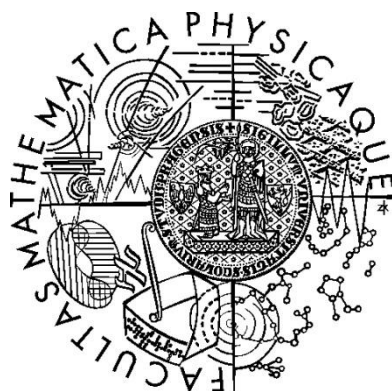


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta
DIPLOMOVÁ PRÁCE



Jiří Šubrt
**Studium feromagnetických polovodičů pomocí
magnetooptických jevů**

Katedra chemické fyziky a optiky
Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika
Studijní obor: Optika a optoelektronika

Děkuji vedoucímu práce doc. RNDr. Petru Němcovi, Ph.D. za poskytnutí odborné literatury na dané téma a množství cenných rad a připomínek. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Nadě Tesařové za pomoc při experimentální části práce. Moje díky patří i rodičům a blízkým za podporu.

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

V Praze dne 7.8.2009

Jiří Šubrt

.....
podpis

Obsah

| | |
|--|----|
| Obsah | 3 |
| 1 Úvod | 5 |
| 2 GaMnAs | 7 |
| 2.1 Struktura | 7 |
| 2.2 Feromagnetismus a magnetické vlastnosti GaMnAs | 7 |
| 2.3 Příprava | 10 |
| 3 Magnetooptické jevy | 14 |
| 3.1 Vymezení pojmů | 14 |
| 3.2 Normální módy | 17 |
| 3.3 Eliptická polarizace | 18 |
| 3.4 Popis magnetooptických jevů | 20 |
| 4 Absorpční spektra GaMnAs | 23 |
| 4.1 Pásová struktura GaMnAs | 23 |
| 4.2 Model IB a VB | 27 |
| 5 Spektrální závislost MCD, polárního Kerrova jevu (MCB) a MLD | 32 |
| 6 Experimentální uspořádání | 36 |
| 6.1 Spektrální závislost MCD a polárního Kerrova jevu (MCB) v reflexní geometrii | 36 |
| 6.2 Spektrální závislost MLB a MLD v reflexní geometrii | 42 |
| 7 Měřená magnetooptická spektra | 45 |
| 7.1 Studované vzorky | 45 |
| 7.2 Spektrální závislost MCD a MCB | 45 |
| 7.2.1 Experimentální výsledky | 45 |
| 7.2.2 Diskuse výsledků | 55 |
| 7.3 Spektrální závislost MLD a MLB – výsledky a diskuse | 57 |
| 7.4 Studium magnetických vlastností vzorků pomocí magnetooptických jevů | 61 |
| 8 Závěr | 65 |
| 9 Přílohy | 67 |
| 9.1 Vlastní módy světla v magnetoopticky izotropním feromagnetu | 67 |
| 9.2 Odvození vztahů pro MCD a MCB | 69 |
| 9.3 Odvození vztahů pro MLD a MLB | 70 |
| 9.4 Jak získat rovnici (6.7) ze vztahu (6.6) | 71 |
| Literatura | 72 |

Název práce: Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevů

Autor: Jiří Šubrt

Katedra (ústav): Katedra chemické fyziky a optiky

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

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

Abstrakt:

V této práci jsme se věnovali problematice měření magnetooptických jevů ve feromagnetických polovodičích. Podrobně jsme analyzovali způsob jejich měření pomocí fotoelastického modulátoru a postavili jsme experimentální uspořádání, které umožňuje měřit spektra magnetického kruhového dichroismu (MCD), magnetického kruhového dvojlomu (MCB), magnetického lineárního dichroismu (MLD) a magnetického lineárního dvojlomu (MLB). Tuto aparaturu jsme pak použili pro měření magnetooptických spekter několika vzorků feromagnetických polovodičů (Ga,Mn)As a (Ga,Mn)(As,P).

Klíčová slova: feromagnetické polovodiče, GaMnAs, magnetooptika, magnetooptické jevy MCD, MCB, MLD a MLB

Title: Investigation of ferromagnetic semiconductors by magnetooptical effects

Author: Jiří Šubrt

Department: Department of Chemical Physics and Optics

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

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

Abstract:

This work was devoted to the measurement of magnetooptical effects in ferromagnetic semiconductors. We analyzed in detail the measurement technique based on a photoelastic modulator and we constructed an experimental setup that enables to measure the spectra of magnetic circular dichroism (MCD), magnetic circular birefringence (MCB), magnetic linear dichroism (MLD), and magnetic linear birefringence (MLB). This setup was used for the measurement of magnetooptical spectra of several samples of ferromagnetic semiconductors (Ga,Mn)As and (Ga,Mn)(As,P).

Keywords: ferromagnetic semiconductors, GaMnAs, magnetooptics, magnetooptical effects MCD, MCB, MLD and MLB

1 Úvod

V 90. letech minulého století vzniká nový vědní obor spintronika, jež rozšiřuje klasickou elektroniku uplatňující náboj nosičů o využití podstatné kvantové vlastnosti těchto nosičů náboje, a sice jejich vlastního magnetického momentu – spinu. Dané odvětví pak lze rozdělit do tří oblastí – na oblast zabývající se kovy, polovodičovou spintroniku a koherentní spintroniku. Společným rysem prvních dvou částí spintroniky je studium spinově polarizovaných proudů nosičů náboje v daných materiálech. Třetí oblast se zabývá koherentní manipulací se spiny individuálních nosičů náboje v kvantových nanostrukturách.

V této práci se budeme zabývat oblastí polovodičové spintroniky, jejímž základem jsou feromagnetické polovodiče. Aby se mohlo využít spinu nosičů náboje, je nutné do standardních polovodičů dopovat atomy, které vnášejí do materiálu magnetické vlastnosti. Tímto způsobem vzniká unikátní materiál, jenž spojuje vlastnosti polovodiče, tj. možnost měnit jeho vlastnosti dopováním či přiloženým elektrickým napětím, a feromagnetu, ve kterém transport nosiče náboje je ovlivněn jeho spinovým stavem. Jedním z představitelů feromagnetických polovodičů je GaMnAs, jehož magnetické vlastnosti budeme studovat. Více o jeho struktuře, feromagnetických vlastnostech a přípravě bude pojednáno v kapitole 2.

Objev feromagnetického uspořádání v magnetických polovodičích, jako je GaMnAs, vyvolal velký zájem o studium těchto látek. Je všeobecně přijímán názor, že díry dopované do vzorku Mn vyvolávají feromagnetické uspořádání lokalizovaných Mn spinů pomocí výměnné interakce mezi nosičem náboje a spinem. Navzdory značnému množství experimentálních a teoretických studií od dob objevu feromagnetického GaMnAs se však nepodařilo zcela pochopit elektronovou strukturu tohoto materiálu a mechanismus feromagnetického uspořádání.

Magnetooptická spektroskopie je silným nástrojem ke zkoumání elektronové struktury těchto látek. Jednou z metod zkoumání je studium MCD a mnoho výzkumných týmů tuto metodu používají k objasnění elektronové struktury GaMnAs.

Cílem této diplomové práce bylo postavit funkční aparaturu pro měření spektrálních závislostí magnetooptického jevu MCD, ale i dalších jevů jako MCB, MLD a MLB a využít tyto nástroje ke zkoumání GaMnAs a zcela nového materiálu GaMnAsP. Oddělení kvantové optiky a optoelektroniky na Katedře chemické fyziky a optiky MFF UK v Praze, kde tato práce vznikla, se v rámci studia GaMnAs především zaměřuje na výzkum dynamiky spinové polarizace v tomto materiálu pomocí časově rozlišených experimentů a doposud zde nebyly prováděny statické magnetooptické experimenty. Hlavním cílem této práce tedy bylo rozšířit spektrum používaných experimentálních metod dostupných v naší laboratoři o měření magnetooptických spekter. Dalším cílem bylo vypracovat text, který by přehlednou formou shrnoval poznatky o zavedení a způsobech měření magnetooptických konstant, které se používají pro charakterizaci magnetooptických jevů.

Získané výsledky budou následně využity při interpretaci časově rozlišených magnetooptických experimentů. Velice důležitým závěrem, který přímo vyplynul z výsledků získaných při řešení této diplomové práce, je například zjištění, že polarizace

odraženého světla v sobě obsahuje nejen informaci o vyklopení magnetizace z roviny vzorku, ale i o jejím pohybu v rovině vzorku.

Záměrem této práce je tedy pochopit vlastnosti magnetooptických jevů MCD, MCB, MLD a MLB a vybudovat v uceleném obraze experimentální uspořádání pro měření jejich spektrálních závislostí pro dané vzorky.

Magnetooptické jevy a jejich vlastnosti si detailněji popíšeme v kapitole 3, abychom pak byli schopni vybudovat ucelenou představu o experimentální metodě měření spektrálních závislostí jevů MCD, MCB, MLD a MLB uvedenou v kapitole 6. V kapitole 9 jsou pak sepsány různé přílohy, jež poskytují detailnější informace o odvození některých vztahů. V kapitole 4 a 5 jsou pak uvedeny vlastnosti elektronové struktury GaMnAs. Aplikace experimentálních metod k měření spektrálních závislostí jevů MCD, MCB, MLD a MLB na studovaných vzorcích, měření závislostí MCD a MCB na vnějším magnetickém poli jsou uvedeny v kapitole 7. V osmé kapitole jsou shrnuty poznatky vyplývající z celé práce.

