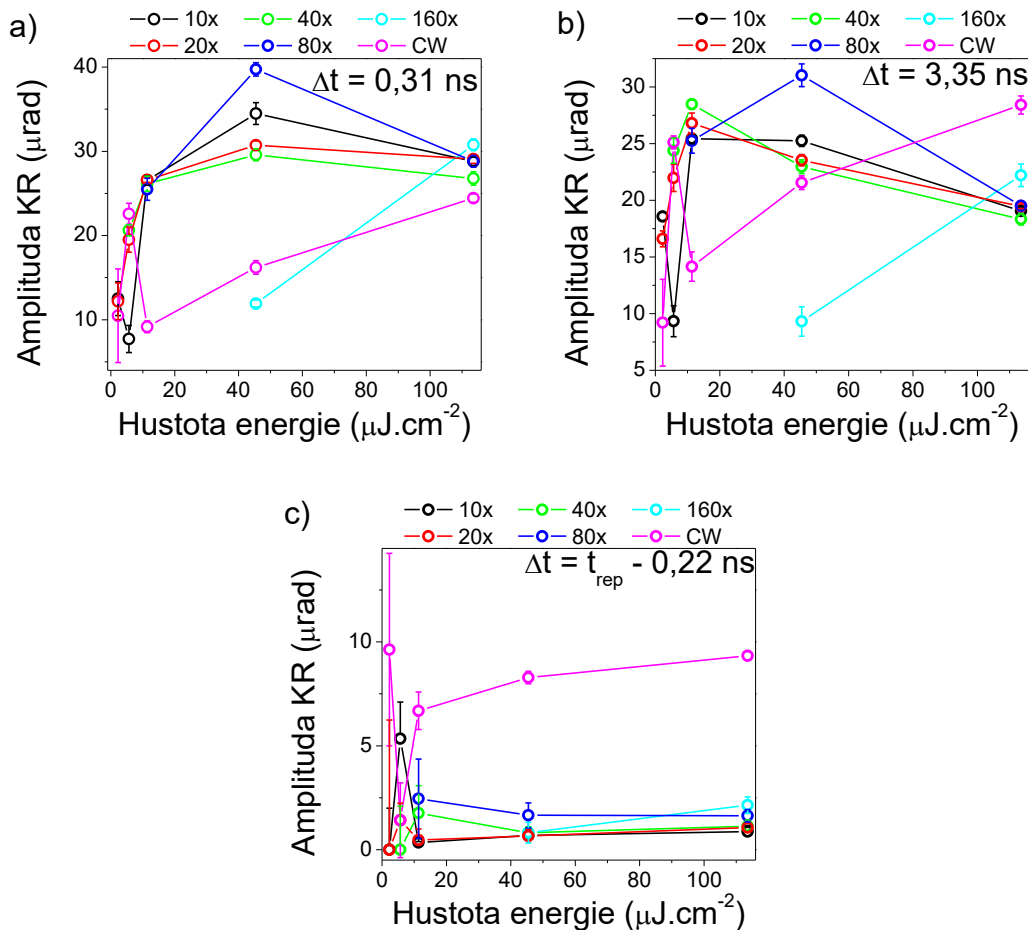
precedovat. Sondovacím svazkem pak sledujeme magnetooptickou odezvu na tyto precedující spiny (viz Kapitola 2). Výsledkem měření jsou oscilace Kerrovy rotace (dále jako KR) reflektující skutečnost, že spinově polarizované elektrony koherentně precedují ve vnějším magnetickém poli. Oscilace Kerrovy rotace jsou zobrazeny na Obr. 8.1 b). Amplituda oscilací po dopadu excitačního pulzu v čase $\Delta t = 0$ postupně klesá, avšak přibližně od $\Delta t = 1,5$ ns je amplituda téměř konstantní. Záporné zpoždění $\Delta t < 0$ na Obr. 8.1 b) zachycuje situaci před dopadem excitačního pulzu. Oscilace zde byly vybudeny přecházejícím excitačním pulzem, jehož zpoždění vůči sondovacímu svazku lze v této oblasti ($\Delta t < 0$) ztotožnit s $\Delta t_{\text{přechází pulz}} = t_{\text{rep}} + \Delta t$. Je vidět, že v $\Delta t_{\text{přechází pulz}} = t_{\text{rep}} = 12,5$ ns (to je okamžik, kdy dopadá na vzorek nový excitační pulz) poklesla amplituda těchto oscilací pouze na zhruba 65 % vůči amplitudě při $\Delta t = 1,5$ ns. Z toho vyplývá, že doba spinové relaxace musí být v řádech desítek ns. To je v naprostém souladu s měřením v [16] prováděného na stejných systémech. Kolem $\Delta t = 0,1$ ns na Obr. 8.1 b) dochází k náhlé změně fáze oscilací. Při překryvu excitačního a sondovacího svazku ($\Delta t \approx 0$) totiž spolu mohou svazky interferovat a dochází tak k složitým dějům, které mohou zapříčinit např. právě změnu fáze oscilací. Zkoumání těchto dějů v oblasti během a těsně po ozáření excitačním pulzem nebude předmětem této práce.



Obr. 8.2: Závislost Kerroy rotace KR na zpoždění Δt pro různá vydělení pro plošnou hustotu energie absorbovanou vzorkem v jednom excitačním pulzu a) $110 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$, b) $45 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$, c) $11 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Z Obr. 8.1 b) je tedy zřejmé, že spinové relaxační doby ve studovaném vzorku dosahují desítek ns, což bylo závěrem i článku [16]. My se však pokusíme jít ve vyšetřování těchto dlouhých dob spinové relaxace dále. Jednou z možností je rozšířit repetiční dobu t_{rep} mezi dvěma po sobě následujícími pulzy. Toho lze dosáhnout pomocí vydělovače pulzů. Ten, např. při vydělení N -krát, propustí každý N -tý pulz a ostatní vydělí. Režim CW se chová, jakoby šlo o vydělení $2x$. V Laboratoři Opto-Spintroniky lze do aparatury metody excitace a sondování vydělovač pulzů zařadit (viz Obr. 7.1), nelze ho však během jednotlivých měření jednoduše přemostit (z důvodu ztráty překryvu ohnisek svazků). Na Obr. 8.2 jsou zobrazeny naměřené závislosti Kerroy rotace KR na zpoždění Δt pro tři různé hustoty energie excitačního pulzu dopadajícího na vzorek a pro různá vydělení.

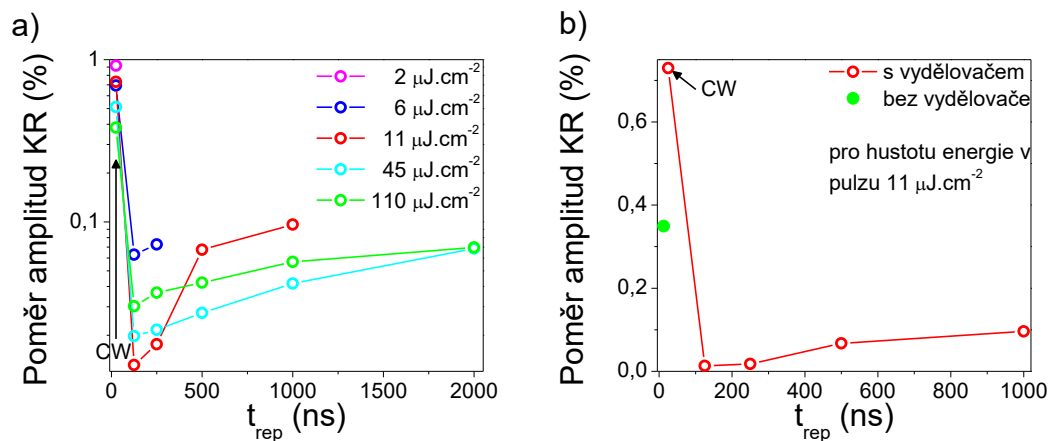
Na Obr. 8.2 a) vidíme oscilace Kerrový rotace pro různá vydělení při hustotě energie excitačního pulzu $110 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$. Při změně vydělení se s výjimkou režimu CW amplituda Kerrových rotací příliš nemění. Co je však překvapivé, oscilace pro zpoždění $\Delta t < 0$ jsou přítomny i za použití vydělovače. Zdá se, že např. při vydělení 160x oscilace KR (a tedy precedující spinová polarizace), pocházející od předcházejícího excitačního pulzu, přetrvávají po dobu delší než 2 ms (protože pro $\Delta t < 0$: $\Delta t_{\text{přechozí pulz}} = t_{\text{rep}} + \Delta t = 12,5 \text{ ns} \times 160 + \Delta t \leq 2000 \text{ ns}$). Přitom amplitudy oscilací KR od přecházejícího pulzu, které vidíme při $\Delta t < 0$, jsou pro různé hodnoty vydělení, a tudíž pro různé hodnoty zpoždění $\Delta t_{\text{přechozí pulz}}$, stejné (znovu až na CW režim), přestože bychom spíše očekávali, že budou s rostoucím vydělením, resp. s rostoucím $\Delta t_{\text{přechozí pulz}}$ postupně klesat. Podobná situace nastává na Obr. 8.2 b) pro hustotu energie excitačního pulzu $45 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$. Zde však amplituda oscilací KR, na rozdíl od situace na Obr. 8.2 a), silně závisí na vydělení. Při hustotě energie excitačního pulzu $11 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ na Obr. 8.2 c) amplituda oscilací KR opět příliš nezávisí na vydělení (pokud pomineme CW režim), ale oscilace KR způsobené předcházejícím excitačním pulzem (tedy pro $\Delta t < 0$) buď vyhasly, nebo jsou ztraceny v šumu. Měření závislosti KR na zpoždění Δt na Obr. 8.2 tedy naznačuje, že relaxační spinové doby zkoumaného systému elektronů by mohly být ještě řádově větší, než uvádí článek [16], ukazuje, že závisí na energii dodané excitačním pulzem do vzorku a také, že se režim CW určitým způsobem odlišuje od ostatních vydělovacích režimů.



Obr. 8.3: Závislost amplitudy KR na energii dodané vzorku excitačním pulzem při zpoždění: a) $\Delta t = 0,31 \text{ ns}$, b) $\Delta t = 3,35 \text{ ns}$ a c) $\Delta t = -0,22 \text{ ns}$, což odpovídá $\Delta t_{\text{přechozí pulz}} = t_{\text{rep}} - 0,22 \text{ ns}$ (kde $t_{\text{rep}} = 12,5 \text{ ns} \times \text{vydělení}$).

Závislost amplitudy KR na energii dodané vzorku excitačním pulzem je vynesena na Obr. 8.3 při třech zpožděních – a) $\Delta t = 0,31 \text{ ns}$ krátce po dopadu excitačního pulzu, b) $\Delta t = 3,35 \text{ ns}$ a c) $\Delta t = -0,22 \text{ ns}$, kde se díváme na oscilace KR způsobené předcházejícím pulzem, jemuž odpovídá zpoždění $\Delta t_{\text{přechozí pulz}} = t_{\text{rep}} - 0,22 \text{ ns}$ (t_{rep} závisí na použitém vydělení jako $t_{\text{rep}} = 12,5 \text{ ns} \times \text{vydělení}$), a jde tedy o oscilace KR pozorované velmi dlouho po dopadu excitačního pulzu na vzorek. Na Obr. 8.3 a) lze vidět, že charakter měřené závislosti je pro vydělení 10x, 20x, 40x, 80x podobný, při určité energii excitačního pulzu zde existuje maximum signálu KR. To znamená, že amplitudu KR, související se velikostí spinové polarizace elektronů, nelze libovolně zvětšovat s dodanou energií, resp. s počtem injektovaných nosičů, při určité energii excitačního pulzu dochází k saturaci. Se zvětšující se energií v excitačním pulzu injektujeme do vodivostního pásu heterostruktury více a více spinově polarizovaných elektronů, kolem

energie excitačního pulzu $45 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ dojde k saturaci a už není možné dodat více spinové polarizace, dodáme-li dalším zvětšením energie excitačního pulzu ještě více spinově polarizovaných elektronů, systém spíše rozrušíme, spinová polarizace se zmenší a amplituda KR poklesne. U vydělení 160x a režimu CW tu však tuto saturaci nepozorujeme, ale pravděpodobně by k ní došlo při vyšších energiích v excitačním pulzu. Obr. 8.3 b) je v podstatě analogický s Obr. 8.3 a) s tím rozdílem, že k saturaci pro vydělení 10x, 20x, 40x, dochází spíše pro energii excitačního pulzu $11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$. Na Obr. 8.3 c) pozorujeme amplitudu KR v závislosti na energii dodané vzorku předcházejícím excitačním pulzem, který je vzdálen od sondovacího pulzu $\Delta t_{\text{přechozí pulz}} = t_{\text{rep}} - 0,22 \text{ ns}$. Je zajímavé, že amplituda KR v této oblasti je pro všechna vydělení v podstatě konstantní s rostoucí energií v excitačním pulzu a její velikost pro vydělení 10x, 20x, 40x, 80x, 160x je prakticky stejná. To by ale znamenalo, že amplituda oscilací KR, a tedy i velikost spinové polarizace, se po nějaké době ustálí na určité hodnotě, nevyhasíná pak se zvyšujícím se zpožděním $\Delta t_{\text{přechozí pulz}} = t_{\text{rep}} - 0,22 \text{ ns}$ a doba spinové relaxace je téměř nekonečná. To je však zjevný fyzikální nesoulad, takové chování se musíme pokusit vysvětlit jinak, než pomocí extrémně dlouhých spinových dob rozfázování. Pokud jde o režim CW, vidíme, že amplituda KR je také v podstatě konstantní s rostoucí energií v excitačním pulzu, ale je větší než u ostatních vydělení.



Obr. 8.4: Poměr amplitudy KR těsně před dopadem hlavního pulzu ku amplitudě KR těsně po dopadu hlavního pulzu na vzorek v závislosti na t_{rep} a) pro různé energie v excitačním pulzu, b) porovnání situace s a bez vydělovače pro energii v excitačním pulzu $11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pro lepší přehlednost je osa y v části a) vynesena v logaritmické škále.