2 GaMnAs

V této kapitole se budeme zabývat III-V magnetickým polovodičem GaMnAs, jenž je hojně studovaným materiálem polovodičové spintroniky a jehož magnetické vlastnosti budeme v této práci zkoumat.

2.1 Struktura

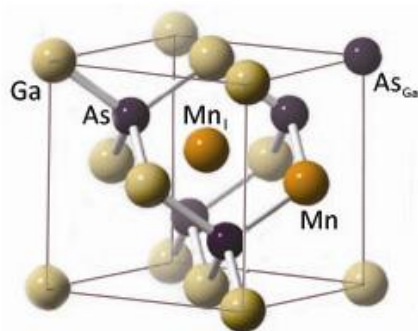
Struktura GaMnAs (obr. 2.1) je odvozena od aplikačně významného polovodiče GaAs, jenž nachází své uplatnění nejen v elektronice, ale také v optoelektronice díky přímému zakázanému pásu v infračervené oblasti ($E_g = 1,42$ eV).

V krystalové struktuře GaAs typu sfaleritu jsou částečně nahrazeny nemagnetické atomy Ga magnetickým atomem Mn (Mn_{Ga}), proto se někdy takovoto polovodiče označují jako DMS (*diluted magnetic semiconductors*). Dostáváme tedy spojení významných vlastností polovodiče, tj. možnost měnit elektrické vlastnosti dopováním či přiloženým elektrickým polem, a feromagnetu, tj. závislost transportu nosiče náboje na jeho spinovém stavu.

Atom Ga má elektronovou strukturu $3d^{10}4s^24p^1$ a atom As $3d^{10}4s^24p^3$. Vazba Ga-As je uskutečněna prostřednictvím $4p^1$ a $4s^2$ elektronů. Mn se strukturou $3d^54s^2$ pak vytváří na místě Ga vazbu Mn-As pomocí $4s^2$ elektronů. Ve vazbě Mn-As tedy chybí p-elektron, jenž je ve vazbě Ga-As přítomen. Můžeme tedy říci, že Mn_{Ga} hraje roli akceptoru [1], neboli do systému vnáší volné díry, které hrají důležitou roli při feromagnetickém uspořádání, jak uvidíme dále.

Na obr. 2.1 si všimněme, že Mn se může vyskytovat i v intersticiální poloze Mn_I . Tato poloha je méně energeticky výhodná než Mn_{Ga} . Ukazuje se, že Mn_I je dvojitý donor, a tedy kompenzuje díry poskytované Mn_{Ga} , a tak negativně ovlivňuje feromagnetický stav GaMnAs a jeho Curieovu teplotu T_C .

Dalším defektem v krystalové struktuře GaMnAs jsou tzv. anti-site defekty As_{Ga} , které stejně jako Mn_I vytvářejí v krystalu donorové stavy, které jsou také nežádoucí.



Obr. 2.1 Struktura $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [2].

2.2 Feromagnetismus a magnetické vlastnosti GaMnAs

Podstatnou vlastností III-V magnetických polovodičů, a tedy i GaMnAs, je tzv. feromagnetismus vyvolaný nosiči náboje, v případě p-typového GaMnAs dírami. V současné době neexistuje ucelená teorie popisující magnetické uspořádání v různých materiálech, neboť je nutné počítat se silnými vazbami mezi atomárními stavy, což

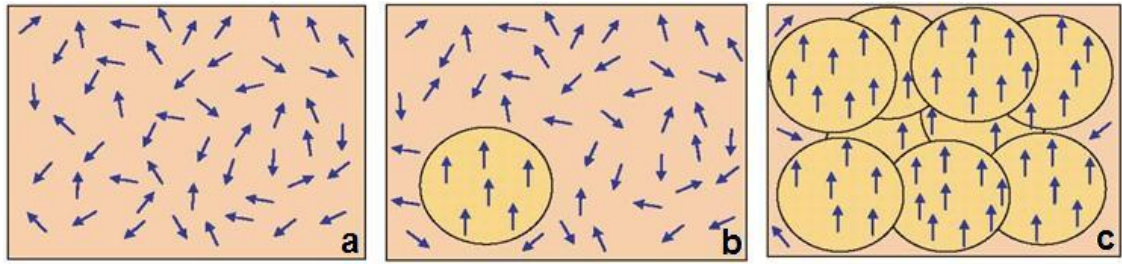
omezuje možnost použití poruchového počtu [3]. Naznačme si tedy v případě GaMnAs jednotlivé mechanismy mající vliv na magnetické uspořádání.

Lze snadno nahlédnout, že elektrony z poloviny zaplněné d-slupky Mn v základním stavu mají celkový spinový moment $S = 5/2$ a nulový celkový orbitální moment $L = 0$ (dle Pauliho vylučovacího principu a Hundova pravidla). Mn_{Ga} tak v materiálu vytváří lokalizované spiny, a jak už víme, také volné díry. Proto zásadní vliv na feromagnetismus v látce má hustota nosičů náboje. Pro malé hustoty nosičů, nižší než je nutné pro přechod polovodič-kov, jsou díry lokalizované stejně jako ve standardních polovodičích. Naopak pro vyšší koncentrace se GaMnAs chová jako polokov, nosiče jsou delokalizované a jejich vlnové funkce zasahují přes několik mřížkových konstant. Podle toho se také liší dosah jejich interakce s okolím [3].

Základem pro jakékoliv magnetické uspořádání v materiálech je tzv. výměnná interakce, která ukazuje, jakým způsobem závisí celková energie systému na vzájemné orientaci spinů (v našem případě spinů Mn iontů). V DMS se vyskytuje velké množství různých typů výměnné interakce [1]. V našem zjednodušeném modelu však uvažujeme pouze dvě z nich, které nejvýrazněji ovlivňují magnetické uspořádání v (Ga,Mn)As: Kramerovu (d-d) supervýměnnou interakci a s(p)-d výměnnou interakci.

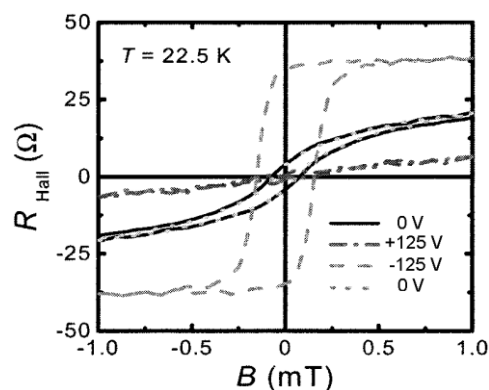
Základem první z nich je vlastně dvojnásobná přímá výměnná interakce. Podstata přímé výměny spočívá v Pauliho vylučovacím principu. Pokud jsou sousední atomy velmi blízko u sebe, energie systému se minimalizuje, pokud se elektrony vyskytují „mezi atomy“ a stíní tak Coulombický potenciál. Jelikož se vlnové funkce elektronů v atomech překrývají, existuje nenulová pravděpodobnost, že se oba elektrony nacházejí na stejné orbitě u jednoho z atomů. Potom dle Pauliho principu musí mít opačnou orientaci spinu a dochází tak k antiferomagnetické vazbě. V supervýměnné interakci probíhá tato přímá výměna dvakrát. Nejprve pokud dojde k „přeskoku“ d-elektronu z Mn na nemagnetický atom, poté k dalšímu na Mn atom. Celková interakce může být principiálně fero- i antiferomagnetická, v případě (Ga,Mn)As je výsledná vazba antiferomagnetická [1]. Tato krátkodosahová interakce je však v (Ga,Mn)As velmi slabá (zhruba 10x slabší než v II-VI magnetických polovodičích (II,Mn)VI jako např. CdMnTe) a výrazně se uplatní pouze při nízké koncentraci nosičů, které jsou lokalizované. Pak má za následek antiferomagnetický, paramagnetický příp. tzv. *spin-glass* stav materiálu podle koncentrace Mn iontů, teploty apod. [3], [4]

Druhý typ výměnné interakce (s(p)-d výměnná interakce) převažuje pro vysoké koncentrace nosičů, které jsou silně delokalizované. Jejím základním principem je interakce mezi d-stavy Mn příměsí a elektrony (dírami) ve vodivostním (valenčním pásu). V p-typovém (Ga,Mn)As převládá interakce s dírami ve valenčním pásu (VB). Jejím vlivem dochází k rozštěpení spinově degenerovaného VB tvořeného u vrcholu p-stavy, přičemž stavy se stejným spinem se odpuzují [1]. Dochází k antiferomagnetické vazbě mezi Mn spiny a dírami (elektrony), které se tak orientují. Orientované díry mohou pomocí stejného mechanismu polarizovat Mn atomy v určitém okolí, daném jejich lokalizační délkou. Druhá antiferomagnetická vazba mezi dírami VB a Mn lokálními spiny tak působí feromagnetické uspořádání [1], [4]. Od polarizovaných Mn iontů se toto uspořádání šíří do celého krystalu [3]. Schematicky je tento proces znázorněn na obr. 2.2.



Obr. 2.2 Schematické znázornění vzniku feromagnetismu v (Ga,Mn)As [2]. Při malé koncentraci děr (a) jsou Mn ionty uspořádány náhodně. Dopováním dochází k lokálnímu uspořádání Mn spinů (b) a při dostatečné koncentraci delokalizovaných nosičů se feromagnetické uspořádání šíří do celého krystalu (c). Tento model pochopitelně popisuje jen dva limitní případy, nezahrnuje např. celou škálu jevů na rozhraní přechodu polovodič-kov ani mnoho dalších typů výměnné interakce. Celá problematika se tak stává mnohem složitější [1], [3].