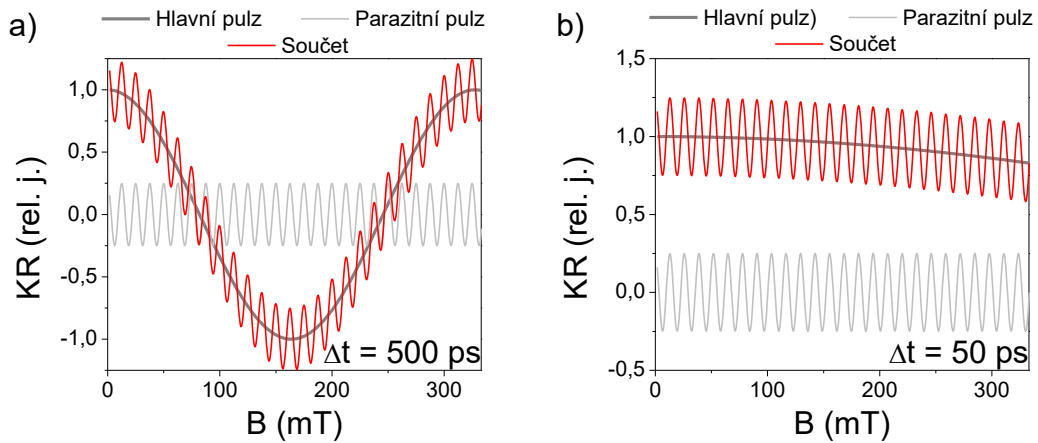
Pokud by spinová doba relaxace byla sice dlouhá, ale konečná, měl by poměr amplitud oscilací KR od předcházejícího excitačního pulzu těsně před dopadem aktuálního pulzu ($\Delta t < 0$) ku amplitudám KR těsně po dopadu aktuálního pulzu ($\Delta t > 0$) klesat exponenciálně (pokud uvažujeme exponenciální doznívání spinové doby relaxace) se zvětšující se repetiční dobou t_{rep} mezi dvěma po sobě následujícími pulzy, tedy i se zvětšujícím se vydělením. Tato závislost je zobrazena na Obr. 8.4 pro různé energie excitačních pulzů. Na Obr. 8.4 a) je vidět, že je tento poměr pro režim CW (tedy $t_{\text{rep}} = 25$ ns) poměrně vysoký, pro ostatní vydělení razantně klesne, ale místo toho aby poměr klesal k nule se zvyšující se t_{rep} , mírně roste nezávisle na energii v excitačním svazku. To by tedy znamenalo, že místo toho, aby spinová polarizace dohasínala s přibývajícím zpožděním $\Delta t_{\text{přechozí pulz}}$ (resp. s přibývajícím t_{rep}), spinová polarizace se s rostoucím $\Delta t_{\text{přechozí pulz}}$ zvětšuje. Znovu se jedná o fyzikální nesoulad, který nám potvrzuje, že vysvětlení dějů na Obr. 8.3 a 8.4 nelze stavět na extrémně dlouhých spinových dobách rozfázování. Dosud byly všechny předchozí úvahy učiněny za předpokladu, že vydělovač je schopen vydělovat pulzy naprosto dokonale. Jak ale již bylo zmíněno v Kap. 5, vydělovač kromě zředěných pulzů může propouštět i tzv. parazitní pulzy na původní opakovací frekvenci 80 MHz laserového systému (tj. s opakovací dobou $t_{\text{rep}} = 12,5$ ns), avšak s mnohem menší intenzitou, resp. energií, než mají zředěné pulzy. Jak ale ukazuje Obr. 8.3, i malá energie v excitačním pulzu dokáže budít spinovou polarizaci, takže vliv parazitních pulzů nemusí být zanedbatelný. Nesoulad, daný tím, že poměr amplitud na Obr. 8.4 a) se zvyšující se t_{rep} nedoznívá k nule, by pak bylo možné vysvětlit přítomností oscilací KR (resp. spinové polarizace) vyvolaných parazitními pulzy s repetiční dobou $t_{\text{rep}} = 12,5$ ns. Každých 12,5 ns, nezávisle na vydělení, tedy dojde k injekci spinové polarizace způsobené parazitním pulzem, proto se poměr amplitud se zvětšujícím se t_{rep} příliš nemění a nevyhasne na nulu. Velikost oscilací KR způsobených parazitními pulzy je pro všechny vydělení kromě CW režimu přibližně stejná. Při CW režimu zřejmě dochází k vydělování pulzů s menší účinností, propuštěné parazitní pulzy jsou oproti ostatním vydělením větší, čímž injektujeme více spinové polarizace a pozorujeme větší oscilace KR. Poměr amplitud na Obr. 8.4 a) pro CW režim se s rostoucí energií excitačního pulzu snižuje, což ale není nic překvapivého, jak vidíme na Obr. 8.3 c) vydělovačem zřejmě „podtečou“ přibližně stejně velké parazitní pulzy (čítatel poměru) nezávisle na tom, jak silný je

excitační pulz, zatímco v Obr. 8.3 b) vidíme, že amplituda KR se pro CW režim zvětšuje (jmenovatel poměru) s vyšší energií excitačního pulzu. Na Obr. 8.4 b) je závislost poměru amplitud KR podobně jako v Obr. 8.4 a), ale pouze pro energii excitačního pulzu $11 \text{ uJ} \cdot \text{cm}^{-2}$, kde je ovšem navíc pro porovnání doplněn poměr amplitud získaný bez použití vydělovače (tedy pro $t_{\text{rep}} = 12,5 \text{ ns}$) z dat z Obr. 8.1. Je zde vidět, že poměr je s použitím vydělovače v CW režimu větší než bez vydělovače. Vysvětlení sice není zřejmé, ale pravděpodobně souvisí s tím, že bez použití vydělovače systém excitujeme každých $t_{\text{rep}} = 12,5 \text{ ns}$ stejným excitačním pulzem, avšak při použití vydělovače se změnilo rozložení energií excitačních pulzů budících oscilace, neboť každých 25 ns (CW režim \Leftrightarrow vydělení 2x) se systém excituje silným hlavním pulzem z vydělovače a navíc každých $12,5 \text{ ns}$ přispívá slabší parazitní pulz.

Zjistili jsme tedy, že z měření za použití vydělovače pulzů by se mohlo zdát, že spinové relaxační doby studovaného systému jsou velmi dlouhé. Ukázali jsme ale, že toto zdání je způsobeno přítomností parazitních pulzů, na které je potřeba při použití vydělovače pamatovat.

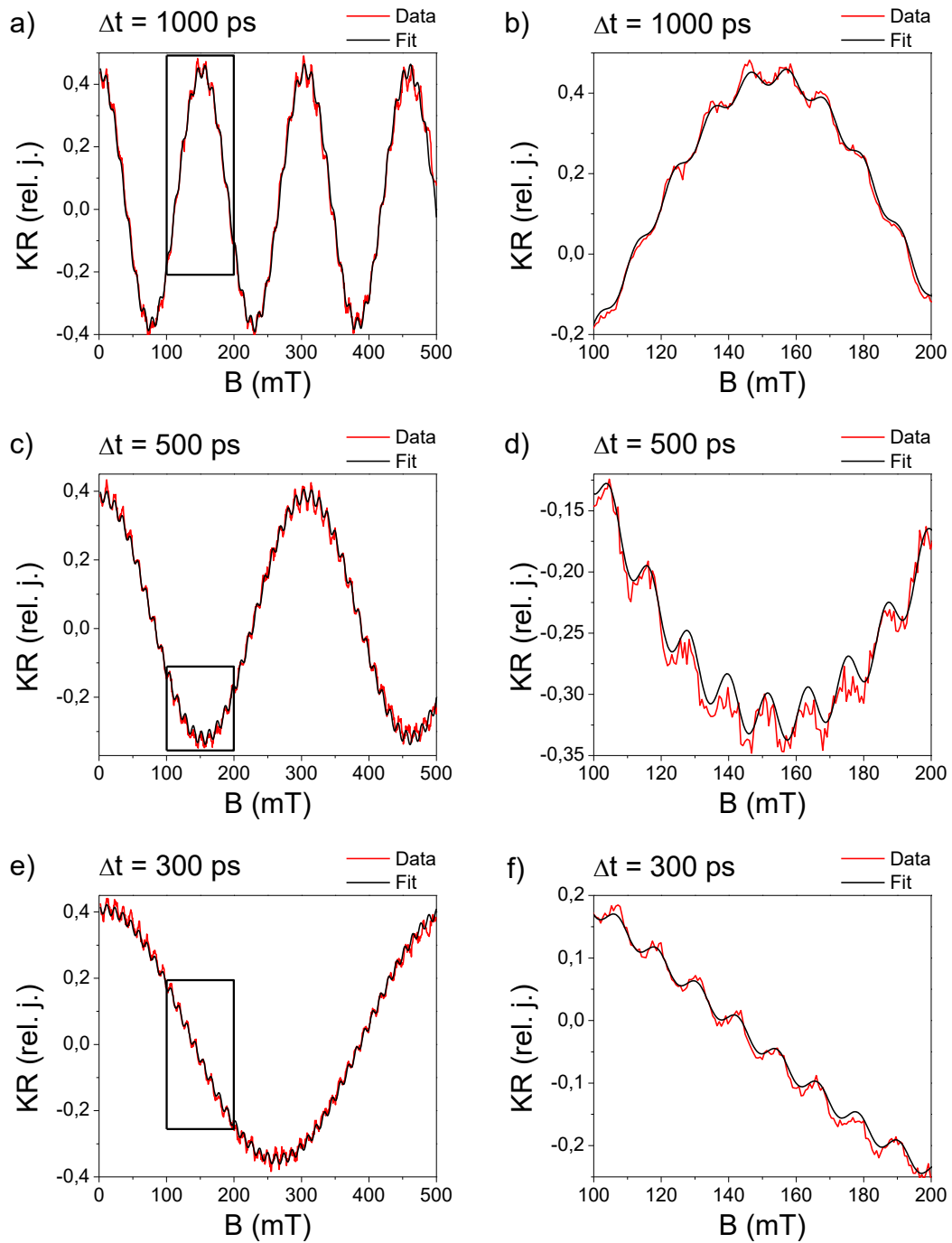
8.2. Zkoumání spinových dob relaxace pomocí metody rezonančního spinového zesílení

V předchozí kapitole jsme zkoumali dlouhé spinové relaxační doby elektronů studované heterostruktury prodlužováním repetiční doby mezi dvěma po sobě následujícími pulzy. Zjistili jsme, že musíme při použití vydělovače pulzů uvažovat vliv parazitních pulzů. V této kapitole budeme zkoumat dlouhé doby rozfázování spinu pomocí metody rezonančního spinového zesílení, která byla popsána v kapitole 3. Zatímco metoda excitace a sondování aplikovaná na vzorek v konstantním magnetickém poli dává informaci o součtu spinové polarizace elektronů injektovaných všemi excitačními pulzy dohromady, metoda rezonančního spinového zesílení umožňuje odlišit příspěvky od jednotlivých excitačních pulzů. Prakticky, místo toho, abychom sledovali závislost KR na zpoždění Δt v konstantním magnetickém poli, sledujeme závislost KR na aplikovaném magnetickém poli B pro pevné zpoždění. Tuto závislost je možno popsat pomocí vzorce (3.1), kde přičítáme k příspěvku oscilací KR pocházejícího od aktuálního excitačního pulzu také příspěvky oscilací KR od předcházejících excitačních pulzů. V našem případě zkusíme sčítat pouze dva příspěvky a to od aktuálního řádného pulzu z vydělovače, tomu budeme říkat hlavní pulz, a příspěvek od parazitního pulzu vzdáleného od hlavního pulzu 12,5 ns. Všechna měření v této kapitole byla prováděna při vydělení CW a energii excitačního pulzu $110 \text{ uJ} \cdot \text{cm}^{-2}$, ostatní experimentální podmínky zůstaly stejné jako v minulé kapitole. Označovat pulz jako „parazitní“ může vyvolávat dojem, že jde o pulz, který nechceme a spíše nám vadí, v této kapitole je nám však užitečný, neboť můžeme pohodlně zkoumat jeho příspěvky oscilací KR a tak by pro něj možná bylo příhodnější jiné pojmenování. Tento pulz nicméně i nadále budeme nazývat parazitní v souladu s kapitolou 5 s vědomím jeho užitečnosti pro tuto kapitolu. Volba vydělovacího režimu CW je opodstatněna zjištěním z kapitoly 8.1 ukazujícím, že vydělovač v režimu CW propouští silnější parazitní pulzy, než je tomu u ostatních vydělovacích režimů, příspěvky k oscilacím KR od parazitního pulzu pak budou větší a lépe patrné.

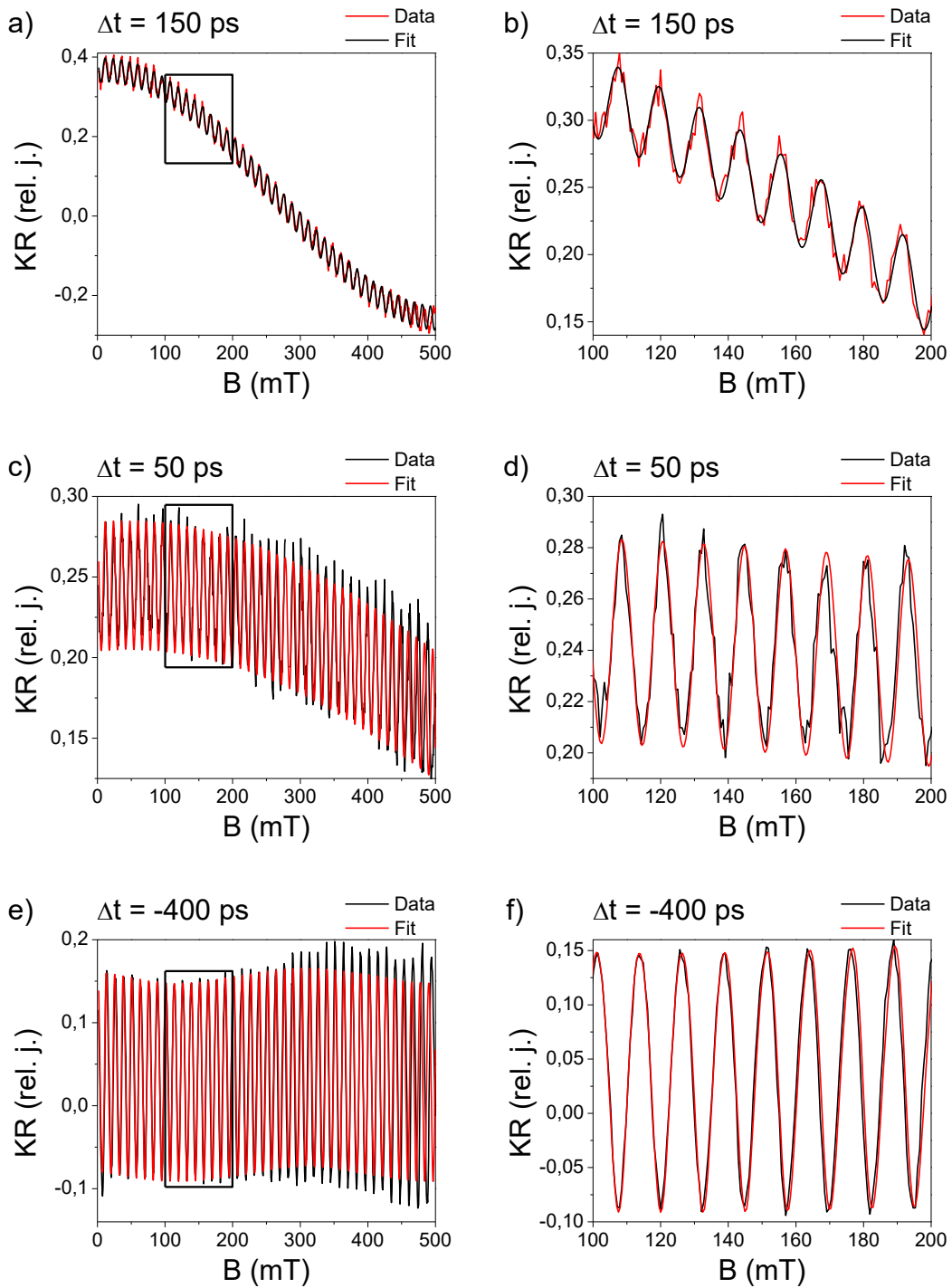


Obr. 8.5: Simulace metody spinového rezonančního zesílení podle (3.1) pro g -faktor elektronového systému $g = 0,44$, amplitudu hlavního pulzu $A_{\text{Hlavní}} = 1$, amplitudu parazitního pulzu $A_{\text{Parazitní}} = 0,25$ pro zpoždění a) $\Delta t = 500$ ps, b) $\Delta t = 50$ ps.