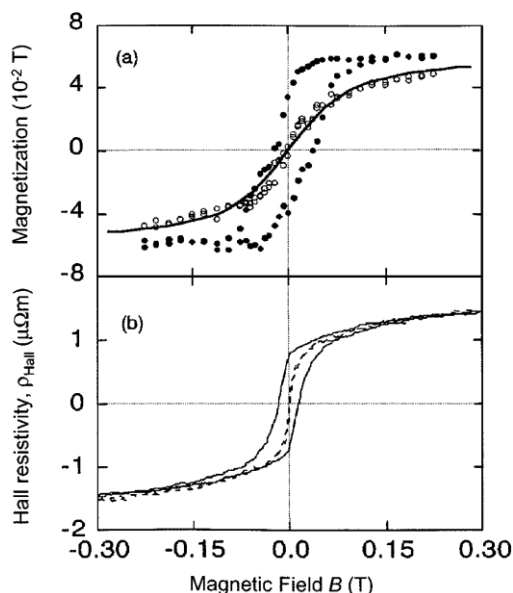
Feromagnetismus indukovaný nosiči náboje je tedy podstatná vlastnost v polovodičové spintronice. Na obr. 2.3 je znázorněn graf závislosti Hallova odporu (úměrný magnetizaci) spinového FET transistoru na magnetické indukci vnějšího pole. Tranzistor se skládá z kanálu tvořeného 5 nm tenké feromagnetické vrstvy $(\text{In}_{0,97}\text{Mn}_{0,03})\text{As}$ (p-feromagnetismus, tj. vyvolaný dírami) [5], [6]. Měření se provádí při teplotě 22,5 K, tedy v okolí feromagnetické přechodové teploty T_c daného magnetického polovodiče. Pokud přiložíme na hradlo napětí $U = +125$ V, díry vyvolávající feromagnetismus jsou částečně vytěsněny z kanálu, což má za následek pokles magnetizace v kanálu, a tedy průběh závislosti v grafu nevytváří hysterezní smyčku (látko je paramagnetická). Pokud přiložené napětí změním na $U = -125$ V vzroste magnetizace v kanálu a závislost v grafu připomíná hysterezní smyčku. Nastavením $U = 0$ V má závislost nepatrně opět tvar hysterezní křivky. Tento experiment ukazuje, že feromagnetismus (tedy magnetické vlastnosti látky) lze ovlivňovat přiložením vnějšího elektrického pole [5].



Obr. 2.3 Závislost Hallova odporu na vnějším magnetickém poli v (In,Mn)As FET v blízkosti feromagnetické přechodové teploty [5], [6].

Zvýšení počtu nosičů v polovodiči lze také realizovat působením elektromagnetického záření. Koshibara se svými spolupracovníky demonstroval feromagnetismus vyvolaný nosiči generovanými působením fotonů při nízké teplotě v heterostruktuře obsahující (In,Mn)As a nemagnetický polovodič GaSb [5], [7]. Tento efekt je znázorněn na obr. 2.4 (a) a (b). Protože vrstva (In,Mn)As je pouze 12 nm tenká, vstupující světlo je většinou absorbováno vrstvou GaSb [5], [7], kde se vytváří páry

elektron-díra, které jsou následně rozděleny vnitřním elektrickým polem způsobující hromadění děr na povrchu vrstvy (In,Mn)As. V počátečním stavu je hustota děr v (In,Mn)As taková, že tato látka je na rozhraní mezi paramagnetikem a feromagnetikem, ale při posvícení na materiál naakumulované díry vytvoří z (In,Mn)As feromagnetikum [5]. Magnetické vlastnosti polovodičů lze tedy ovlivňovat nejen přiloženým elektrickým polem, ale také opticky.



Obr. 2.4 Závislost (a) magnetizace a (b) Hallova odporu 12 nm tenké vrstvy $\text{In}_{0,94}\text{Mn}_{0,06}\text{As}$ na vnějším magnetickém poli při teplotě 5 K před a po interakci s bílým světlem. V grafu (a) je vrstva paramagnetická (plná čára znázorňuje teoretickou závislost) před osvětlením (prázdná kolečka) a feromagnetická po osvětlení (plná kolečka), tj. vlivem osvětlení je znatelná hysterezní smyčka. Obdobné chování lze pozorovat při měření Hallova odporu (b) – po osvětlení látky (plná čára) je patrná hystereze, před osvětlením (čárkovaná čára) však závislost hysterezní charakter nemá [5], [7].

Existence anizotropie v GaMnAs ovlivňuje směr snadné osy magnetizace ve vzorku. Ukazuje se, že pro vrstvu GaMnAs pěstovanou na substrátu GaAs s koncentrací Mn $x > 2\%$ leží směr snadné osy magnetizace v rovině vzorku [1].

2.3 Příprava

Vzhledem k výše uvedenému původu vzniku feromagnetismu v $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ je nutné dosáhnout co největší koncentrace iontů Mn x , přesněji Mn_{Ga} , tj. koncentrace děr.

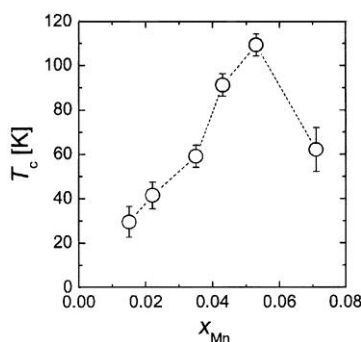
V polovodiči GaAs má Mn malou „rozpustnost“, tj. při typické výrobě krystalů GaAs může být Mn dopován pouze v koncentraci $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pokusy odstranit tento nedostatek pomocí jiných běžných metod výroby krystalů nebo standardního epitaxního růstu vedou přednostně k vytvoření termodynamicky stabilních seskupení MnAs než k homogennímu růstu polovodičového krystalu (Ga,Mn)As [8].

Tento problém byl však vyřešen nízkoteplotní MBE (LT-MBE – *Low Temperature Molecular Beam Epitaxy*). Postup při přípravě (Ga,Mn)As se v počáteční fázi neliší od běžného růstu heterostruktur pomocí MBE. Nejprve se na silnou vrstvu objemového GaAs sloužícího jako substrát nanese pomocí standardní MBE vrstva vysokoteplotního GaAs (při $T \sim 600 \text{ K}$), aby se vytvořil hladký povrch pro další epitaxní

růst. Poté je teplota snížena na požadovaných 200 – 250 °C a nechá se růst tenká (50 – 100 nm) vrstva čistého LT-GaAs. Na závěr se otevřou cely s Mn ionty a vznikne vrstva (Ga,Mn)As s patričným zastoupením Mn. Přítomnost LT-GaAs je nutná zejména kvůli kontrole vzniklého pnutí, jelikož mřížková konstanta LT-GaAs je prakticky stejná jako u (Ga,Mn)As [3].

Takto vzniklý GaMnAs však obsahuje množství defektů. Nízká teplota substrátu vhodná pro epitaxní růst (Ga,Mn)As vede k velké koncentraci bodových poruch v mřížce. V případě LT-GaAs, a tak i GaMnAs, to jsou především As_{Ga} . V GaMnAs připraveném LT-MBE je pak také velké množství Mn_I . Jak už víme, tak tyto defekty jsou donory, které kompenzují díry produkované akceptory Mn, což negativně ovlivňuje hodnotu T_C .

Již v počátcích výzkumu GaMnAs se ukazovalo, že T_C se zvyšuje při růstu koncentrace Mn až do maximální hodnoty 110 K při koncentraci $x \sim 0,05$, při hodnotách vyšších pak dochází k poklesu Curieovy teploty, jak lze snadno nahlédnout na obr. 2.5. Tato změna chování T_C v okolí $x \sim 0,05$ je způsobena poklesem hustoty volných děr v polovodiči, což nám ukazuje silné ovlivnění počtu děr poruchami v mřížce GaMnAs [8].

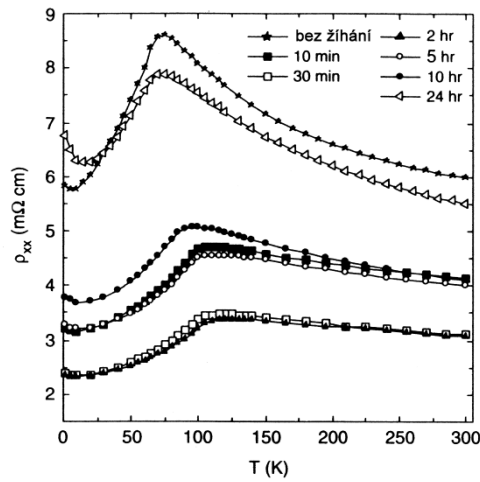


Obr. 2.5 Závislost T_C na koncentraci Mn [9].

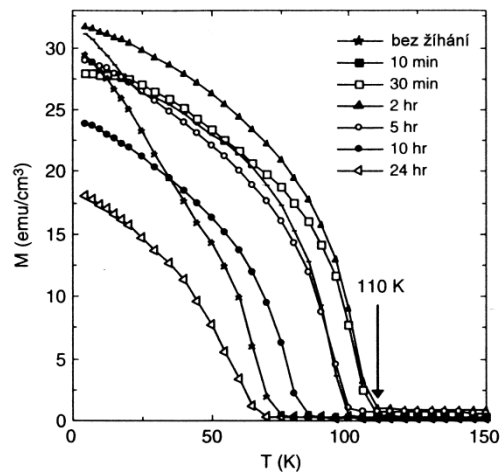
Některé fyzikální vlastnosti (Ga,Mn)As vyrobeného metodou LT-MBE, především vlastnosti elektrické, magnetické a vlastnosti související se strukturou tohoto polovodiče, mohou být značně změněny žíháním. Žíhání se provádí při teplotě srovnatelné s teplotou růstu při LT-MBE.

Zatímco Mn_{Ga} je zabudován v mřížce ve stabilní poloze, intersticiální Mn_I zaujímá metastabilní polohu. Při žíhání dochází k tepelné difúzi těchto příměsí směrem k povrchu, kde jsou pasivovány oxidací. V materiálu jsou pak méně kompenzovány díry. Žíhání při příliš vysokých teplotách však způsobuje naopak shluk Mn_I a As_I (intersticiální polohy As) do stabilních MnAs a tedy nehomogenitu materiálu [3].

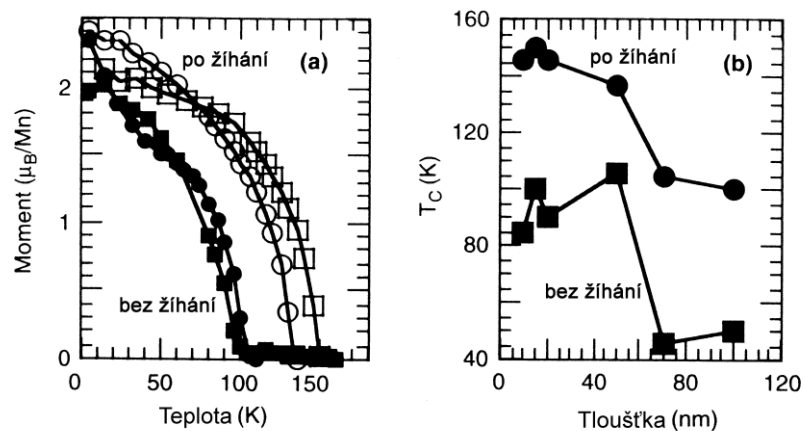
Ukazuje se, že žíhání vrstev GaMnAs při teplotě okolo 260°C během krátkého časového intervalu (15 minut až 2 hodiny) může zvýšit hustotu děr, vodivost, Curieovu teplotu a nasycenou magnetizaci, zatímco mřížkovou konstantu zmenšuje [8]. Obr. 2.6 a 2.7 znázorňují některé změny fyzikálních vlastností v závislosti na době žíhání.



Obr. 2.6 Závislost odporu (ρ_{xx}) ve vzorku $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ na teplotě pro různé doby žihání. Maximum ρ_{xx} je v okolí T_C [8].



Obr. 2.7 Závislost magnetizace vzorku $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ na teplotě pro různé doby žihání. Všimněme si, že magnetizace vzorku, který neprošel procesem žihání, se blíží k nule při teplotě 60 K. Maximální hodnota T_C , jež byla dosažena žiháním, je 110 K [8].



Obr. 2.8 (a) Závislost magnetizace (v jednotkách Bohrova magnetonu/Mn) na teplotě vzorku $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x = 0,085$) s tloušťkou $t = 15$ nm (čtverečky) a $t = 50$ nm (kolečka) před a po žihání; (b) Curieova teplota vrstev $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x = 0,085$) pro různé tloušťky [8].

Experimenty dále ukazují, že výsledek nízkoteplotního žíhání závisí na tom, jak dalece jsme od volného povrchu materiálu (čím blíže, tím je T_C vyšší). Proto při stanovených podmínkách (např. neměnná teplota žíhání a její doba) a koncentraci Mn v látce lze žíháním dosáhnout vyšší Curieovy teploty v tenčích materiálech [8] (viz obr. 2.8). Prospěšné vlastnosti získané žíháním jsou tedy potlačeny ve vzorkách (Ga,Mn)As, které jsou pokryty epitaxní vrstvou GaAs. Studie ukazují, že vrstva GaAs o tloušťce jen pár monovrstev může podstatně omezit zvýšení T_C získané žíháním [8].

3 Magnetooptické jevy

V této práci se chceme zabývat interakcí magnetické látky s elektromagnetickým zářením, tedy magnetooptikou. Je proto nezbytné popsat různé magnetooptické jevy, jež využijeme k charakterizaci magnetických vlastností zkoumaných vzorků. V této kapitole si proto rozebereme různé magnetooptické jevy a jejich vlastnosti. Hlavním zdrojem této kapitoly je kniha [10].

3.1 Vymezení pojmů

Výsledkem interakce světla s magnetickou látkou jsou jevy, které zkoumá magnetooptika. Vzorek se většinou umístí do vnějšího magnetického pole, v případě feromagnetických či ferimagnetických látek lze magnetooptické jevy pozorovat i bez přítomnosti vnějšího magnetického pole. Přítomnost magnetického pole, respektive magnetizace v látce, ovlivní disperzní závislost absorpčního koeficientu a vede ke vzniku optické anizotropie. Značná část magnetooptických jevů jsou přímým či nepřímým důsledkem rozštěpení energetických hladin v přítomnosti vnějšího magnetického pole, neboli jsou výsledkem *Zeemanova jevu*. Obecně se dá říci, že i ostatní magnetooptické jevy souvisí se Zeemanovským jevem. Pokud látka vykazuje magnetické vlastnosti i bez přítomnosti vnějšího magnetického pole (feromagnetity, ferimagnetity), pak rozštěpení energetických hladin je způsobeno přítomností vnitřního magnetického pole (magnetizace) v látce.

Ujasněme si několik základních pojmů, které se v této oblasti vyskytují a s nimiž se budeme v této práci setkávat. Dle vzájemné orientace vlnového vektoru \mathbf{k} dopadajícího světla na vzorek a magnetického pole \mathbf{H} lze rozlišit dvě základní geometrie pro studium magnetooptických jevů

- *Faradayova geometrie*: světlo se šíří podél magnetického pole ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$)
- *Voigtova geometrie*: světlo se šíří kolmo ke směru magnetického pole ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$)

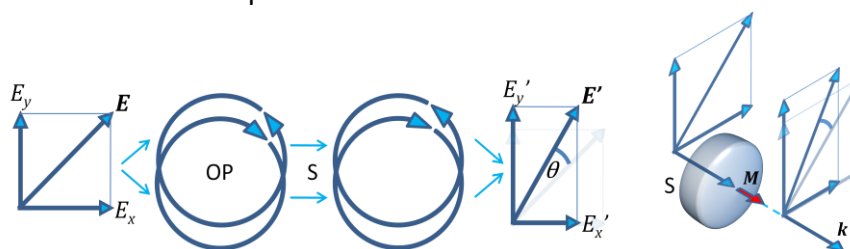
V obou případech se pozoruje Zeemanovský efekt, jenž lze klasifikovat jako longitudinální v případě Faradayovy geometrie a transverzální v případě Voigtovy geometrie.

Při klasifikaci magnetooptických jevů jsou podstatné dva základní principy, a sice změna reálného indexu lomu dvou ortogonálních polarizací (OP) a změna absorpčních koeficientů OP.

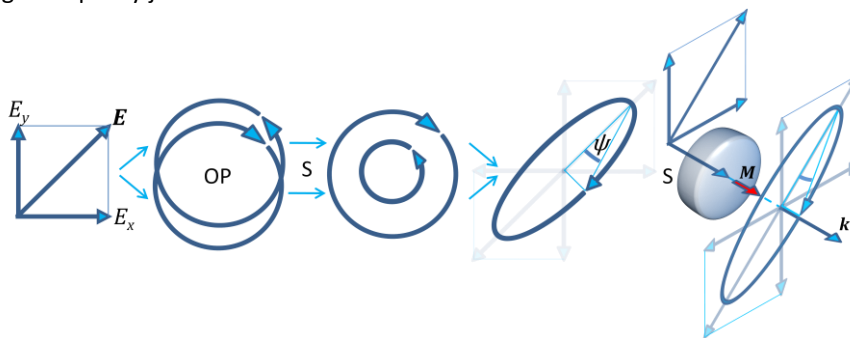
Z hlediska absorpčního spektra (tj. imaginární části komplexního indexu lomu) se optická anizotropie magnetické látky projevuje jako *dichroismus*, tj. rozdíl absorpčních koeficientů dvou OP. Rozlišujeme dva případy dichroismu, a sice MCD (*magnetic circular dichroism*) a MLD (*magnetic linear dichroism*). MCD je tedy rozdíl absorpčních koeficientů pravo a levotočivě kruhově polarizovaného světla ($\alpha_- - \alpha_+$) ve Faradayově geometrii ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$) a MLD je ve Voigtově geometrii ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) rozdíl absorpcí rovnoběžné a kolmé komponenty lineárně polarizovaného světla ($\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$) vzhledem ke směru magnetického pole (magnetizace). Tyto efekty jsou analogií transverzálního a longitudinálního Zeemanova jevu.

Dle Kramers-Kronigových relací je rozštěpení disperzní závislosti absorpčního koeficientu (MCD a MLD) úzce spojeno s rozštěpením disperzní závislosti indexu lomu (reálné části komplexního indexu lomu). Hovoříme tedy o dvojlomu (*birefringence*), tj. změně indexů lomu dvou OP. Lze tedy v oblasti reálného indexu lomu definovat další magnetooptické jevy, a sice MCB (*magnetic circular birefringence*), neboli Faradayův jev, a MLB (*magnetic linear birefringence*), neboli Cotton-Moutonův jev či Voigtův jev. MCB je tedy rozdíl indexů lomu levo a pravotočivě kruhově polarizovaného světla ($n_+ - n_-$) ve Faradayově geometrii ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$) a MLB je ve Voigtově geometrii ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) rozdíl indexů lomu dvou lineárně polarizovaných komponent ($n_{\parallel} - n_{\perp}$) vzhledem k magnetickému poli (magnetizaci).