Nejdříve si demonstrováme chování vztahu (3.1). Na Obr. 8.5 je uvedena simulace podle vzorce (3.1) pro g -faktor $g = 0,44$ a pro zpoždění a) $\Delta t = 500$ ps, b) $\Delta t = 50$ ps. Tmavě šedou tlustou čarou je zobrazen příspěvek hlavního pulzu při zpoždění $\Delta t_{\text{Hlavní}} = \Delta t$. Srovnáním části a) a b) vidíme, že perioda oscilací tohoto příspěvku roste s přibývajícím Δt . Světle šedou čarou je vykreslen příspěvek parazitního pulzu při zpoždění $\Delta t_{\text{Parazitní}} = 12,5 \text{ ns} + \Delta t$, frekvence těchto oscilací se mezi Obr. 8.5 a) a Obr. 8.5 b) samozřejmě příliš neliší, neboť hodnoty $\Delta t = 50$ ps, resp. 500 ps jsou vůči $12,5$ ns zanedbatelné a změna v $\Delta t_{\text{Parazitní}}$ je malá. Součet příspěvků hlavního a parazitního pulzu je na Obr. 8.5 naznačen červenou čarou. Použití vydělovacího režimu CW je pro nás výhodné ještě z jednoho důvodu. Pokud bychom se rozhodli zkoumat příspěvky od hlavních pulzů vydělovače (zanedbejme nyní příspěvky parazitních pulzů), např. při vydělení 10x by aktuální hlavní pulz byl vzdálen 125 ns od předcházejícího hlavního pulzu, oscilace KR způsobené tímto pulzem by byly kvůli relaxaci spinové polarizace malé (předpokládáme doby spinové relaxace na úrovni desítek ns). Navíc by frekvence těchto oscilací byla příliš vysoká a tedy vyžadující provádět měření s velmi jemným krokem magnetického pole B , což nám použitý elektromagnet nedovoloval. Naopak u CW režimu vydělovače je vzdálenost mezi aktuálním a předcházejícím hlavním pulzem 25 ns, pokud je pak příspěvek od předcházejícího hlavního pulzu dostatečně velký, jsme schopni jeho oscilace detekovat.



Obr. 8.6: Naměřené závislosti KR na aplikovaném magnetickém poli B společně s fity podle (3.1) pro hlavní a parazitní pulz pro pevné zpoždění a) $\Delta t = 1000$ ps, c) $\Delta t = 500$ ps, e) $\Delta t = 300$ ps. Černé obdélníky značí oblast, která je v detailu zobrazená v b), d), f).



Obr. 8.7: Naměřené závislosti KR na aplikovaném magnetickém poli B společně s fity podle (3.1) pro hlavní a parazitní pulz pro pevné zpoždění a) $\Delta t = 150$ ps, c) $\Delta t = 50$ ps, e) $\Delta t = -400$ ps. Černé obdélníky značí oblast, která je v detailu zobrazená v b), d), f). V případě e), f) sčítáme příspěvky oscilací KR pocházejících od parazitního a předcházejícího hlavního pulzu.

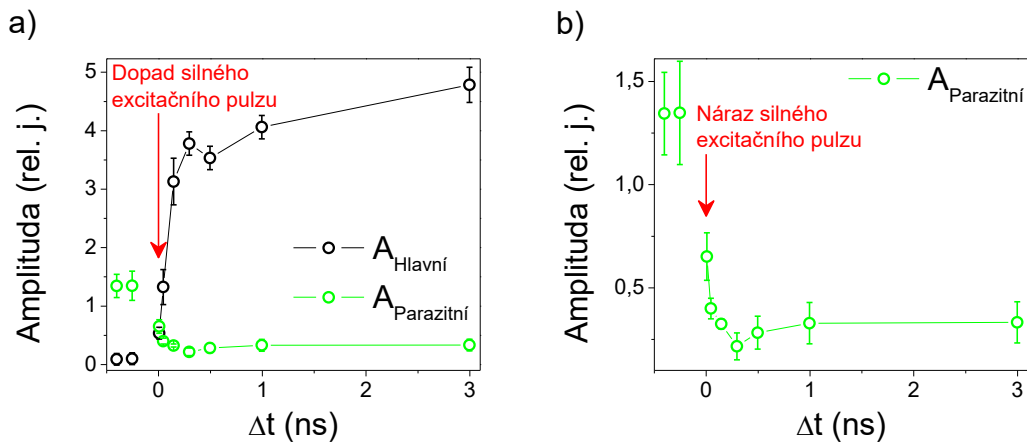
Některé naměřené závislosti KR na aplikovaném magnetickém poli B pro pevné zpoždění společně s fity podle (3.1) pro hlavní a parazitní pulz jsou uvedeny na Obr. 8.6 a Obr. 8.7. Kromě celého rozsahu měření je vždy uveden detailní pohled na určitou oblast závislosti označenou černým obdélníkem. Na Obr. 8.7e), f) je uvedena závislost KR na aplikovaném magnetickém poli B pro zpoždění $\Delta t = -400$ ps. V tomto případě byla naměřená data fitována nikoliv součtem příspěvků oscilací KR od parazitního pulzu a hlavního pulzu (ten totiž při $\Delta t = -400$ ps na vzorek ještě nedopadl), ale součtem příspěvků od parazitního pulzu ($\Delta t_{\text{Parazitní}} = 12,5 \text{ ns} + \Delta t$) a předcházejícího hlavního pulzu ($\Delta t_{\text{Předch. Hlavní}} = 25 \text{ ns} + \Delta t$).

Δt (ps)	Hlavní pulz		Vedlejší pulz	
	\bar{g}	Δg	\bar{g}	Δg
-400	0,47	0,01	0,47	0,01
-250	0,47	0,01	0,47	0,01
50	0,62	0,17	0,47	0,01
150	0,48	0,04	0,47	0,01
300	0,46	0,02	0,47	0,01
500	0,47	0,01	0,47	0,01
1000	0,47	0,01	0,47	0,01
3000	0,47	0,01	0,47	0,01

Tab. 8.1: Nafitované hodnoty g-faktorů získané z oscilací pocházejících od hlavního a parazitního pulzu pro různá zpoždění Δt . Střední hodnota je označena jako \bar{g} , chyba jako Δg , přičemž chybu danou použitou experimentální metodou odhadujeme na $\Delta g_{\text{RSA}} = 0,01$, chyba Δg_{fit} daná fitováním je pro většinu měření při zpoždění Δt zanedbatelná, pro malé hodnoty Δt však oscilace příspěvků od hlavního pulzu mají malou frekvenci, fitování méně než jedné periody oscilací (viz Obr. 8.6 e) a Obr. 8.7 a), c)) pak zásadně zvětšuje chybu Δg_{fit} .

Při fitování uvažujeme, že pro pevné zpoždění Δt je měřená závislost podle vzorce (3.1) dána součtem kosinových signálů pocházejících od hlavního a parazitního pulzu, přičemž předpokládáme, že jsou jednotlivé příspěvky nezávislé a vzájemně se neovlivňují. Frekvence kosinových signálů nám dávají informaci o g-faktorech elektronů, zatímco jejich amplitudy souvisí s velikostí spinové polarizace vyvolané hlavním, resp. parazitním laserovým pulzem ve zkoumaném podsystemu elektronů heterostrukury. Hodnoty g-faktorů získaných fitováním podle vzorce (3.1) jsou uvedeny v Tab. 8.1. Zprůměrováním hodnot g-faktorů v Tab. 8.1 získáme g-faktor

elektronů při energii v pulzu $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ a CW režimu vydělovače jako $g = (0,47 \pm 0,01)$.



Obr. 8.8: a) Vývoj amplitudy příspěvku oscilací od parazitního $A_{\text{Parazitní}}$ a hlavního $A_{\text{Hlavní}}$ pulzu v závislosti na zpoždění. b) Detail závislosti amplitudy $A_{\text{Parazitní}}$ od parazitního pulzu na zpoždění.

Na Obr. 8.8 je uvedena závislost amplitudy oscilací $A_{\text{Hlavní}}$, resp. $A_{\text{Parazitní}}$ vyvolaných hlavním, resp. parazitním pulzem na zpoždění Δt . Je zde vidět, že před dopadem aktuálního hlavního pulzu v $\Delta t = 0$ je amplituda oscilací od předcházejícího 25 ns vzdáleného hlavního pulzu již téměř zanedbatelně malá, po dopadu aktuálního hlavního pulzu prudce vzroste a v průběhu 3 ns pak postupně nadále narůstá, přestože bychom očekávali, že bude spíše klesat v důsledku ztráty spinové polarizace v systému. Podobný růst amplitudy oscilací uvidíme i v kapitole 9 na Obr. 9.1, kde byla spinová polarizace buzena excitačním pulzem s energií $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$, tedy stejnou energií v pulzu, jakou používáme při měření v této kapitole. Naopak např. na Obr. 8.1 vidíme měření s excitačním pulzem o energii $11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$, kde amplituda oscilací KR postupně klesá. Na Obr. 8.8 dále vidíme vývoj amplitudy oscilací od parazitního pulzu. Před dopadem hlavního pulzu (tj. před $\Delta t = 0$) amplituda oscilací od parazitního 12,5 ns vzdáleného pulzu výrazně neklesá se zpožděním, je zde téměř konstantní. Dopadem hlavního pulzu ale amplituda oscilací od parazitního pulzu velmi rychle poklesne (asi za 300 ps), předpoklad o nezávislosti příspěvků od jednotlivých pulzů tedy neplatí.

Nyní se pokusíme navrhnout určité hypotézy, které by mohly vysvětlit výše uvedené jevy, přestože pro vyvození seriózních závěrů by bylo potřeba zkoumat

dané děje mnohem více a hlouběji. Předpokládejme, že silným excitačním pulzem dojde k porušení studovaného systému elektronů lokalizovaného poblíž bariéry heterostrukturny. Silný excitační pulz může tento systém uvést do nerovnovážného stavu, např. vlivem optické injekce. Silná injekce fotonosičů do heterostrukturny vede ke kompenzaci vnitřního elektrického pole, díky přítomnosti bariéry se však toto pole nekompenzuje úplně (viz kapitola 6). Přítomnost vnitřního elektrického pole způsobuje zahnutí energetických pásů, kvůli němuž se elektrony shromažďují poblíž rozhraní s bariérou, kde tvoří dlouho žijící elektronový podsystem, jež je ochráněn před rekombinací s dírami bariérou. Optická injekce velké nerovnovážné populace nosičů způsobí silné potlačení vnitřního elektrického pole, čímž dojde k narovnání energetických pásů, kapacita elektronového podsystemu se tím sníží a tím i množství spinové polarizace, kterou tento podsystem může pojmout. S návratem systému do rovnováhy dochází k opětovnému zakřivení pásů, spinově polarizované elektrony ve vodivostním pásu se pak shromažďují do oblasti v blízkosti rozhraní s bariérou, kde tvoří elektronový podsystem, jehož kapacita návratem do rovnováhy roste a vzrůstá tak i spinová polarizace. Snížení kapacity elektronového podsystemu po dopadu excitačního pulzu způsobí, že část spinově polarizovaných elektronů dodaných před dopadem silného excitačního pulzu (tj. spinová polarizace od parazitního pulzu) se dostanou mimo podsystem, kde snáze podlehnou rekombinaci. Po návratu podsystemu do rovnováhy se tedy příspěvek spinové polarizace od parazitního pulzu sníží. Menší energie v pulzu injektuje do heterostrukturny méně fotonosičů, způsobí tak menší vychýlení zkoumaného podsystemu z rovnováhy a tím pádem i rychlejší opětovné navrácení k rovnováze, což je v souladu s pozorováním vývoje amplitud z Obr. 8.1 a Obr. 9.1. Roli by mohla hrát také vliv teplota, neboť po dopadu silného excitačního svazku může dojít k zahřátí vzorku, což způsobí tepelnou generaci spinově nepolarizovaných nosičů do vodivostního pásu heterostrukturny a tedy i do studovaného podsystemu, celková spinová polarizace podsystemu by tedy kvůli těmto tepelně generovaným nosičům mohla v nerovnovážném stavu poklesnout. Je však možné, že ve skutečnosti vysvětlení spočívá v kombinaci těchto hypotéz, případně mohou mít vliv i další neuvažované parametry.

Je potřeba zdůraznit, že výše zmíněná vysvětlení chování na Obr. 8.8 jsou pouze určité návrhy možných hypotéz, cílem této práce není podrobné zkoumání a vysvětlení těchto složitých a komplexních jevů. Nicméně, důležitým závěrem této

kapitoly je zjištění, že dopad silného excitačního pulzu na vzorek vyvede studovaný podsystem elektronů z rovnováhy, tímto rozrušením dojde k ovlivnění spinové polarizace dodané systému předcházejícími pulzy, což jsme pozorovali na prudkém úbytku spinové polarizace dodané systému od parazitního pulzu po dopadu silného excitačního pulzu. Podle vývoje amplitudy oscilací KR pocházejících od hlavního pulzu lze předpokládat, že po excitaci pulzem o vysoké energii ($110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$) a tedy injekci velkého počtu nosičů se systém navrácí do rovnováhy pomalu (růst amplitudy od hlavního pulzu se zvětšujícím se zpožděním si vysvětlujeme tím, že je systém vyveden z rovnováhy), zatímco při excitaci pulzem o energii o řád menší ($11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$) dochází k navrácení systému do rovnováhy mnohem rychleji (viz. Obr. 8.1 – amplituda, resp. spinová polarizace klesá se zpožděním vlivem mechanismům rozfázování spinů).

Z vývoje amplitudy pocházející od hlavního pulzu se můžeme pokusit učinit dolní odhad doby rozfázování spinu T_2 měřeného systému. Předpokládejme, že pokud je měřený systém v rovnováze, amplituda, resp. spinová polarizace klesá exponenciálně s časovým zpožděním Δt , kde je rychlost doznívání charakterizována právě dobou rozfázování spinu T_2 . Poměr amplitudy od hlavního pulzu těsně před dopadem aktuálního pulzu (tj. $\Delta t = -0,25 \text{ ns}$) a maximální dosažené hodnoty amplitudy od hlavního pulzu (tj. $\Delta t = 3 \text{ ns}$, navíc předpokládáme, že pokud by systém byl v rovnováze hned po dopadu excitačního pulzu, velikost amplitudy by byla alespoň tak velká, jako maximální hodnota při $\Delta t = 3 \text{ ns}$) vyjadřuje, jak moc nám poklesla spinová polarizace za 25 ns (tj. doba mezi dvěma po sobě následujícími hlavními pulzy). Z tohoto poměru a předpokladu o exponenciálním doznívání nám vychází, že doba rozfázování spinu T_2 je alespoň 6,5 ns. Pokud bychom však byli schopni injektovat spinovou polarizaci, aniž bychom studovaný systém elektronů vyvedli z rovnováhy (např. excitačním pulzem s malou energií), spinová doba rozfázování by byla pravděpodobně větší a řádově by dosahovala desítek ns.