MCB a MCD jsou magnetooptické jevy liché v magnetizaci a jevy MLB a MLD jsou jevy sudé v magnetizaci. Lichost a sudost těchto jevů vzhledem k magnetizaci je podrobněji uvedena dále v kapitole 3.4.

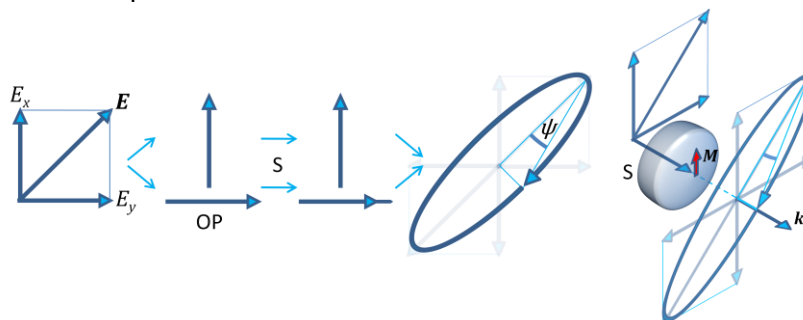


Obr. 3.1 Magnetooptický jev MCB.

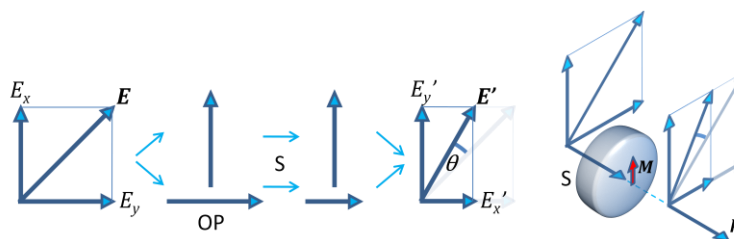


Obr. 3.2 Magnetooptický jev MCD.

Výše zmíněné jevy jsou znázorněny na obr. 3.1 (MCB), obr. 3.2 (MCD), obr. 3.3 (MLB) a obr. 3.4 (MLD), kde \mathbf{M} značí magnetizaci vzorku S , \mathbf{k} je vektor šíření světla (vlnový vektor), OP značí ortogonální polarizace, tj. báze, do které rozkládáme vstupující lineárně polarizované světlo o intenzitě elektrického pole \mathbf{E} . Snaha o znázornění změny indexu lomu OP (fázového zpoždění) je pomocí posunu koncových částí šipek. Znázornění změny absorpčních koeficientů je evidentní změnou velikosti vektoru intenzity elektrického pole.



Obr. 3.3 Magnetooptický jev MLB.



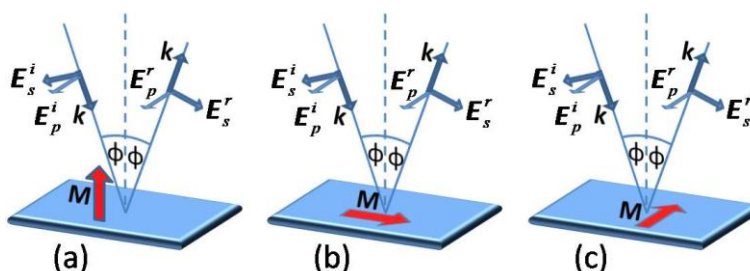
Obr. 3.4 Magnetooptický jev MLD.

Magnetooptické jevy zmíněné výše se týkaly transmisní geometrie. Optická anizotropie magnetické látky se však také projevuje v reflexní geometrii, tj. při odrazu světla od povrchu vzorku. V tomto případě mluvíme o magnetooptickém Kerrově jevu (MOKE – *magneto-optical Kerr effect*). Je však namístě říci, že MCD, MCB, MLD a MLB lze měřit i v reflexní geometrii.

Orientací magnetického pole vzhledem k povrchu vzorku a k rovině dopadajícího světla lze rozlišit tři druhy magnetooptických jevů v reflexní geometrii, a sice *polární*, *longitudinální* a *transverzální* Kerrův jev. V případě polárního Kerrova jevu je vektor magnetizace \mathbf{M} kolmý na povrch vzorku a rovnoběžný s rovinou dopadu. Příslušné geometrie polárního, longitudinálního a transverzálního Kerrova jevu jsou znázorněny na obr. 3.5.

Obecnou vlastností polárního a longitudinálního jevu je nenulová projekce vlnového vektoru \mathbf{k} na směr magnetizace \mathbf{M} . Důsledkem těchto dvou jevů je stáčení roviny polarizace a vznik odraženého elipticky polarizovaného světla. Polární Kerrův jev nachází své uplatnění v optickém uchování dat, protože je základním principem pro čtení informace z magnetooptických disků.

Transverzální Kerrův jev vzniká v případě kolmé orientace magnetizace vzorku na rovinu dopadu světla a výsledkem je změna intenzity a fáze lineárně polarizovaného světla odraženého od magnetické látky. Všimněme si, že u transverzálního Kerrova jevu je projekce vlnového vektoru světla na směr magnetizace nulová. Dále platí, na rozdíl od MLB, že transverzální Kerrův jev je lichou funkcí magnetizace, a tak je široce využíván ke zkoumání magnetických vlastností látek, konkrétně pro zkoumání magnetických domén na povrchu magnetického vzorku.



Obr. 3.5 MOKE: (a) polární, (b) longitudinální, (c) transverzální, indexy p a s označují p a s polarizaci světla. Na obrázku nejsou vyznačeny změny polarizovaného stavu světelné vlny po odrazu od vzorku, jde pouze o geometrické odlišení různých typů MOKE.

Dále v textu a především v experimentální části budeme hovořit o jevech MLB, MCD, MLB a MLD i v reflexní geometrii, tj. polární Kerrův jev při kolmém dopadu světla na vzorek ztotožníme s MCB.

3.2 Normální módy

Při zkoumání magnetické látky za pomoci magnetooptických jevů se využívá polarizovaného světla. Při interakci polarizovaného světla a magnetického vzorku dochází ke změně polarizovaného stavu. Abychom charakterizovali magnetooptické jevy, odvodme si normální módy světla při interakci s magnetickou látkou, respektive pro jednoduchost uvažujme magnetoopticky izotropní feromagnet. Používáme doporučenou znaménkovou konvenci uvedenou v článku [11] (schéma 2, $\exp(-i\omega t)^a$).

Přítomnost magnetizace porušuje symetrii látky v příslušné ose. Tenzor relativní dielektrické permitivity látky $\hat{\epsilon}$ v případě směru magnetizace \mathbf{M} podél osy z (směru šíření světelné vlny) lze psát ve tvaru [10]

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & -ig & 0 \\ ig & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

kde ϵ_0 je dielektrická permitivita látky při $\mathbf{M} = 0$ a g je g -faktor (gyroskopický faktor), jenž je funkcí magnetizace látky (přímo úměrný magnetizaci, pokud jde o izotropní látku). Zahrneme-li absorpci látky, pak

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \epsilon_0' + i\epsilon_0'' \\ \epsilon_1 &= \epsilon_1' + i\epsilon_1'' \\ g &= g' + ig'' \end{aligned} \quad (3.2)$$

jsou komplexní funkce frekvence světla [10].

Definujme si ještě magnetooptický (Voigtův) parametr Q úměrný g -faktoru

$$Q = Q' + iQ'' = g/\epsilon_1, \quad (3.3)$$

přičemž většinou platí $|Q| \ll 1$. Analogicky lze zavést tenzor relativní magnetické permeability $\hat{\mu}$ a s ním související Voigtův parametr Q_M . Látka, u níž je nutno započítat oba parametry Q a Q_M , se nazývá bi-gyroskopická [10].

Normální módy magnetické látky popsané tenzorem relativní dielektrické permitivity dle vztahu (3.1) a tenzorem relativní magnetické permeability lze odvodit pomocí Maxwellových rovnic, respektive vlnové rovnice pro elektrickou (\mathbf{E}) a magnetickou (\mathbf{H}) intenzitu. Pro longitudinální mód, tj. v případě $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$, neboli $\mathbf{n} \parallel \mathbf{g}$, kde \mathbf{n} je vektor indexu lomu ve směru šíření světla (osy z) a \mathbf{g} je vektor úměrný g -faktoru a mířící ve směru magnetického pole, vychází druhá mocnina indexu lomu

$$n^2 = \epsilon_1 \mu_1 [1 \pm (Q + Q_M)], \quad (3.4)$$

kde \pm souvisí s levotočivě (změna úhlového momentu hybnosti o +1 ve směru kvantování odpovídajícímu směru šíření světla) a pravotočivě (změna momentu hybnosti o -1) elipticky polarizovaným světlem.

Pro transverzální módy ($\mathbf{n} \perp \mathbf{g}$) dostaneme

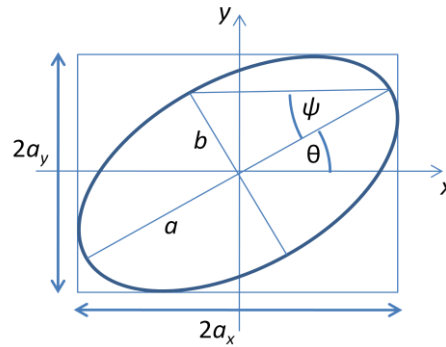
$$n_s^2 = \epsilon_1 \mu_0 (1 - Q_M^2), \quad (3.5)$$

$$n_p^2 = \varepsilon_0 \mu_1 (1 - Q^2), \quad (3.6)$$

kde index s značí TE vlnu (s polarizace, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{M}$) a p značí TM vlnu (p polarizaci, $\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$). Všimněme si, že longitudinální mód je úměrný první mocnině Voigtova parametru, zato transverzální mód je úměrný druhé mocnině Q . Výpočet vlastních módů světla a další detaily jsou uvedeny v příloze 9.1.

3.3 Eliptická polarizace

Magnetooptické jevy úzce souvisí se stáčením roviny lineárně polarizovaného světla θ a se změnou elipticity ψ . Je tedy vhodné si uvést popis obecného případu elipticky polarizovaného světla. Parametry elipsy jsou znázorněny na obr. 3.6.



Obr. 3.6 Eliptická polarizace světla.

K popisu použijeme známý Jonesův formalismus, v němž se využívá Jonesových vektorů tvaru

$$\Psi_J = \begin{pmatrix} \Psi_x \\ \Psi_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x \\ a_y e^{-i\varphi} \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

kde a_x, a_y jsou reálné amplitudy vlny rozložené do kolmých směrů x a y

$$\text{Re}\{E_x\} = a_x \text{Re}\{e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_x)}\}, \text{Re}\{E_y\} = a_y \text{Re}\{e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_y)}\} \quad (3.8)$$

a $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$.

Pravotočivou kruhově polarizovanou vlnu si zvolme tak, že $\varphi = \pi/2$, tj.

$$\Psi_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Jonesův vektor pro levotočivou kruhově polarizovanou vlnu ($\varphi = -\pi/2$) pak je

$$\Psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Příslušné transformace souřadnic mezi báзовými vektory ve směru os x (\mathbf{x}) a y (\mathbf{y}) a báзовými vektory pravotočivé (\mathbf{r}) a levotočivé (\mathbf{l}) kruhové polarizace jsou následující

$$\begin{aligned}
\mathbf{r} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{x} - i\mathbf{y}), \\
\mathbf{l} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{x} + i\mathbf{y}), \\
\mathbf{x} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{r} + \mathbf{l}), \\
\mathbf{y} &= \frac{i}{\sqrt{2}}(\mathbf{r} - \mathbf{l}).
\end{aligned}
\tag{3.11}$$

Uvažujme nejdříve případ, kdy $\theta = 0$. Pak elipticky polarizované světlo lze psát ve tvaru

$$\Psi_J' = E_0 \begin{pmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{pmatrix}. \tag{3.12}$$

V obecném případě ($\theta \neq 0$) Jonesův vektor vyjádříme následovně

$$\Psi_J = E_0 \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{pmatrix}. \tag{3.13}$$

Snadno pak lze spočítat poměr E_y a E_x

$$\chi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{\Psi_y}{\Psi_x} = \frac{\tan \theta + i \tan \psi}{1 - i \tan \theta \tan \psi} \tag{3.14}$$

a inverzně platí

$$\tan 2\theta = \frac{2 \operatorname{Re} \chi}{1 - |\chi|^2}, \tag{3.15}$$

$$\sin 2\psi = \frac{2 \operatorname{Im} \chi}{1 + |\chi|^2}. \tag{3.16}$$

Pokud jsou splněny podmínky $|\chi|, \theta, \psi \ll 1$, lze rovnice (3.15) a (3.16) psát ve tvaru $\theta \approx \operatorname{Re} \chi$ a $\psi \approx \operatorname{Im} \chi$, jinak řečeno

$$\chi = \theta + i\psi. \tag{3.17}$$

Spočítejme si ještě, jak závisí θ a ψ na poměru $\tilde{\chi} = E_-/E_+$, kde E_+ a E_- jsou velikosti vektoru intenzity elektrického pole pro levotočivě a pravotočivě kruhově polarizované světlo.

Po převedení Jonesova vektoru (3.13) do báze \mathbf{r} a \mathbf{l} dle vztahů (3.11) lze pak jednoduše vyjádřit hledaný poměr

$$\tilde{\chi} = \frac{E_-}{E_+} = \frac{\Psi_-}{\Psi_+} = e^{2i\theta} \frac{\cos \psi - \sin \psi}{\cos \psi + \sin \psi} \tag{3.18}$$

a psát

$$2\theta = \arg \tilde{\chi} = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im} \tilde{\chi}}{\text{Re} \tilde{\chi}} \right), \quad (3.19)$$

$$\tan \psi = \frac{1 - |\tilde{\chi}|}{1 + |\tilde{\chi}|}. \quad (3.20)$$

3.4 Popis magnetooptických jevů

Z hlediska experimentu se jednotlivé magnetooptické jevy identifikují pomocí změny stočení roviny polarizace a změny elipticity polarizovaného světla při interakci s magnetickou látkou. Popíšme si tedy jednotlivé magnetooptické jevy z hlediska stáčení roviny polarizace θ a elipticity ψ . Připomeňme také, že níže uvedené vztahy platí pro náš zjednodušený případ (magnetoopticky izotropní látku) a dále předpokládáme, že tenzor relativní magnetické permeability je roven jednotkové matici.

Po krátké úvaze si lze snadno představit, že při MCB dochází ke stáčení roviny lineárně polarizovaného světla. Důvodem je fakt, že lineárně polarizované světlo si lze rozložit na levo a pravotočivě polarizované světlo a tyto složky po interakci s látkou budou mít jiné vzájemné fázové zpoždění než před dopadem na vzorek, což v důsledku vede ke stočení roviny polarizace (obr. 3.1). V případě MCD dochází ke změně absorpčních koeficientů levo a pravotočivě kruhově polarizovaných složek, neboli jejich vzájemné amplitudy intenzity elektrického pole mají jinou velikost, a tak z lineárně polarizovaného světla vzniká elipticky polarizované světlo s eliptickou ψ , ale na rozdíl od MCB se nemění θ (obr. 3.2).

MCB a MCD na jednotku tloušťky vzorku lze vyjádřit v komplexním tvaru dle vztahu (3.17)

$$\tilde{\Phi}_F = \Phi_F + i\Psi_F = -\frac{\pi n_0}{\lambda} Q \propto M, \quad (3.21)$$

kde $\Phi_F = \theta/z$, $\Psi_F = \psi/z$, z je směr šíření světla, $n_0 = \sqrt{\varepsilon_1}$, $\lambda = 2\pi c/\omega$ je vlnová délka světla ve vakuu a Voigtův parametr Q má tvar dle (3.3). Příslušné odvození lze najít v [10].

Doplňme, že ačkoliv je vztah (3.21) odvozen za podmínky našeho „izotropního feromagnetu“, lze tento vztah užít i v případě materiálu s kubickou symetrií nebo materiálu s osou symetrie (čtyřstěn, šestistěn a trojhran) za předpokladu, že vlnový vektor a magnetizace míří podél této osy. Pokud se světlo šíří v jiných směrech v těchto krystalech, pak je situace komplikovanější kvůli vlivu přirozeného dvojlomu. Dále si všimněme, že dle (3.21) je Faradayův jev a MCD lichou funkcí magnetického pole (magnetizace M).

Při MLB se mění vzájemné fázové zpoždění s a p polarizace lineárně polarizovaného světla, a tudíž vzniká elipticky polarizované světlo (obr. 3.3). Co se týče MLD, tak jak již víme, při interakci se vzorkem dochází ke změně absorpčních

koeficientů s a p komponent světla, tj. jejich amplitudy intenzity elektrického pole jsou různé, což vede ke stočení roviny lineárně polarizovaného světla (obr. 3.4).

MLB a MLD můžeme pak psát ve tvaru (odvození viz [10])

$$\tilde{\Phi}_{C-M} = \Phi_{C-M} + i\Psi_{C-M} = -\frac{i\pi}{\lambda}(n_{\parallel} - n_{\perp}) \propto M^2, \quad (3.22)$$

kde $n_{\parallel} = (\varepsilon_1)^{1/2}$ a $n_{\perp} \approx (\varepsilon_0)^{1/2}(1 - Q^2)$ dle vztahů (3.5), (3.6), dle přeznačení $s \leftrightarrow \parallel$ ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{M}$) a $p \leftrightarrow \perp$ ($\mathbf{E} \perp \mathbf{M}$) a za předpokladu $|Q| \ll 1$.

Pokud se ve vzorku vyskytuje magnetooptická anizotropie, pak směr hlavních os optické indexové elipsy (indikatrix) závisí na směru magnetizace. V tomto případě nemusí být určení MLB pomocí $\text{Re}\{n_{\parallel} - n_{\perp}\}$ a MLD dle $\text{Im}\{n_{\parallel} - n_{\perp}\}$ vždy oprávněné [10]. Dále dle vztahu (3.22), respektive (3.6) je patrné, že MLD a MLB jsou sudou funkcí magnetického pole (magnetizace).