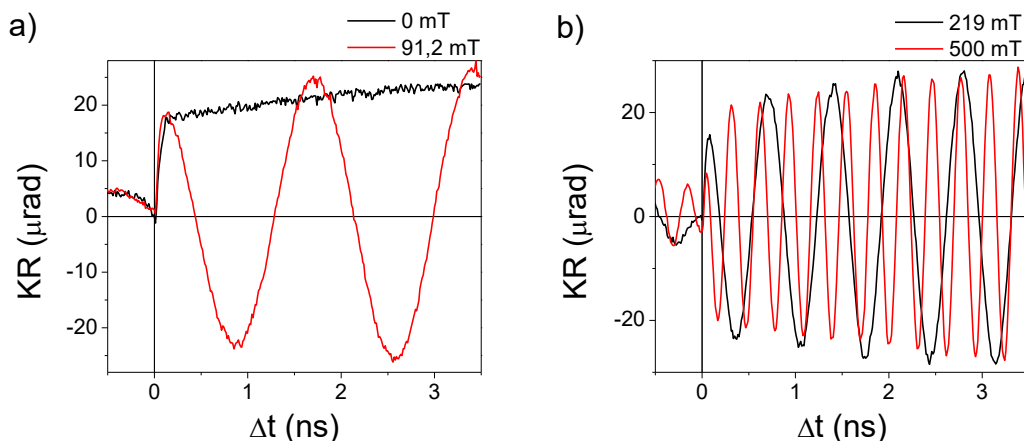
9. Měření spinové polarizace jader

V kapitole 4 bylo uvedeno, že prvky jako Ga nebo As jsou nositeli velkého jaderného magnetického momentu. Z těchto prvků se sestává námi studovaná heterostruktura. Pokud v ní tedy vybudíme spinovou polarizaci elektronů, např. pomocí optické orientace, prostřednictvím hyperjemné interakce dojde k jejímu předávání jádrům. Spinově polarizovaná jádra pak budí jaderné (Overhauserovo) magnetické pole, jež společně s externím magnetickým polem vyvolává precesi spinově polarizovaných elektronů. Zkoumáním frekvence měřených oscilací KR lze vyvodit velikost tohoto jaderného magnetického pole. Podle vztahu (4.1) potom můžeme určit stupeň spinové polarizace elektronů ve vzorku. To bude hlavním cílem této kapitoly. Nejprve však prozkoumáme vývoj oscilací KR se změnou vnějšího magnetického pole.

9.1. Závislost oscilací Kerrovy rotace na vnějším magnetickém poli

Měření bylo provedeno metodou excitace a sondování, kde svazky o vlnové délce 815 nm byly směřovány na místo A na vzorku K051#2 (viz Obr. 6.2 a). Na vzorek byl mezi kontakty (1) a (4) přikládán proud 1 μA . Teplota v kryostatu dosahovala 10 K. Při tomto měření byl do aparatury zařazen také vydělovač pulzů s optimálním nastavením dle [14]. Měření bylo prováděno při energiích v excitačním pulzu 11 $\mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ a 110 $\mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$, pro vydělení 10x a CW režim a pro obě kruhové polarizace excitačního svazku v závislosti na externím magnetickém poli elektromagnetu B_{ext} . Poměr výkonu excitačního a sondovacího svazku byl volen jako 5:1.

Na Obr. 9.1 je zobrazen vývoj oscilací KR s rostoucím externím magnetickým polem B_{ext} . Na Obr. 9.1 a) vidíme, že při nulovém magnetickém poli k oscilacím nedochází, neboť opticky vygenerované spinově polarizované elektrony v nulovém poli neprecedují. Pokud však přiložíme vnější magnetické pole, spinově polarizované elektrony kolem něj začnou precedovat, z Obr. 9.1 a), b) je patrné, že s rostoucím externím magnetickým polem roste frekvence oscilací KR.

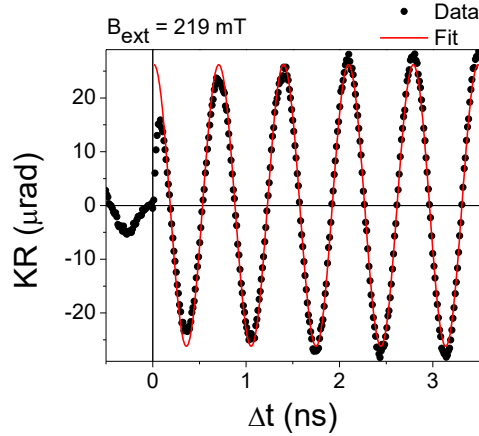


Obr. 9.1: Oscilace Kerrov rotace v magnetickém poli a) 0 mT (černá čára), 91,2 mT (červená čára), b) 219 mT (černá čára), 500 mT (červená čára). Měření bylo provedeno s vydělovačem pulzů v režimu CW s levotočivě kruhově polarizovaným excitačním pulzem s energií $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Oscilace Kerrov rotace lze popsat rovnicí (3.1) pro $n = 0$ (neuvažujeme příspěvky od přecházejících pulzů). Pokud se budeme zajímat místo o vyhasínání spinové polarizace (související s poklesem amplitudy oscilací KR) spíše o frekvenci precese elektronů v magnetickém poli (související s frekvencí oscilací KR), můžeme měřený signál oscilací KR aproximovat vztahem

$$KR(\Delta t) = A \cos\left(g \frac{\mu_B}{\hbar} B_{\text{tot}} \Delta t\right) = A \cos(\omega \Delta t), \quad (9.1)$$

tedy kosinovou funkcí s konstantní amplitudou A a frekvencí ω , g představuje g -faktor elektronů a B_{tot} je výsledné magnetické pole, kterému jsou precedující spinově polarizované elektrony vystaveny. Na Obr. 9.2 je uveden příklad fitování naměřených oscilací KR vztahem (9.1). Vidíme zde, že se s přibývajícím zpožděním Δt zvětšuje amplituda KR. To bylo diskutováno v kapitole 8.2, kde jsme předpokládali, že nárazem excitačního pulzu dojde k vyvedení studovaného podsystemu z rovnováhy. Pokud jde navíc o pulz s vysokou energií, návrat do rovnováhy trvá dlouho. Růst amplitudy se zpožděním je pak dán tím, že při návratu do rovnováhy se akumulují spinově polarizované elektrony poblíž rozhraní s bariérou, tvoří se tak zkoumaný elektronový podsystem a spinová polarizace během tohoto procesu roste.



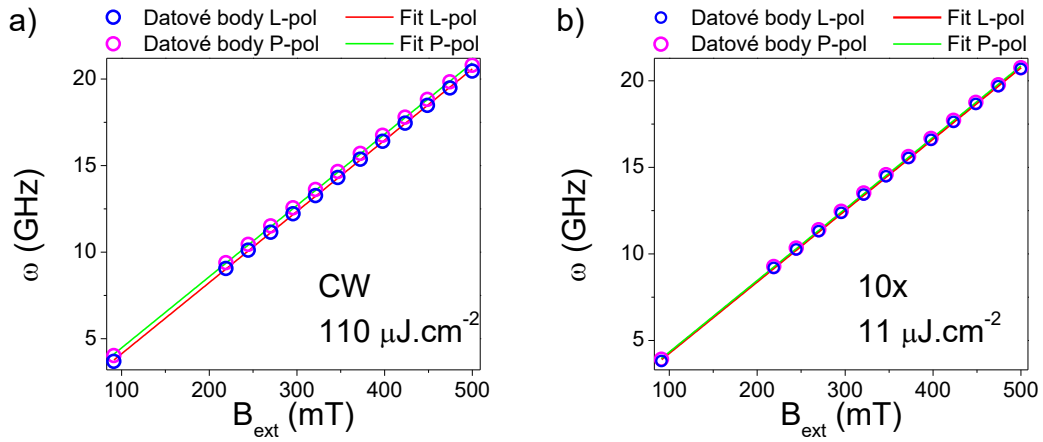
Obr. 9.2: Příklad fitování oscilací Kerrovy rotace vztahem (9.1). Měření bylo provedeno s vydělovačem pulzů v režimu CW s levotočivě kruhově polarizovaným excitačním pulzem s energií $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ v externím magnetickém poli o velikosti 219 mT.

Oscilace KR byly měřeny pro různé hodnoty externího magnetického pole B_{ext} od 500 mT sestupně k 0 mT a byly fitovány vztahem (9.1). Byla tak získána závislost frekvence oscilací $\omega(B_{\text{ext}})$ na externím magnetickém poli B_{ext} . Pokud je vzorek dostatečně dlouho osvětlován excitačním svazkem dané helicity, dojde k nasycení spinové polarizace jader, která byla dodána předáváním spinové polarizace od elektronů, související jaderné magnetické pole B_{nukl} se saturuje. Měřený systém elektronů heterostrukтуры je pak vystaven kromě externího pole B_{ext} taky magnetickému poli B_{nukl} od jaderných spinových momentů, celkově tak na elektrony působí pole $B_{\text{tot}} = B_{\text{ext}} + B_{\text{nukl}}$. Směr jaderného magnetického pole \vec{B}_{nukl} vůči externímu magnetickému poli \vec{B}_{ext} je buď paralelní, nebo antiparalelní v závislosti na helicitě excitačního svazku (viz kapitola 4 a Obr. 4.1). Závislost frekvence oscilací $\omega(B_{\text{ext}})$ na externím magnetickém poli B_{ext} lze zapsat jako

$$\omega(B_{\text{ext}}) = g \frac{\mu_B}{\hbar} B_{\text{ext}} + \frac{g \mu_B B_{\text{nukl}}}{\hbar}, \quad (9.2)$$

což je přímka se směrnici $g \frac{\mu_B}{\hbar}$ a absolutním členem $\frac{g \mu_B B_{\text{nukl}}}{\hbar}$. Ze směrnice této závislosti tedy můžeme určit g-faktor elektronů, z absolutního členu určíme jaderné magnetické pole. Na Obr. 9.3 je uvedeny získané závislosti frekvence oscilací KR na externím magnetickém poli pro obě kruhové polarizace excitačního svazku s výkonem v pulzu $11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$, resp. $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ a pro vydělení 10x, resp. CW

režim vydělovače. V Tab. 9.1 jsou uvedeny g-faktory zjištěné ze směrnic závislosti na Obr. 9.3 a jaderné magnetické pole zjištěné z jejich absolutních členů.



Obr. 9.3: Závislost frekvence oscilací $\omega(B_{\text{ext}})$ na externím magnetickém poli B_{ext} pro a) výkon v pulzu $110 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ a CW režim vydělovače, b) výkon v pulzu $11 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ a vydělení 10x. Datové body jsou zobrazeny jako kruhy, chybové úsečky nejsou vykresleny, neboť jsou příliš malé. Fity jsou zobrazeny jako čáry.

Vydělení	Energie excitačního pulzu	Kruhov \bar{a} polarizace	\bar{g}	Δg	\bar{B}_{nukl}	ΔB_{nukl}
			(-)		(mT)	
CW	$110 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$	L	0,468	0,001	0,4	1,0
		P	0,468	0,001	8,6	1,0
10x	$11 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$	L	0,469	0,001	3,5	1,0
		P	0,470	0,001	4,7	1,0

Tab. 9.1: Hodnoty g-faktorů a jaderných magnetických polí zjištěné pomocí fitů na Obr. 9.3. \bar{g} určuje střední hodnotu g-faktoru, Δg jeho chybu, \bar{B}_{nukl} střední hodnota nukleárního pole a ΔB_{nukl} je chyba.

Chyba Δg v Tab. 9.1 byla odhadnuta o řád menší než v kapitole 8.2, neboť předpokládáme, že určení g-faktoru ze závislosti frekvence oscilací $\omega(B_{\text{ext}})$ na externím magnetickém poli B_{ext} je přesnější než použití metody rezonančního spinového zesílení. Hodnota g-faktoru získaná pro energii v pulzu $110 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ s vydělovačem v CW režimu v Tab. 9.1 v rámci chyb odpovídá hodnotě získané za stejných podmínek metodou rezonančního spinového zesílení v kapitole 8.2. Dále je zřejmé, že excitační pulz s větší energií zahřívá ozařované místo více než slabší pulz a lokálně tak zvyšuje teplotu. G-faktor je veličina závislá na teplotě a např. podle [17] pro GaAs klesá se zvyšující se teplotou. Přesto, že hodnoty g-faktorů v Tab. 9.1 pro

obě energie v excitačním pulzu se v rámci chyb shodují, můžeme si zde všimnout, že střední hodnota g-faktoru je pro silnější excitační pulz opravdu nepatrně menší než v případě slabého excitačního pulzu, což naznačuje soulad s [17].

V Tab. 9.1 jsou uvedeny i získaná jaderná magnetická pole. Se změnou helicity excitačního svazku by se neměla změnit velikost jaderného pole, ale pouze jeho znaménko, hodnoty jaderného magnetického pole by tedy měly být symetrické kolem nuly při změně helicity excitačního svazku. V [18] bylo ale zjištěno, že magnetické pole uvnitř našeho magnetu není zcela homogenní. Lze předpokládat, že poloha osvětlení vzorku svazky se mohla lišit od místa, kde byla provedena kalibrace použitého elektromagnetu. Proto námi používaná kalibrace nemusí úplně odpovídat skutečnosti. Symetrizací extrémálních hodnot jaderného magnetického pole v Tab. 9.1 se ale můžeme pokusit použitou kalibraci opravit. Pokud ztotožníme hodnotu magnetického pole 4,5 mT v naší kalibraci s 0 mT ve skutečnosti, nukleární pole je potom kolem této hodnoty symetrické a je rovno pro měření s energií v pulzu $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ s vydělovačem v CW režimu $B_{\text{nukl}}^{\text{CW}, 110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}} = 4,1 \text{ mT}$, pro měření s energií v pulzu $11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ s vydělením $10\times$ $B_{\text{nukl}}^{10\times, 11,4 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}} = 0,6 \text{ mT}$. Hodnoty jaderných magnetických polí se odlišují, což je pravděpodobně způsobeno tím, že při nižší energii excitačního pulzu nedocházelo k úplné saturaci jaderného magnetického pole. Při měření jednotlivých křivek závislostí KR totiž z časových důvodů nebylo možné čekat na úplnou saturaci jaderného pole, neboť, jak uvidíme v další kapitole, k saturaci dochází v řádech desítek minut. Při vyšší energii excitačního pulzu injektujeme do vzorku najednou více spinově polarizovaných nosičů, polarizace jaderných spinů potom probíhá rychleji a získaná hodnota jaderného pole je větší a lépe se blíží saturované hodnotě.