Analogicky pak v reflexní geometrii lze charakterizovat MOKE. Pro komplexní polární Kerrův jev lze odvodit vztah (viz [10])

$$\tilde{\Phi}_K = \Phi_K + i\Psi_K = \frac{inQ}{n^2 - 1} \propto M, \quad (3.23)$$

kde $n = (\varepsilon_1)^{1/2}$. Imaginační část se týká MCD v reflexní geometrii, tj. vznik elipticity. Reálná část pak souvisí s klasickým polárním Kerrovým jevem (MCB), který se projevuje ve stočení roviny polarizace. Vztah (3.23) nám ukazuje, že polární Kerrův jev je lichou funkcí magnetizace, tj. mění znaménko, pokud se vzorek zmagnetuje opačným směrem.

Uvedený vztah (3.23) pro komplexní polární Kerrův jev je odvozený při kolmém dopadu světelného svazku na vzorek. Uvážíme-li situaci, při níž nám na vzorek dopadá světlo pod úhlem ϕ , lze odvodit vztah pro transverzální, longitudinální, popř. i polární Kerrův jev.

Transverzální Kerrův jev se projevuje změnou intenzity odraženého světla v magnetickém (I) a nemagnetickém (I_0) stavu, a je tedy pozorován pouze u absorbujících materiálů. Pro relativní změnu intenzit odraženého světla lze psát (odvození viz [10])

$$\delta_p = \frac{(I - I_0)}{I_0} = -\text{Im} \left\{ \frac{\eta \cos \phi - \cos \phi_t}{\eta \cos \phi + \cos \phi_t} \cdot \frac{\sin \phi}{2(\eta^2 - \sin^2 \phi)^{1/2}} Q \right\} \propto M, \quad (3.24)$$

kde $\eta = n_2/n_1$, n_2 je index lomu vzorku a n_1 je index lomu vzduchu. Vidíme tedy, že transverzální Kerrův jev je úměrný první mocnině magnetizace.

Obdobně lze odvodit vztah pro longitudinální Kerrův jev, který je opět lichou funkcí magnetizace.

Analogicky jako v transmisní geometrii, lze i v reflexní geometrii rozlišit MLB a MLD, projevující se ve vzniku elipticity a stočení roviny lineárně polarizovaného světla a tyto jevy, jak už víme, jsou sudou funkcí magnetizace.

Na závěr této kapitoly se ještě zmíníme o vztazích pro MCB, resp. polární Kerrův jev (stočení lineárně polarizovaného světla) a MCD (elipticitu) vyjádřených pomocí

koeficientů reflektivity pravotočivě (r_-) a levotočivě (r_+) kruhově polarizovaného světla dané vlastnostmi materiálu. Příslušné vztahy jsou následující (viz příloha 9.2)

$$\theta = \frac{i r_- r_+^* - r_+ r_-^*}{2 r_+^2 + r_-^2}, \quad (3.25)$$

$$\psi = \frac{1 r_+^2 - r_-^2}{2 r_+^2 + r_-^2}. \quad (3.26)$$

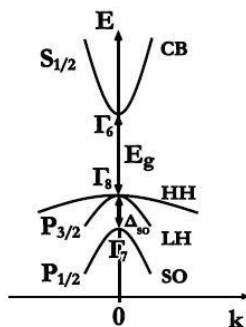
V případě MLD (stočení lineárně polarizovaného světla) a MLB (elipticity) lze obdobně vyjádřit (viz příloha 9.3)

$$\theta = \frac{1 r_y^2 - r_x^2}{2 r_x^2 + r_y^2}, \quad (3.27)$$

$$\psi = \frac{i r_y r_x^* - r_x r_y^*}{2 r_x^2 + r_y^2}. \quad (3.28)$$

4 Absorpční spektra GaMnAs

V této kapitole se pokusíme analyzovat absorpci GaMnAs v závislosti na energii fotonů. Jak už víme, GaMnAs je odvozen od polovodiče GaAs, jehož pásová struktura je zobrazena na obr. 4.1. GaMnAs má valenční a vodivostní pás ne příliš se lišící od GaAs. V následujících podkapitolách si podrobněji popíšeme zjištěné poznatky o pásové struktuře GaMnAs (absorpčních spektrech GaMnAs).



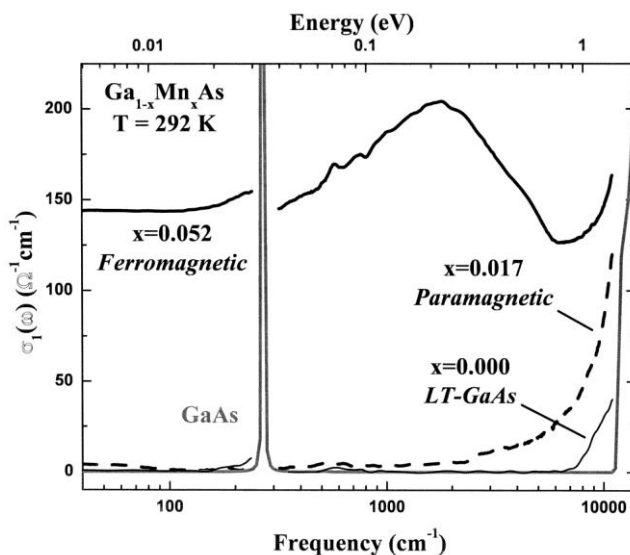
Obr. 4.1 Disperzní závislost $E(\mathbf{k})$ s přímým zakázaným pásem E_g , CB značí vodivostní pás, HH pás těžkých děr, LH pás lehkých děr, SO spin-orbitálně odštěpený pás o energii Δ_{SO} , $S_{1/2}$ značí s-stav s celkovým momentem hybnosti $J = 1/2$, $P_{1/2}$ a $P_{3/2}$ pak značí p-stav s celkovým momentem hybnosti $J = 1/2$, respektive $J = 3/2$, Γ_6 , Γ_7 a Γ_8 jsou grupy symetrie.

Na základě kvantové mechaniky lze popsat jednotlivé pásy na obr. 4.1 pomocí kvantového čísla celkového momentu hybnosti $J = L + S$, kde L je orbitální moment hybnosti a S je spinový moment hybnosti. Stavů v pásech souvisí s elektronovými orbitaly atomů, ze kterých je krystal tvořen. U polovodičů se strukturou sfaleritu (GaAs) jde o p-orbitály aniontů na vrcholu valenčního pásu (VB), a s-orbitály kationtů u dna vodivostního pásu (CB). Pro pásy LH a HH je $J = 3/2$ (tj. $L = 1$ a $S = 1/2$) a průmět do směru kvantování je tedy $-3/2$, $-1/2$, $+1/2$ a $+3/2$ v bodě $\mathbf{k} = 0$. Pás LH má kvantová čísla $-1/2$ a $+1/2$, zatímco pás HH $-3/2$ a $+3/2$. Pro pás SO je $J = 1/2$ (tj. $L = 1$, $S = 1/2$ a $J = L - S$), a tudíž průměty jsou $-1/2$ a $+1/2$. Pro vodivostní pás CB máme $J = 1/2$ (tj. $L = 0$, $S = 1/2$) a průměty $-1/2$ a $+1/2$.

4.1 Pásová struktura GaMnAs

Experimenty založenými na průchodu (transmisi) světla v infračervené oblasti lze zjistit absorpci (Ga,Mn)As. Při experimentu popsáném v [12] bylo použito energetické spektrum (resp. frekvence světla ω) v rozmezí od 15 cm^{-1} do $12\,000 \text{ cm}^{-1}$ (oblast zakázaného pásu GaAs). Tenké vrstvy o tloušťce $0,5 \mu\text{m}$ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ byly vyrobeny pomocí nízkoteplotní MBE, při které byl použit $0,5 \text{ mm}$ tenký substrát GaAs. Pro účely experimentu byly studovány různé vzorky $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ s různou koncentrací x Mn, ale také samotný vzorek GaAs ($0,5 \mu\text{m}$) zhotovený nízkoteplotním růstem při teplotě $260 \text{ }^\circ\text{C}$, jež je vhodná pro epitaxní růst feromagnetických vrstev. Cílem experimentu bylo zjištění absorpčního spektra vrstev (Ga,Mn)As nanesených na substrátu GaAs. K dispozici máme transmisi světla vrstvou nanesenou na substrátu GaAs (dvouvrstvý systém), která tedy závisí na šesti parametrech, a sice na reálných a imaginárních částech komplexních optických konstant vrstvy a substrátu, které charakterizují daný

materiál (například komplexní optická vodivost), a na tloušťkách vrstvy a substrátu. Obecně však obě tloušťky a komplexní optická konstanta substrátu jsou *a priori* známy. Zbývá tedy určit reálnou a imaginární část optické konstanty vrstvy (Ga,Mn)As. Ze znalosti spektrální závislosti transmise světla vrstvy a substrátu, použitím KK (Kramers-Kronig) analýzy [12] a dalších zpřesňujících měření (například měření reflexe světla na vrstvě (Ga,Mn)As)) lze přesně vypočítat námi hledanou optickou konstantu samotné vrstvy (Ga,Mn)As (optickou vodivost $\sigma(\omega)$) [12].