9.2. Nabíjení jader

V předchozí kapitole jsme studovali, jak závisejí oscilace KR na vnějším magnetickém poli. Víme už, že pokud budeme v našich vzorcích budít spinovou polarizaci elektronů, prostřednictvím hyperjemné interakce dojde k jejímu pozvolnému předávání jaderným spinům prvků Ga a As. Protože k této interakci dochází na dlouhých časových škálách v porovnání s periodou precese spinů elektronů, pro nabíjení jaderných spinových momentů je zásadní střední

hodnota spinové polarizace elektronů, jež odpovídá průmětu vektoru spinové polarizace do směru vnějšího magnetického pole (viz kapitola 4). Pro účinné nabíjení jader je vhodné tento průmět maximalizovat, což je ekvivalentní s požadavkem, aby excitační svazek dopadal na vzorek pod co největším úhlem (viz Obr. 4.1). Ve standartním uspořádání experimentu podle Obr. 7.1 je tento úhel ale velmi malý ($\alpha_{\text{dop}} < 1^\circ$). Zvětšení úhlu dopadu lze docílit záměnou role excitačního a sondovacího svazku. To bylo prakticky realizováno tak, že jsme změnilí lineární polarizaci původního sondovacího svazku na kruhovou a současně jsme kruhovou polarizaci původního excitačního svazku zaměnili za polarizaci lineární. Aby nám pak správně směřoval nový sondovací svazek do detekční části aparatury, bylo potřeba vhodně natočit vzorek, čímž se zvětšil úhel dopadu nového excitačního svazku na vzorek. Ten byl změřen jako $\alpha_{\text{dop}} = (6,7 \pm 0,5)^\circ$. Při záměně role excitačního a sondovacího svazku je ale potřeba uvážit, který ze svazků zpožďujeme vůči druhému. Bez záměny role je optická dráha sondovacího svazku konstantní, pohybem zpožďovací dráhy vpřed zkrátíme optickou dráhu excitačního svazku, takže Kerrův signál sondujeme až po dopadu excitačního svazku (viz Obr 7.1), zpoždění sondovacího svazku vůči excitačnímu má pak tedy kladnou hodnotu $\Delta t > 0$. Např. na Obr. 9.1 vidíme, že v měřeném 4 ns časovém okně sledujeme Kerrův signál převážně pro kladné zpoždění Δt . Situace se ale změní při výměně role excitačního a sondovacího svazku. Tentokrát totiž pohybem zpožďovací dráhy vpřed zkrátíme optickou dráhu nového sondovacího svazku, optická dráha nového excitačního svazku se tím ale nezmění. Takže potom detekujeme Kerrův signál ještě před dopadem nového excitačního pulzu, zpoždění má pak zápornou hodnotu $\Delta t < 0$. Časové okno, které lze takto měřit, je zrcadlově převráceno kolem $\Delta t = 0$ oproti běžnému časovému oknu bez výměny role svazků např. na Obr. 9.1, měřením pak převážně sledujeme oscilace KR těsně před dopadem nového excitačního pulzu.

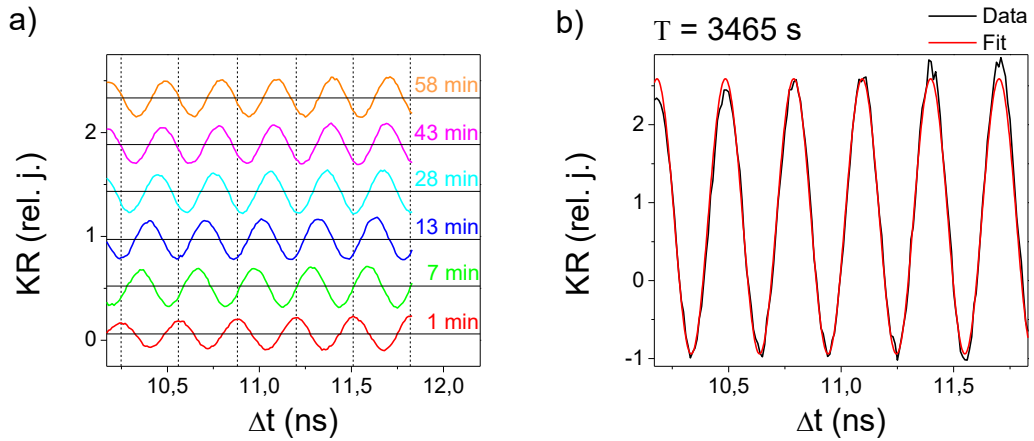
Měření probíhalo na vzorku K052#1, jež byl osvětlován v místě A a mezi kontakty (1) a (4) byl přikládán proud 50 μA . Vlnová délka laserového světla byla 815 nm s hustotou energie v excitačním pulzu 11 $\mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ a poměrem výkonů excitačního a sondovacího svazku 5:1. Teplota v kryostatu byla 10 K, bylo aplikováno vnější magnetické pole o velikosti 500 mT.

Při samotném měření nejdříve bylo potřeba nechat vzorek dostatečně dlouho osvětlovat excitačním svazkem jedné helicity, aby došlo k saturaci jaderného magnetického pole. Jakmile došlo k saturaci, byla změněna helicity excitačního svazku a od té doby byl po dobu 60 minut zaznamenáván signál oscilací KR. Okamžik začátku měření označíme jako $T = 0$, kde T má význam laboratorního času. Zpoždovací dráha vykonávala střídavě se měnící pohyb vpřed a vzad. Bylo získáno celkem 40 křivek oscilací KR – 20 pro směr dráhy vpřed a 20 pro směr vzad. Jestliže na těchto křivkách pozorujeme v průběhu 60 minut změnu frekvence oscilací, souvisí to se změnou (nabíjením) jaderného magnetického pole, protože externí magnetické pole je konstantní. Jednotlivé naměřené oscilace KR fitujeme funkcí

$$KR = A \cos(\omega \Delta t + \varphi_0) + y_0, \quad (9.3)$$

kde A je amplituda oscilací, kterou podobně jako v kapitole 9.1 aproximujeme konstantní hodnotou, ω je frekvence oscilací, φ_0 je počáteční fáze a y_0 je případná kompenzace v ose y . Frekvence ω se v rámci měření jedné křivky mění, ne však příliš výrazně, proto při fitování jedné křivky uvažujeme konstantní frekvenci ω a sledujeme spíše změnu frekvence mezi jednotlivými křivkami. Fitování proběhlo zvlášť pro křivky při pohybu zpoždovací dráhy vpřed a vzad, neboť při zpětném pohybu může dráha vykazovat mrtvý chod, takže by se lišila počáteční fáze při pohybu vpřed a vzad. Pro pohyb dráhy jedním směrem byla ale počáteční fáze φ_0 fixována pro všechny křivky sady a byly dovoleny pouze hodnoty blízké nulové fázi kompenzující mrtvý chod.

Na Obr. 9.4 a) je zobrazeno šest naměřených křivek v různých laboratorních časech T . Všechny křivky byly měřeny v určitém intervalu T s délkou 90 sekund, každé křivce byl ale přisouzen čas ve středu tohoto intervalu, např. jestliže první křivka byla měřena v intervalu $T = 0 - 90$ s, budeme se na ni odkazovat jako na křivku v $T = 45$ s. Na Obr. 9.4 b) je uveden také příklad fitu jedné z křivek podle vzorce (9.3).

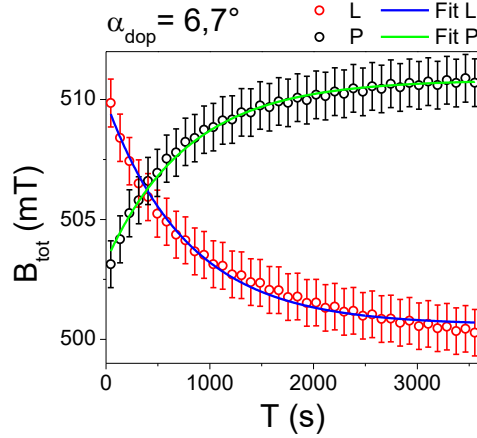


Obr. 9.4: Nabíjení jader. a) Šest naměřených křivek v různých laboratorních časech T pro L-polarizaci excitačního svazku b) Ukázka fitování podle vzorce (9.3) pro laboratorní čas $T = 3465$ s. Kvůli záměně role excitačního a sondovacího svazku pozorujeme oscilace KR v časovém okně těsně před dopadem nového excitačního pulzu (viz text).

Měřením a fitováním křivek oscilací tedy získáme závislost frekvence oscilací KR $\omega(T)$ na laboratorním čase T . Tato závislost byla získána pro obě helicity excitačního svazku. Magnetické pole $B_{tot}(T)$, kterému je v heterostruktuře vystaven studovaný podsystém elektronů v laboratorním čase T souvisí s frekvencí oscilací KR $\omega(T)$ vztahem

$$B_{tot}(T) = \frac{\hbar\omega(T)}{g\mu_B}. \quad (9.4)$$

Na Obr. 9.5 je zobrazena závislost magnetického pole $B_{tot}(T)$, jemuž je vystaven studovaný podsystém elektronů, na laboratorním čase T pro obě helicity excitačního svazku. Závislost byla získána dosazením závislosti frekvencí oscilací KR $\omega(T)$ do vztahu 9.4, kde jsme za g-faktor dosadili průměr hodnot zjištěných v kapitole 9.1 pro měření L a P polarizace s energií v pulzu $11 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$.



Obr. 9.5: Nabíjení spinů jader (body) a příslušné fity (čáry) pro úhel dopadu excitačního svazku na vzorek $\alpha_{\text{dop}} = (6,7 \pm 0,5)^\circ$.

V čase $T = 0$ potom, co jsme nechali osvětlovat vzorek dostatečně dlouho excitačním svazkem určité helicity, aby došlo k saturaci jaderného magnetického pole, měření začíná změnou helicity excitačního svazku. Změnou helicity zapříčiníme změnu směru průmětu spinové polarizace elektronů do vnějšího magnetického pole, avšak velikost průmětu se změnou polarizace nemění (viz Obr. 4.1). Jaderné spiny pak pro $T > 0$ začnou postupně od elektronů přebírat polarizaci ve směru tohoto průmětu a pro dostatečně dlouhé T opět dochází k saturaci, saturovaná jaderná magnetická pole při změně helicity excitačního svazku mají stejnou velikost, ale opačný směr. Velikost saturovaného jaderného pole označme $B_{\text{nukl}}^{\text{sat}}ur$. Výsledné magnetické pole $B_{\text{tot}}(T)$, jemuž je studovaný podsystem elektronů vystaven, je dáno součtem externího magnetického pole B_{ext} a jaderného pole $B_{\text{nukl}}(T)$, jež se vyvíjí s laboratorním časem T a může nabývat hodnot pouze z intervalu $\pm B_{\text{nukl}}^{\text{sat}}ur$. Pohledem na Obr. 9.5 můžeme předpokládat, že dynamika nabíjení jader, resp. $B_{\text{nukl}}(T)$ má exponenciální průběh. Celkové magnetické pole $B_{\text{tot}}(T)$ pak můžeme napsat jako

$$B_{\text{tot}}^{\pm}(T) = B_{\text{ext}} + B_{\text{nukl}}^{\pm}(T) = B_{\text{ext}} \pm B_{\text{nukl}}^{\text{sat}}ur \left(1 - 2e^{-\frac{T+T_0^{\pm}}{\tau}} \right), \quad (9.5)$$

kde symboly $+$, $-$ značí helicitu excitačního svazku při $T > 0$ a τ představuje poločas nabíjení jader související s tím, jak rychle dochází k předávání spinových momentů od elektronů k jádrům, tedy se silou hyperjemné interakce, proto τ nezávisí na helicitě excitačního svazku. Jak již bylo zmíněno výše, před měřením je potřeba

saturovat jaderné magnetické pole, protože však proces nabíjení jader probíhá na dlouhých časových škálách (v řádech desítek minut až hodin), nemuselo být před měřením dosaženo úplné saturace. To zohledňuje ve vztahu 9.5 parametr T_0^\pm , určující, jak dlouho bychom museli před měřením ještě čekat, aby se jaderné pole zcela saturevalo, pro měření s opačnými helicitami se tedy může tento parametr lišit.

Na Obr. 9.5 jsou tučnými čarami vyznačeny fity závislosti B_{tot} na T podle vzorce 9.5 pro obě helicity excitačního svazku. Ve vztahu 9.5 vystupují celkem 4 fitovací parametry, 3 parametry (B_{ext} , $B_{\text{nukl}}^{\text{sat}}$ a τ) jsou však společné pro obě helicity. Proto byl proveden globální fit, kde pro obě helicity excitačního svazku tyto parametry byly sdíleny. Výsledné parametry fitů pro obě helicity jsou uvedeny v Tab. 9.2. Vidíme zde, že hodnota externího magnetického pole vyšla $B_{\text{ext}} = 505,7 \text{ mT}$, přestože jsme na elektromagnetu při měření nastavili hodnotu „500 mT“. Tento nesoulad je zřejmě opět, stejně jako v kapitole 9.1, způsoben nehomogenitou magnetického pole uvnitř elektromagnetu (viz [18]), nastavená hodnota odpovídá magnetickému poli v místě, kde byla provedena kalibrace elektromagnetu. V kapitole 9.1 vyšla hodnota externího magnetického pole jako $B_{\text{ext}} = 504,3 \text{ mT}$. Výše uvedené hodnoty externího magnetického pole odpovídají magnetickému poli v poloze průsečíku ohnisek svazků, protože průsečík ohnisek nebyl v průběhu měření této práce měněn, jsou získané hodnoty externího magnetického pole v této kapitole a kapitole 9.1 srovnatelné bez ohledu na úhel dopadu excitačního svazku na vzorek. V poloze průsečíků svazků je tedy při nastavení hodnoty „500 mT“ na elektromagnetu magnetické pole o velikosti $(505 \pm 1) \text{ mT}$. V Tab. 9.2 jsou dále uvedeny hodnoty parametru T_0^\pm získané fitováním pro obě helicity excitačního svazku. Ze získaných hodnot tohoto parametru je patrné, že před měřením s L-polarizovaným excitačním svazkem bylo jaderné magnetické pole satureováno lépe než před měřením s P-polarizovaným excitačním svazkem. To lze vysvětlit tím, že před měřením s L-polarizovaným excitačním svazkem, jež bylo prováděno jako první v pořadí, probíhala saturace jaderného magnetického pole během přípravy experimentu trvající přibližně 2 hodiny. Poté proběhlo hodinové měření křivek, které bylo využito k saturaci jaderného pole před měřením s P-polarizovaným excitačním svazkem (to tedy proběhlo jako druhé v pořadí). Doba, po kterou se jaderné pole saturevalo, byla tedy menší než v případě měření s L-polarizovaným excitačním svazkem, jaderné pole se tudíž v tomto případě saturevalo méně dokonale

než před měřením s L-polarizovaným excitačním svazkem, což koresponduje s hodnotami T_0^\pm v Tab. 9.2.

		B_{ext} (mT)	$B_{\text{nukl}}^{\text{sat}}(\text{mT})$	T_0^\pm (s)	τ (s)	$ \vec{S} $ (%)
$\alpha_{\text{dop}} = 6,7^\circ$	L	$505,7 \pm 0,5$	$5,1 \pm 0,5$	73 ± 5	786 ± 20	10 ± 5
	P			237 ± 12		

Tab. 9.2: Shrnutí získaných hodnot $B_{\text{nukl}}^{\pm, \text{sat}}$, $B_{\text{nukl}}^{\text{sat}}$, A^\pm , τ_\pm a také spočítané hodnoty spinové polarizace elektronů podle vzorce (4.1) pro $f = 0,05$.

V Tab. 9.2 je uvedena také spočítaná hodnota spinové polarizace elektronů podle vzorce (4.1). Protože $\langle \vec{S} \rangle$ je průmět injektované spinové polarizace \vec{S} do precesní osy, resp. do směru vnějšího magnetického pole \vec{B}_{ext} , platí $|\langle \vec{S} \rangle| = |\vec{S}| \cos \gamma$, kde γ je úhel mezi vektory \vec{S} a \vec{B}_{ext} ($\gamma = 90^\circ - \alpha_{\text{dop}}$). Faktor f ve vztahu (4.1) zohledňuje vliv mechanismů ztráty spinové polarizace jader, vyjadřuje míru zisku spinové polarizace jader od elektronů vůči ztrátě polarizace jaderných momentů kvůli rozptylovým mechanismům. Faktor $f \rightarrow 1$, jsou-li rozptylové mechanismy jaderných spinů potlačeny, pokud naopak rozptylové mechanismy převládají nad injekcí polarizace od spinů elektronů, pak $f \rightarrow 0$. Faktor f závisí na použitém materiálu, na teplotě, koncentraci nošičů a mnoha dalších parametrech. V [19] byl proveden odhad f pro stejnou heterostrukturu, jakou se zabýváme v rámci této práce. Odhad byl proveden na základě srovnání s publikovanými výsledky f pro jiné materiálové systémy, které měly odlišnou dynamiku nabíjení jader, odlišnou koncentraci nosičů a byly měřeny při jiné teplotě. Práce [19] odhaduje, že f leží v rozmezí hodnot $0,01 - 0,1$. V Tab. 9.2 počítáme s hodnotou $f = 0,05$, jakožto průměrem mezi dvěma extrémními hodnotami. Vidíme, že velikost spinové polarizace elektronů $|\vec{S}|$ nám pak podle (4.1) vyšla asi 10 %. Přesto, že se jedná o poměrně účinnou injekci spinové polarizace, pomocí optické orientace bychom měli být schopni do zkoumaného podsystemu elektronů poblíž potenciálové bariéry heterostuktury (viz kapitola 6) injektovat teoreticky spinovou polarizaci až 50 % (viz kapitola 1.3.3). Důvod, proč se tomu tak neděje, by mohl opět spočívat v tom, že nárazem silného excitačního pulzu vyvedeme studovaný podsystem z rovnováhy (viz diskuze v kapitole 8.2), během nerovnovážného stavu pak část injektované spinové polarizace rychle vyhasne, spinová polarizace v podsystemu po návratu k rovnováze tedy nemůže dosahovat

teoretických hodnot. Toto vysvětlení podporuje i pozorování z kapitoly 8.2, kde jsme viděli, že nový excitační pulz utlumí spinovou polarizaci injektovanou přecházejícím excitačním pulzem.

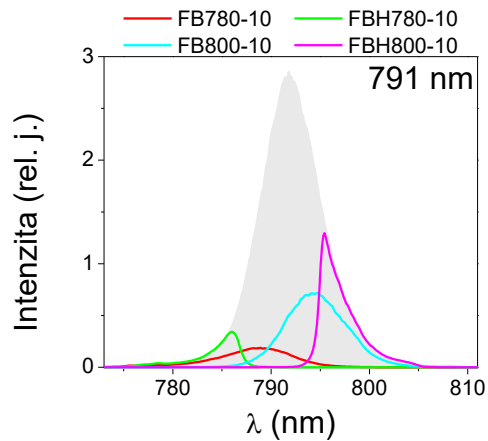
10. Metoda excitace a sondování se spektrální filtrací

V kapitole 7 byla popsána metoda excitace a sondování a to v uspořádání jak lokálním, tak i nelokálním. V obou případech pro citlivou detekci intenzitně modulujeme (tzv. chopujeme) silný excitační svazek, přičemž ale detekujeme magnetooptickou odezvu prostřednictvím slabého sondovacího svazku po odrazu od vzorku. Děje, které registrujeme pomocí tohoto sondovacího svazku, jsou modulovány stejnou frekvencí jako excitační svazek, který tyto děje způsobuje. Detektory optického můstku, který analyzuje signál ze sondovacího svazku, jsou potom připojeny k fázově citlivým zesilovačům zesilujícím signál, jenž je modulován na stejné frekvenci jako excitační svazek. Sondovací signál je obvykle slabý, a pokud by se nám do detekce dostal silný excitační svazek, okamžitě bude zesílen a náš slabý sondovací signál ztratíme v šumu. Excitační svazek přitom nemusí vstupovat do detekce přímo, dokonce i částečné odrazy excitačního svazku od ploch a okolních komponent směřující do detekce zvyšují šum měřeného signálu. U lokálního experimentu (viz Obr. 7.1) lze využít toho, že excitační a sondovací svazky na vzorek vstupují pod různým úhlem, takže excitační svazek sám o sobě přímo nevstupuje do detekce, jeho částečné odrazy od komponent v laboratoři lze odstranit účinně pomocí clonek, které vymezí jakýsi úzký prostorový válec, jímž projde pouze světlo ve směru sondovacího svazku, světlo v ostatních směrech šíření (např. od odrazů) se na něm zachytí. U nelokálního experimentu je ale situace jiná (viz Obr. 7.2), excitační a sondovací svazek vstupují na vzorek pod téměř stejným úhlem, odrážejí se od vzorku a společně procházejí do detekční části aparatury. Kvůli tomu, že jsou oba svazky téměř kolineární, nelze excitační svazek z detekce oddělit prostorově pomocí clonek. Je to však možné vhodnou volbou spektrálních filtrů. V následující kapitole se budeme snažit najít vhodné kombinace filtrů řešící problém odstranění excitačního svazku z detekce u nelokální části experimentu excitace a sondování. Následně využijeme nalezené kombinace k proměření magnetooptického spektra našeho vzorku.

10.1. Hledání vhodných kombinací spektrálních filtrů

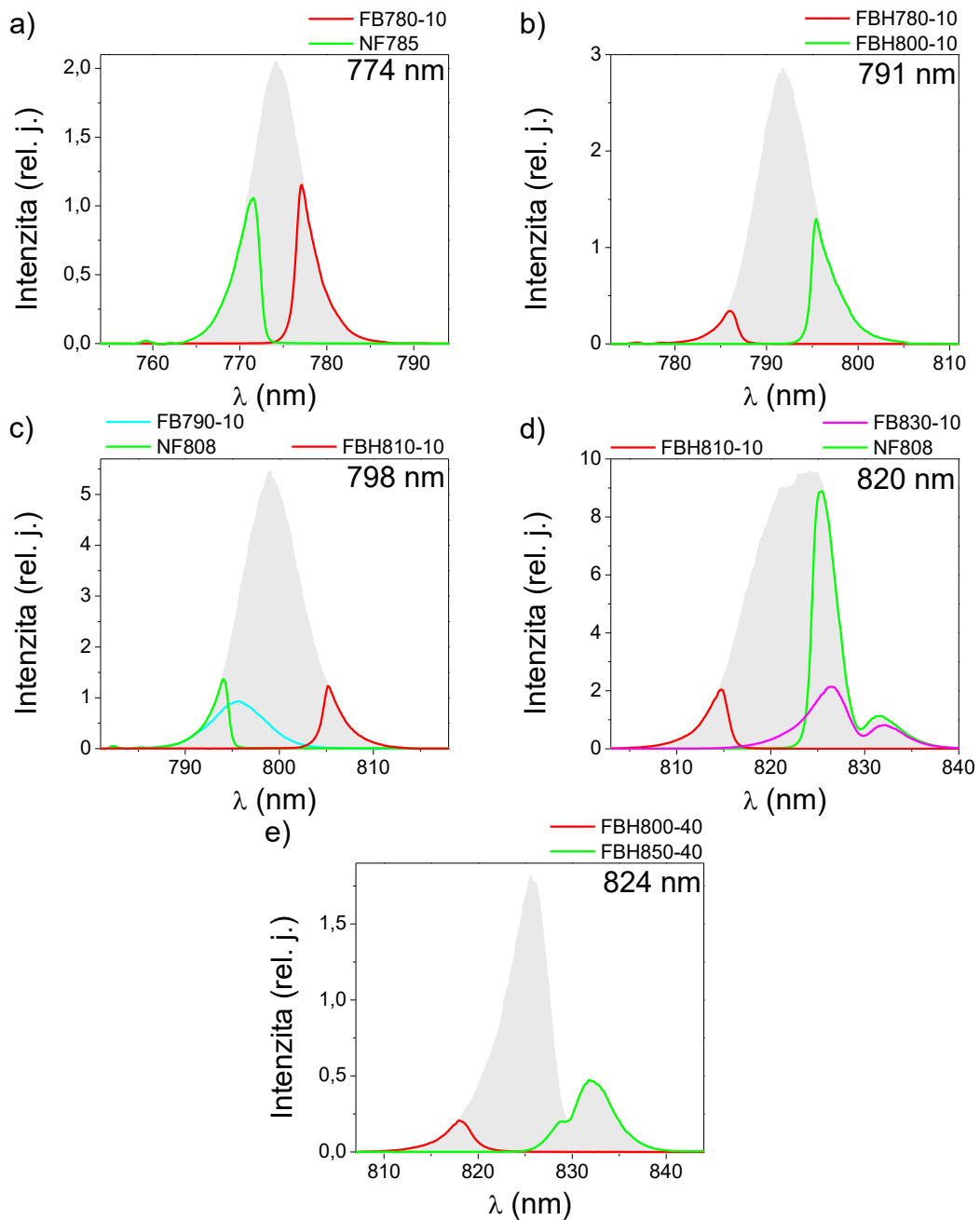
Na Obr. 7.2 vidíme, že součástí aparatury mohou být tři spektrální filtry - f_{pump} , f_{probe} a $f_{\text{můstek}}$. Použitý laserový svazek má ve spektru Gaussovský profil s pološířkou přibližně 10 nm. Naše úloha spočívá v nalezení dostatečně spektrálně disjunktní kombinace filtrů f_{pump} a $f_{\text{můstek}}$. Filtr f_{pump} vyfiltruje z relativně spektrálně širokého laserového svazku spektrálně užší část, která excituje vzorek a jakmile se dostane k detekční části experimentu, filtr $f_{\text{můstek}}$ tuto excitační složku odstraní a propustí jen tu část spektra, nesouvisející s excitací. Filtr f_{probe} slouží k předfiltrování sondovacího pulzu, ideálně by měl být totožný s filtrem $f_{\text{můstek}}$. My se v následujícím zaměříme hlavně na hledání spektrálně disjunktních kombinací f_{pump} a $f_{\text{můstek}}$ klíčových pro správnou funkčnost filtrace.

K nalezení spektrálně disjunktních kombinací filtrů bylo potřeba proměřit spektra různých filtrů a z nich pak najít vhodné kombinace. To bylo provedeno pomocí spektrometru od firmy Andor, kde jako zdroj světla byl použit laserový svazek námi používaného laserového systému na pěti různých centrálních vlnových délkách. Měření byly převážně pásmové filtry (bandpass filtry) od firmy Thorlabs. Jejich kódové označení se skládá z písmen FB signalizující, že se jedná o pásmový filtr, případně může, ale nemusí následovat písmeno H, které značí prémiové filtry s ostřejší náběžnou hranou, trojmístné číslo určuje centrální vlnovou délku filtru a číslo za pomlčkou udává pološířku spektra filtru. Na Obr.10.1 je ukázka měření pro centrální vlnovou délku laseru 791 nm. Původní spektrum laseru je zde zobrazeno šedou barvou, barevně jsou pak zobrazeny měřená spektra po průchodu jednotlivými filtry. Jde vidět, že ne všechny kombinace filtrů jsou dostatečně spektrálně disjunktní. Naopak např. kombinace filtrů FBH780-10 a FBH800-10 je od sebe výborně spektrálně oddělena.



Obr. 10.1: Ukázka měření propuštěných spekter filtry pro centrální vlnovou délku laserového paprsku 791 nm. Šedě je zobrazeno spektrum laserového svazku, barevnými čarami spektra laserových svazků propuštěných jednotlivými filtry.

Obdobné měření jako na Obr. 10.1 bylo provedeno i pro vlnové délky 774 nm, 798 nm, 820 nm, 824 nm. Na základě těchto měření byly nalezeny spektrálně disjunktní kombinace filtrů, které jsou zobrazeny na Obr. 10.2. V Tab. 10.1 jsou pro tyto kombinace uvedeny vlnové délky v maximum λ_{\max} spekter pro jednotlivé filtry a poměr celkové intenzity I , kterou propouští filtr, a intenzity původního spektra laseru I_0 .



Obr. 10.2: Spektra propuštěná nalezenými spektrálně disjunktními kombinacemi filtrů. Šedě je zobrazeno původní spektrum laserového svazku s centrální vlnovou délkou a) 774 nm, b) 791 nm, c) 798 nm, d) 820 nm, e) 824 nm.

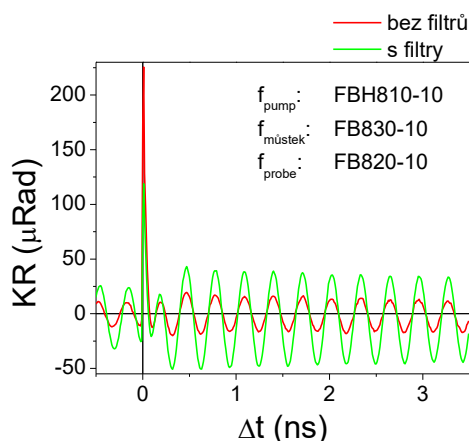
Centrální vlnová délka laseru	Příslušející graf na Obr. 10.2	Filtr	λ_{\max} (nm)	$\frac{I}{I_0}$ (%)
774 nm	a)	FB780-10	777,1	24,6
		NF785	771,5	25,3
791 nm	b)	FBH780-10	786,0	5,9
		FBH800-10	795,4	19,8
798 nm	c)	NF808	794,0	8,8
		FBH810-10	805,2	9,7
	c)	FB790-10	795,1	15,3
		FBH810-10	805,2	9,7
820 nm	d)	FBH810-10	814,8	7,3
		NF808	825,5	31,2
	d)	FBH810-10	814,8	7,3
		FB830-10	825,9	14,3
824 nm	e)	FBH800-40	818,0	6,4
		FBH850-40	831,8	20,9

Tab. 10.1: Shrnutí vlnových délek v maximu λ_{\max} spekter propuštěných pro jednotlivé filtry a poměr celkové intenzity I , kterou propouští filtr, a intenzity původního spektra laseru I_0 .

Na Obr. 10.2 d), e) můžeme vidět, že spektrum laserového svazku pro 820 nm a 824 nm nemá Gaussovský průběh, v profilu spektra se vyskytuje spektrální díra kolem 830 nm. Toto chování však bylo pozorováno při opakovaných měřeních a dále ho budeme akceptovat jako vlastnost našeho laserového systému.

Nalezené spektrální kombinace bylo potřeba otestovat při skutečném měření pomocí metody excitace a sondování. Funkčnost není samozřejmá, dříve byly za stejným účelem testovány interferenční hranové filtry, ovšem ukázalo se, že při měření s metodou excitace a sondování vznikají problémy, zabraňující jejich nasazení při experimentech. V našem případě byly otestovány nalezené kombinace na měření oscilací KR metodou excitace a sondování v lokálním uspořádání na vzorku K051#2 s přiloženým proudem 1 μA mezi kontakty (1) a (4). Vzorek byl chlazen v kryostatu na teplotu 10 K a byl vystaven vnějšímu magnetickému poli 500 mT, intenzita excitačního svazku činila 5 mW, sondovací svazek měl intenzitu 0,5 mW. Otestovány byly všechny nalezené kombinace kromě kombinace na Obr. 10.2 e), kde by byla vlnová délka excitačního svazku příliš dlouhá na to, aby mohly být ve vzorku generovány spinově polarizované nosiče přes zakázaný pás (mezní vlnová délka je

816 nm). Příklad měření s kombinací f_{pump} : FBH810-10, $f_{\text{mústek}}$: FB830-10 s předfiltrováním sondovacího svazku pomocí f_{probe} : FB820-10 je na Obr. 10.3, kde je srovnání s měřením bez použití filtrů. Se všemi testovanými kombinacemi bylo bez potíží možno měřit pomocí metody excitace a sondování.

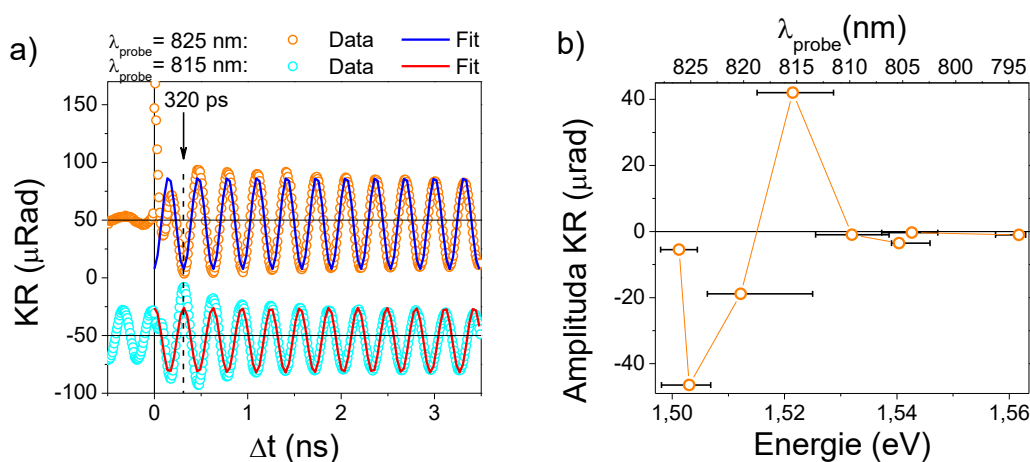


Obr. 10.3: Měření Kerrových oscilací pomocí metody excitace a sondování bez použití filtrů (červeně), resp. s použitím filtrů f_{pump} : FBH810-10, $f_{\text{mústek}}$: FB830-10, f_{probe} : FB820-10 (zeleně). Měření probíhalo s P-polarizovaným excitačním svazkem.

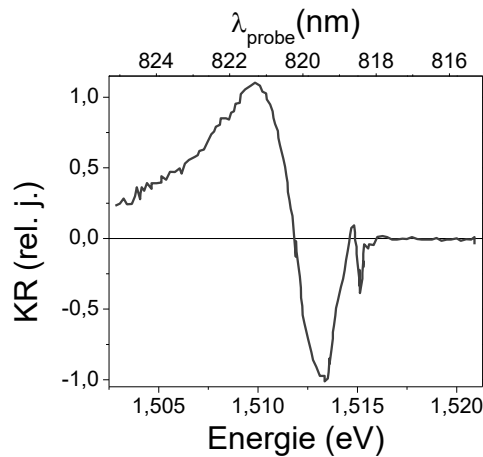
10.2. Magnetooptické spektrum

Kromě odfiltrování excitačního svazku z detekce metody excitace a sondování mohou být nalezené kombinace spektrálně disjunktních filtrů použity ke změření magnetooptického spektra (viz kapitola 2.3) našeho vzorku. Použitím filtrů totiž můžeme docílit toho, že se budou mírně lišit vlnové délky excitačního a sondovacího svazku a vznikne tak kvazi-nedegenerovaný experiment. Máme-li dostatečný počet vhodných kombinací filtrů, které navíc splňují, že excitační svazek má dostatečně krátkou vlnovou délku, aby mohl přes zakázaný pás vygenerovat spinově polarizované nosiče, můžeme sledovat, jak závisejí měřené oscilace KR na různých vlnových délkách sondovacího svazku. Sledováním amplitudy oscilací KR, která souvisí kromě velikosti spinové polarizace měřeného elektronového podsystemu také s velikostí magneto-optického koeficientu, pak můžeme zkonstruovat magnetooptické spektrum elektronů v příslušné heterostruktuře. Naměřili jsme tedy křivky oscilací KR pro několik různých spektrálně disjunktních kombinací filtrů. Ty

se lišily vlnovou délkou λ_{probe} sondovacího svazku. Příklad je zobrazen na Obr. 10.4 a), kde jsou oscilace pro $\lambda_{\text{probe}} = 825 \text{ nm}$ a $\lambda_{\text{probe}} = 815 \text{ nm}$ pro P-polarizaci excitačního svazku. Je zde vidět, že přestože použité helicity excitačního svazku jsou stejné, signály křivek mají opačnou fázi, což je způsobeno právě vlastnostmi magnetooptického spektra. Ze všech měřených křivek jsme odečetli hodnotu amplitudy KR pro $\Delta t = 320 \text{ ps}$. Získané magnetooptické spektrum je zobrazeno na Obr. 10.4 b), kde dolní x-ová osa vyjadřuje energii sondovacích fotonů a horní x-ová osa má význam vlnové délky sondovacího svazku. Magnetooptické spektrum je nejednoznačné ve znaménku, změna znaménka by odpovídala pouze odečítání hodnoty amplitudy KR o půlperiodu dále od $\Delta t = 320 \text{ ps}$ nebo změně helicity excitačního svazku. Z Obr. 10.2 je zřejmé, že spektra použitých sondovacích svazků nejsou symetrická, proto jsou na Obr. 10.4 zobrazeny nesymetrické chybové úsečky dané x-ovou hodnotou při 50 % maxima intenzity.



Obr. 10.4: a) Měření křivek Kerrových oscilací pro dvě různé vlnové délky sondovacího svazku. Obě křivky jsou měřeny při P-polarizaci excitačního svazku o vlnové délce 815 nm, přesto mají opačné fáze. Amplitudy odečítáme pro $\Delta t = 320 \text{ ps}$ (tento bod je vyznačen šipkou a přerušovanou čarou) b) Magnetooptické spektrum vzorku K051#2. Chybové úsečky jsou dány x-ovou hodnotou při 50 % maxima intenzity. Body značí vlnovou délku sondovacího svazku v maximu propuštěné intenzity daným filtrem. Centrální vlnové délky excitačního svazku použité při měření jednotlivých bodů zleva: 815 nm; 815 nm; 820 nm; 815 nm; 797 nm; 794 nm; 813 nm; 805 nm. Dolní x-ová osa vyjadřuje energii sondovacích fotonů a horní x-ová osa má význam vlnové délky sondovacího svazku.



Obr. 10.5: Podrobně změřené magnetooptické spektrum vzorku GaAs z článku [20].

Nyní se pokusíme srovnat námi získané magnetooptické spektrum na Obr. 10.4 b) s podrobně změřeným spektrem vzorku GaAs z [20], které je zobrazeno na Obr. 10.5. Tato spektra se liší ve znaménku magnetooptického signálu (dále jako MO signál), což je však pouze záležitostí konvence a tudíž tento rozdíl nehraje žádnou roli (viz výše). Dle [20] je MO signál pro velké energie sondovacích fotonů (krátké vlnové délky sondovacího svazku) téměř nulový, čemuž odpovídají i námi naměřená data v této oblasti. Na Obr. 10.5 vidíme, že se MO signál začne vyvíjet, jakmile se dostaneme se sondováním pod absorpční hranu 1,52 eV (816 nm). V této oblasti se snižující se energií velikost MO signálu prudce vzroste, následně prudce poklesne, překmitne přes nulu, opět naroste a pozvolně klesá k nule. Námi naměřený bod při $\lambda_{\text{probe}} = 815 \text{ nm}$ z Obr. 10.4 b) příliš nesouhlasí s odpovídající hodnotou MO signálu spektra z Obr. 10.5, musíme si však uvědomit, že poloha bodu odpovídá vlnové délce sondovacího svazku v maximu propuštěné intenzity filtrem v sondování, ovšem jak vidíme z chybových úseček pro $\lambda_{\text{probe}} = 815 \text{ nm}$, spektrum propuštěné intenzity sondovacím filtrem je poměrně široké a zasahuje i do oblasti, kde má velikost MO signálu na Obr. 10.5 vysokou hodnotu, tato minoritní část propuštěné intenzity sondovacím filtrem pak může silně přispívat k naměřené hodnotě MO signálu při $\lambda_{\text{probe}} = 815 \text{ nm}$. Co je však důležité, na námi změřeném spektru pozorujeme překmit přes nulu v souladu se spektrem z [20] následovaný vzrůstem k maximu signálu KR a poté opětovným poklesem. Lze tedy říct, že námi naměřené magnetooptické spektrum charakterem poměrně dobře odpovídá spektru na Obr. 10.5, pokud vezmeme v úvahu šířku intenzitního spektra sondovacího svazku propuštěného filtrem. Z našeho měření na Obr. 10.4 b) můžeme odhadnout

místo překmitu jako (820 ± 5) nm (poloha mezi naměřeným maximem a minimem signálu KR), přičemž na Obr. 10.5 tomuto odpovídá přibližně vlnová délka 821 nm. Podobně, šířka oblasti, kde dochází k vývoji velikosti MO signálu, odpovídá z Obr. 10.5 přibližně 10 nm, z námi měřených dat na Obr. 10.4 b) šířku této oblasti můžeme odhadnout přibližně na 16 nm.

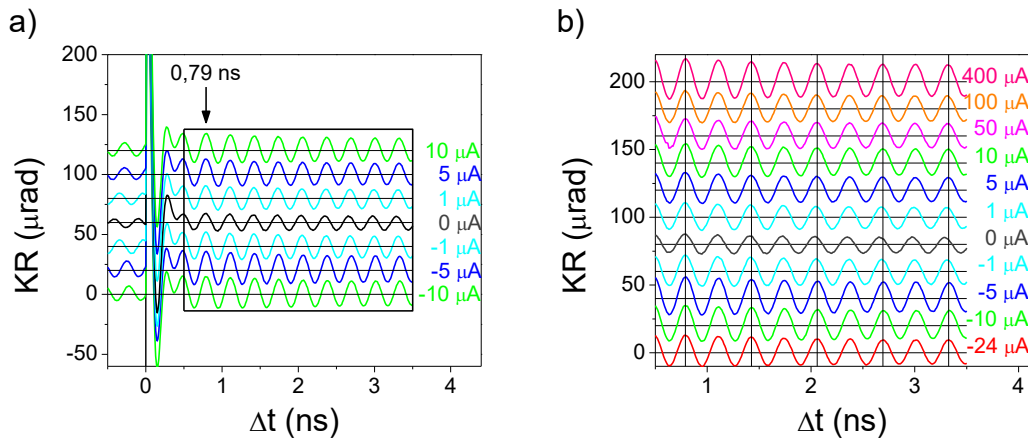
11. Studium vlivu přikládaného proudu na vzorky

V předchozích kapitolách byla pomocí metody excitace a sondování při nejrůznějších experimentálních podmínkách prováděna měření oscilací KR, jejichž fyzikální podstata spočívá v precesi injektované spinové polarizace v magnetickém poli. Při všech těchto měřeních byl na vzorek přikládán elektrický proud, zatím však nebyl diskutován jeho účel. Ukázalo se, že přiložením proudu na vzorek dochází k navýšení měřeného signálu. V této kapitole se pokusíme pochopit tuto skutečnost zkoumáním závislosti oscilací KR na velikosti a směru přikládaného proudu na vzorek.

Většina měření uvedená v předchozích kapitolách byla provedena na vzorku K051#2. Na něj byl mezi kontakty (1) a (4) přikládán elektrický proud, oscilace KR byly měřeny v místě A, kudy proud protékal směrem rovnoběžným s aplikovaným magnetickým polem odpovídající horizontálnímu směru na Obr. 6.2 a). Jestliže však chceme zjišťovat závislost oscilací KR na směru proudu protékajícím vzorkem, měření na K051#2 není ideální volbou. Přiložení proudového zdroje na kontakty (6) a (2) nám totiž při měření oscilací KR v místě B nezajistí dobře definované vertikální protékání proudu vzorkem (viz Obr. 6.2 a)). Lépe definovaného vertikálního protékání by bylo možno docílit měřením oscilací KR, na místo v poloze B, v oblasti kanálu Hallovského kříže. Podobně by bylo možné zajistit dobře diagonální směr protékání proudu přiložením proudového zdroje mezi kontakty (6) a (3) nebo (5) a (2) při měření oscilací ve středu kanálu Hallovského kříže. Napolohovat svazky do oblasti kanálu Hallovského kříže by však bylo problematické, neboť jeho šířka (desítky μm) byla porovnatelná s rozměrem svazků. Z těchto důvodů bylo výhodnější provést měření na vzorku K052#1, kde vhodnou volbou dvojice kontaktů (1) až (4) a místa měření oscilací KR A až E na spojnici dané dvojice kontaktů lze dosáhnout horizontálního (např. mezi (2) – (4) v C), vertikálního (např. mezi (2) – (1) v B) a diagonálního (mezi (2) – (3) a (1) – (4) v A) protékání proudu vzorkem vůči Obr. 6.2 b). Při tom předpokládáme, že je vzorek homogenní a můžeme tak srovnávat měření oscilací KR v různých místech vzorku. Navíc předpokládáme, že

závěry provedené na základě měření na vzorku K052#1 můžeme aplikovat i na vzorek K051#2, tedy že odlišnost ve výšce potenciálových bariér heterostruktur vzorků nezpůsobí zásadní rozdíl v charakteru závislostí oscilací KR na směru a velikosti protékajícího proudu.

Všechna měření v této kapitole byla tedy prováděna na vzorku K052#1 metodou excitace a sondování se svazky o vlnové délce 815 nm, excitační svazek byl levotočivě kruhově polarizován s energií v pulzu $11 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$, poměr výkonů excitačního a sondovacího svazku byl volen jako 5:1. Teplota v kryostatu byla udržována na 10 K, v rovině vzorku bylo aplikováno magnetické pole o velikosti 0,5 T. Na Obr. 11.1 je uvedena závislost oscilací KR v místě A na velikosti přikládání proudu mezi kontakty (1) – (4). Vidíme zde, že amplituda oscilací KR (související s velikostí spinové polarizace měřeného souboru elektronů heterostruktury) je nejmenší, pokud na vzorek proud nepřikládáme, se zvětšujícím se přikládaným proudem s kladnou polaritou se zvětšují i amplitudy příslušejících oscilací, při přiložení proudu se zápornou polaritou amplitudy také vzrostou, největší hodnoty je ale dosaženo při proudu $-5 \mu\text{m}$. Pokud jde o frekvence oscilací KR, související s g-faktorem měřeného souboru elektronů heterostruktury (viz předchozí kapitoly), vidíme, že bez přiložení proudu je frekvence nejvyšší, při přiložení proudu frekvence oscilací nepatrně klesne a od $\pm 5 \mu\text{A}$ se už se zvětšující se hodnotou přiloženého proudu prakticky nevyvíjí. Jako příčina nárůstu frekvence oscilací při přiložení proudu se nabízí vliv Jouleova tepla generovaného protékajícím proudem. Pokud by tomu však bylo, dodané Jouleovské teplo a tedy i teplota by měla růst s kvadrátem přikládání proudu, podle [17] závisí g-faktor na teplotě přibližně lineárně (v oblasti nízkých teplot), celkově by tedy g-faktor měl záviset na druhé mocnině přikládání proudu. To však nepozorujeme, změnu hodnoty g-faktoru pozorujeme jen při přiložení nenulového proudu, dále se s proudem g-faktor nevyvíjí. Navíc, pozorovaná změna hodnoty g-faktoru by podle [17] odpovídala změně teploty o 40 K. Aplikované proudy, resp. proudové hustoty však byly příliš malé, aby mohly způsobit takto velký nárůst teploty. Navíc z předchozích měření [16] provedených na stejných heterostrukturách víme, že teplota na vzorku zůstává na hodnotě přibližně 10 K i při přikládání proudu. Zdá se tedy, že vysvětlení změny g-faktoru popsané výše zřejmě nespočívá v generaci Jouleova tepla.



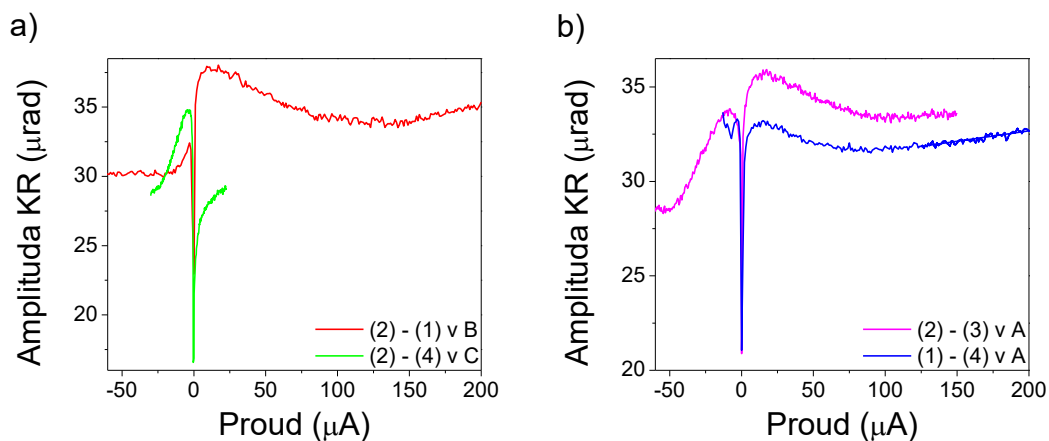
Obr. 11.1: a) Závislost oscilací KR v místě A na velikosti přikládáného proudu mezi kontakty (1) – (4) pro vzorek K052#1. Z důvodu přehlednosti byly křivky oscilací KR pro některé hodnoty proudů vynechány. b) Detail závislostí vyznačený v a) černým obdélníkem.

Z Obr. 11.1 je patrné, že se s velikostí přikládáného proudu vyvíjí spíše amplituda oscilací KR, zatímco frekvence oscilací se prakticky nemění. Z tohoto důvodu je vhodnější, namísto měření úplných dynamik oscilací KR, měřit podrobnou závislost amplitud oscilací KR (tj. měření hodnot KR při vhodném pevném zpoždění Δt) na přikládáném proudu. Takové závislosti budeme dále označovat jako proudové skeny. Na Obr. 11.2 jsou uvedeny proudové skeny při $\Delta t = 0,79$ ns pro různé směry přikládáného proudu, v a) pro vertikální a horizontální směr, v b) pro diagonální směry. Tyto závislosti vykazují pro libovolný směr přikládáného proudu podobný charakter – přiložením i velmi malého proudu dojde k prudkému zvýšení signálu oproti situaci bez přiloženého proudu, zvětšováním velikosti proudu pro obě polaritý dosáhne signál lokálních maxim, poté dojde k poklesu signálu a od určité hodnoty proudu opět signál pozvolna roste. Měření proudových skenů pro různé směry přikládáného proudu nám umožňuje prozkoumat vliv jevů závislých na krystalografické orientaci vzorku. Takovým jevem může být např. přítomnost spin-orbitálního magnetického pole $\vec{B}(\vec{k})$ závislého na \vec{k} -vektoru elektronu, jehož směr závisí na směru toku elektronů vzorkem, tedy \vec{k} závisí na směru a velikosti protékajícího proudu. Přítomnost tohoto efektivního spin-orbitálního magnetického pole přispívá k externímu magnetickému poli, způsobovala by však spíše závislost frekvence oscilací na směru přikládáného proudu. My jsme však pozorovali vývoj amplitudy oscilací KR v závislosti na velikosti proudu. Přítomnost spin-orbitálních \vec{k} -

závislých magnetických polí tedy zřejmě nebude hlavní příčinou zlepšení měřeného signálu (tedy zvětšení spinové polarizace) při přiložení proudu na vzorek.

Jak víme z kapitoly 6, kvůli povrchovým stavům GaAs, poruchovým stavům v objemu a na rozhraní s bariérou vzniká v heterostruktuře vnitřní elektrické pole, které separuje elektrony od děr, které byly injektovány opticky, a zabraňuje tak jejich rekombinaci. Vnitřní elektrické pole je v heterostruktuře rozloženo tak, že v jeho důsledku dochází k akumulaci elektronů v blízkosti bariéry a tvoří zde elektronový podsystem s dlouhou dobou života. Velikost a rozložení vnitřního elektrického pole je dáno okrajovými podmínkami, např. prostorovým rozložením poruch nebo rozložením koncentrace elektronů ve vodivostním pásu závislejících na vnějších podmínkách (např. na teplotě, optické generaci atd.). V souladu s okrajovými podmínkami se self-konzistentně utváří elektronový podsystem lokalizovaný v blízkosti bariéry, jehož šířka a kapacita však nemusí být homogenní v celé heterostruktuře. Pokusme se nyní na základě této představy vysvětlit jevy na Obr. 11.2. Je možné, že přikládání proudu na vzorek zásadně přispívá změně okrajových podmínek. Při přiložení i malého proudu na vzorek pak dojde k určité homogenizaci okrajových podmínek a tedy i vnitřního elektrického pole. To může vést k tomu, že kapacita homogenizovaného podsystemu elektronů zásadně vzroste, čímž vzroste i spinová polarizace, kterou je možné do systému injektovat.

Je potřeba zdůraznit, že výše uvedené poznatky jsou spíše určité návrhy hypotéz, které by mohly vysvětlovat chování heterostuktury při přikládání proudu. Proto, aby bylo možno učinit ucelené závěry o tomto chování, bylo by potřeba zkoumat vliv přikládaného proudu na studovaný podsystem elektronů mnohem podrobněji, neboť jevy, které se zde mohou uplatňovat, jsou složité a komplexní. To ale není předmětem této práce, cílem této kapitoly bylo spíše učinit určitý první vhled na chování zkoumaného systému při přikládání proudu.



Obr. 11.2: Proudové skeny při zpoždění $\Delta t = 0,79$ ns pro různé směry přikládaného proudu, v a) pro vertikální (červeně: (2) – (1) v místě B) a horizontální směr (zeleně: (2) – (4) v místě C), v b) pro diagonální směry (v místě A purpurově: (2) – (3), modře: (1) – (4)).

Shrnutí výsledků a závěr

Tato diplomová práce přímo navazuje na měření publikovaná v nedávné době v časopise Scientific Reports [16]. V článku [16] bylo zjištěno, že námi zkoumaná heterostruktura vykazovala dlouhé spinové doby rozfázování. V kapitole 8 jsme na tato měření navázali a dlouhé spinové doby rozfázování heterostruktury jsme dále zkoumali pomocí vydělovače pulzů a následně metodou rezonančního spinového zesílení. Kapitola 8.1 ukázala, že při měření s vydělovačem pulzů musíme vzít v úvahu případný vliv parazitních pulzů, tedy pulzů, které prochází na původní opakovací frekvenci laseru vlivem nedokonalého vydělování. Jestliže vliv parazitních pulzů nebudeme uvažovat, můžeme snadno nabýt mylného dojmu, že spinové doby rozfázování jsou extrémně dlouhé. V kapitole 8.2 byla aplikována metoda rezonančního spinového zesílení, kterou jsme byli schopni spolehlivě odlišit příspěvky od hlavního a parazitního pulzu. Bylo ukázáno, že dopad silného excitačního pulzu částečně rozruší zkoumaný elektronový podsystem, což má za následek ztrátu spinové polarizace pocházející od přecházejících pulzů. Doba rozfázování spinu T_2 byla odhadnuta v řádu desítek ns, fitováním byla určena také hodnota g-faktoru.

Kapitola 9 se zabývala spinovou polarizací jader. V kapitole 9.1 je nejprve zkoumána závislost oscilací KR na vnějším magnetickém poli, z níž byla určena hodnota g-faktoru a také velikost magnetického pole od jaderných spinových momentů. V kapitole 9.2 bylo zkoumáno nabíjení jader od spinů elektronů, ze kterého byla přesněji určena velikost jaderného magnetického pole a také spinová polarizace elektronů. Ta byla určena přibližně na 10 %, přičemž teoreticky by mohla dosahovat až 50 %. Tento nesoulad znovu naznačuje rušivý vliv dopadajícího silného pulzu na elektronový podsystem způsobující ztrátu spinové polarizace.

V kapitole 10.1 byly nalezeny spektrálně disjunktní kombinace filtrů a bylo ověřeno, že je možné s těmito kombinacemi měřit metodou excitace a sondování. V kapitole 10.2 bylo také pomocí nalezených kombinací proměřeno magnetooptické spektrum zkoumané heterostruktury.

Na závěr byl v kapitole 11 zkoumán vliv přikládaného proudu na vzorek. Ukázalo se, že i při přiložení velmi malého proudu dojde k výraznému zlepšení měřeného signálu. Předpokládáme, že zvětšení signálu je dáno homogenizací okrajových podmínek při přiložení proudu. Vnitřní elektrické pole v heterostruktuře je indukováno self-konzistentně s okrajovými podmínkami, jejichž homogenizace při přiložení proudu vede k zvětšení kapacity studovaného podsystemu elektronů. Zvětšení kapacity znamená, že je možné do systému injektovat více spinové polarizace, což pozorujeme jako nárůst signálu.

Seznam použité literatury

- [1] BANDYOPADHYAY, S. a M. CAHAY. *Introduction to Spintronics*. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2008. ISBN 9781482255560
- [2] KLÍMA, J. a B. VELICKÝ. *Kvantová mechanika I*. Praha: Karolinum, 2016. ISBN 9788024629377
- [3] KRUPIN, O. *Dichroism and Rashba effect at magnetic crystal surfaces of rare-earth metals*. Berlín, 2004. Dizertační práce. Freie Universität Berlin.
- [4] NĚMEC, P., P. NAHÁLKOVÁ, D. SPRINZL a P. MALÝ. Polovodičová spintronika a časově rozlišená laserová spektroskopie. *Československý časopis pro fyziku*, 55, 171–180, 2005.
- [5] BHAT, R. D. R. a P. NĚMEC. Two-photon spin injection in semiconductors, *Phys. Rev. B*, 71, 035209, 2005.
- [6] FRANK, H. *Fyzika a technika polovodičů*. Praha: SNTL, 1990. ISBN 8003004012
- [7] ŽUTIĆ, I., J. FABIAN a S. DAS SARMA. Spintronics: Fundamentals and applications, *Rev. Mod. Phys.*, 76, 323, 2004.
- [8] ŠUBRT, J. *Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevů*. Praha, 2009. Diplomová práce. Karlova univerzita v Praze, MFF UK.
- [9] ROZKOTOVÁ, E. *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*. Praha, 2007. Diplomová práce. Karlova univerzita v Praze, MFF UK.
- [10] KIKKAWA, J. a D. AWSCHALOM. Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 4313, 1998.
- [11] SPRINZL, D. *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*. Praha, 2009. Disertační práce. Karlova univerzita v Praze, MFF UK.

- [12] SCHLIEMANN, J., A. KHAETSKII a D. LOSS. Electron spin dynamics in quantum dots and related nanostructures due to hyperfine interaction with nuclei. *J. Phys.: Condens. Matter*, 15, 2003.
- [13] SALIS, G., A. FUHRER a S. F. ALVARADO: Signatures of dynamically polarized nuclear spins in all-electrical lateral spin transport devices. *Phys. Rev. B*, 80, 115332, 2009.
- [14] BASLER, O.: *Charakterizace vydělovače femtosekundových laserových pulzů*. Praha, 2015. Studentský project. Karlova univerzita v Praze, MFF UK.
- [15] BAŽÍKOVÁ, S. *Vydělování femtosekundových laserových pulzů*. Praha, 2015. Bakalářská práce. Karlova univerzita v Praze, MFF UK.
- [16] NÁDVORNÍK, L., P. NĚMEC, T. JANDA, K. OLEJNÍK, V. NOVÁK, V. SKOROMETS, H. NĚMEC, P. KUŽEL, F. TROJÁNEK, T. JUNGWIRTH a J. WUNDERLICH. Long-range and high-speed electronic spin-transport at a GaAs/AlGaAs semiconductor interface. *Sci. Rep.*, 6, 22901, 2016.
- [17] ZAWADZKI, P. PFEFFER, R. BRATSCHITSCH, Z. CHEN, S. T. CUNDIFF, B. N. MURDIN a C. R. PIDGEON. Temperature dependence of the electron spin g factor in GaAs. *Phys. Rev. B*, 78, 245203, 2008.
- [18] TESAŘOVÁ, N. *Vplyv magnetického pole na dynamiku spinu v polovodičích*. Praha, 2008. Diplomová práce. Karlova univerzita v Praze, MFF UK.
- [19] NÁDVORNÍK, L. *Relativistické spintronické efekty v polovodičových strukturách*. Praha, 2016. Disertační práce. Fyzikální ústav AV ČR, Cukrovarnická.
- [20] CROOKER, S. A. a D. L. SMITH. Imaging Spin Flows in Semiconductors Subject to Electric, Magnetic, and Strain Fields. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 236601, 2005.