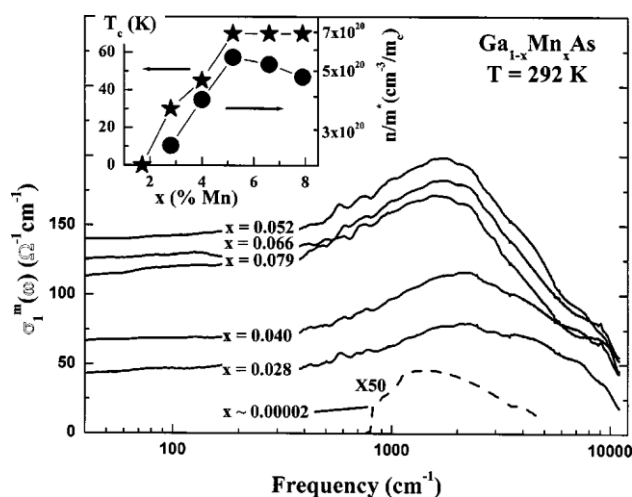


Obr. 4.2 Reálná část vodivosti získaná měřením transmise pro paramagnetický vzorek $x = 0,017$ (čárkovaná čára), feromagnetický vzorek $x = 0,052$ (tlustá plná černá čára) a pro vrstvu LT-GaAs (tenká plná černá čára). Také je znázorněna vodivost GaAs (šedá čára) [12].

Závislost zjištěné reálné části optické vodivosti $\sigma_1(\omega)$, která nám udává míru absorpce, na energii dopadajícího světla (resp. frekvenci) je znázorněna v obr. 4.2. Absorpce fotonu vyvolává vznik páru elektron-díra, což se projeví na vzrůstu vodivosti v látce. V grafu je vynesena jak závislost paramagnetického vzorku ($x = 0,017$), tak feromagnetického vzorku (Ga,Mn)As ($x = 0,052$). Také jsou zde vynesena spektra krystalu GaAs a vzorku LT-GaAs bez přítomnosti Mn. U těchto vzorků je patrná nulová optická vodivost v téměř celém studovaném spektru. Výjimkou je silná absorpce v oblasti FIR (*far infrared*) při $\omega = 265 \text{ cm}^{-1}$ díky přítomnosti opticky aktivního fononu a v oblasti $\omega > 12\,000 \text{ cm}^{-1}$ pro GaAs a $\omega > 7\,000 \text{ cm}^{-1}$ pro LT-GaAs. Světlo v této infračervené oblasti vysokých energií je pohlceno oblastí zakázaného pásu GaAs (šířka tohoto pásu je právě kolem $12\,000 \text{ cm}^{-1}$). Zakázaný pás LT-GaAs je modifikovaný díky přítomnosti defektu As_{Ga} , což má za následek absorpci již při $\omega = 7\,000 \text{ cm}^{-1}$ (viz obr. 4.4 A - pásová struktura LT-GaAs). Existence těchto silných absorpcí tedy vymezuje oblasti energií, v nichž nedochází při měření absorpce tenké vrstvy (Ga,Mn)As k veškerému pohlcení světla substrátem GaAs, na němž je (Ga,Mn)As nanesen. Změny $\sigma_1(\omega)$ jsou pro vzorek dopovaný 1,7 % Mn (paramagnetický vzorek) nepatrné. Pod $2\,500 \text{ cm}^{-1}$ se pohybuje optická vodivost kolem hodnoty $5 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, což je přibližně chyba experimentálního uspořádání, a tudíž to lze považovat za šum naměřených dat. Nejpodstatnější změna oproti GaAs je rozšíření absorpční oblasti při velkých energiích.

Tento jev je patrný u všech vzorků připravených růstem při nízké teplotě, a tak stejně jako u LT-GaAs jsou zdrojem tohoto chování *anti-site* defekty As_{Ga} [12].

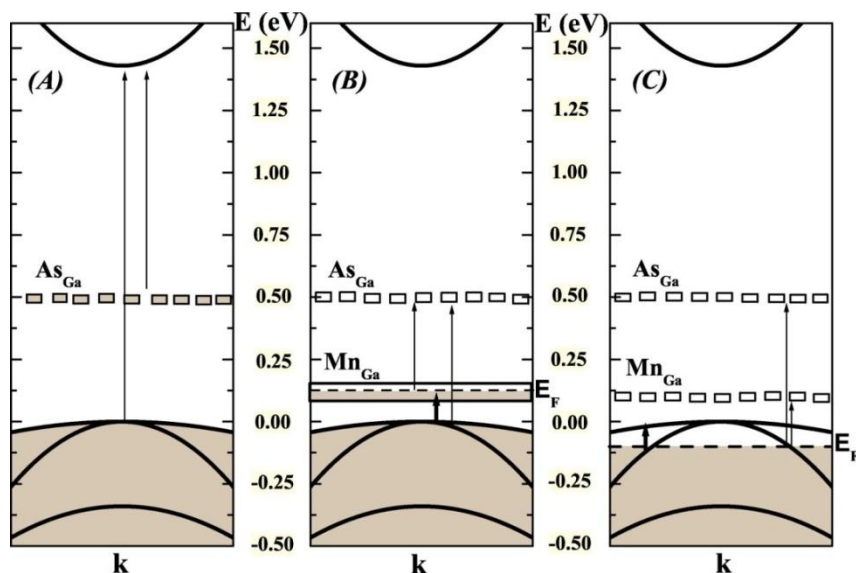
Feromagnetický vzorek $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ s $x = 0,052$ vykazuje podstatně odlišné chování v grafu na obr. 4.2. Pro tento materiál je patrný velký nárůst absolutní hodnoty $\sigma_1(\omega)$ v celém měřeném intervalu frekvencí. Hodnota $\sigma_1(\omega \rightarrow 0)$ je větší zhruba o dva řády než hodnota u paramagnetického vzorku. Obdobnou optickou vodivost lze sledovat u kovových materiálů, jejichž zakázaný pás je mnohem užší než u polovodičů. Dále si u feromagnetického (Ga,Mn)As všimněme velké rezonance při $\omega = 2\,000\text{ cm}^{-1}$, která souvisí s existencí další přechodové hladiny v elektronové struktuře GaAs [12]. Při detailnějším studiu (Ga,Mn)As s různým zastoupením Mn lze zjistit, že nejvyšší hodnotu optické vodivosti je možno naměřit právě pro vzorek $x = 0,052$, při jiných koncentracích je vodivost nižší (obr. 4.3). Společně mají stejnou oblast rezonance $1\,500 - 2\,000\text{ cm}^{-1}$ a téměř konstantní chování $\sigma_1(\omega)$ při $\omega \rightarrow 0$, avšak s různou hodnotou $\sigma_1(\omega \rightarrow 0)$ pro každý vzorek.



Obr. 4.3 Závislost $\sigma_1^m(\omega) = \sigma_1^x(\omega) - \sigma_1^{x=1,7\%}(\omega)$ feromagnetických vzorků dopovaných Mn s koncentrací x při teplotě 5 K. U všech vzorků je znázorněna absorpce ve střední infračervené oblasti. Při růstu dopování se posouvá absorpční křivka směrem k vyšším hodnotám vodivosti. Při $x = 0,052$, při níž T_C dosahuje maximální hodnoty, také vodivost dosáhne maximální hodnoty a při dalším navýšení koncentrace Mn ve vzorku začne vodivost pozvolna klesat. V grafu je také znázorněn vzorek s velmi nízkou koncentrací Mn $x \sim 0,0002$. U tohoto vzorku je také zjištěna absorpce začínající kolem 800 cm^{-1} (čárkovaná křivka), což vyjadřuje úzkou souvislost mezi energetickou škálou absorpčního pásu ve velmi zředěném vzorku a ve feromagnetických vzorkách. V levém horním rohu je pak ještě znázorněn graf závislosti koncentrace x na T_C a n/m^* (n je hustota nosičů náboje ve vzorku a m^* je jejich efektivní hmotnost) [12].

Spektroskopická data znázorněná na obr. 4.2 ukazují, že 1,7 % Mn ve vzorku nevyvolá znatelný nárůst vodivosti v oblasti FIR, což lze interpretovat nepřítomností vodivých děr v látce. Tento vzorek podléhá značnému vlivu kompenzujících efektů. Jak už víme z předešlých kapitol, feromagnetismus v (Ga,Mn)As je zprostředkován vodivými dírami, a tak kompenzující efekty hrají pravděpodobně podstatnou roli v popisu nejen elektrických, ale také magnetických stavů dopovaných systémů, a proto zasluhují větší pozornost. Ačkoliv díry „neutralizované“ kompenzujícími procesy se nepodílejí na vodivosti při nízkých frekvencích dopadajícího světla, tyto „neutrální“ stavy přispívají k optické absorpci při vyšších energiích [12]. Abychom si přiblížili princip

kompenzujících efektů, podívejme se na elektronovou strukturu LT-GaAs na obr. 4.4 A. Pomocí metody tunelové spektroskopie bylo zjištěno, že ve střední části zakázaného pásu GaAs přibližně 0,5 eV nad valenčním pásem se nachází pás odpovídající defektu As_{Ga} [12], jenž vytváří donorový stav. Přechody z pásu As_{Ga} do vodivostního pásu mají za následek vznik absorpce pro $\omega > 7\,000\text{ cm}^{-1}$ ($> 0,87\text{ eV}$) (viz obr. 4.2).



Obr. 4.4 Panel A znázorňuje elektronovou strukturu LT-GaAs. Podle měření prováděných tunelovou spektroskopií jsou hladiny As_{Ga} v LT-GaAs přibližně 0,5 eV nad valenčním pásem. Panely B a C ukazují dvě možné elektronové struktury vzorků dopovaných Mn. Optické přechody související s absorpcí v okolí vysokých energií jsou znázorněny slabými šipkami. Silné šipky indikují možné přechody, které jsou zřejmě odpovědné za absorpční rezonanci ve střední infračervené oblasti (MIR). V části B je znázorněn pás tvořený akceptory Mn_{Ga} . Pokud je tento pás jen částečně obsazený, jsou možné optické přechody z valenčního pásu do jeho hladin. Pokud nejsou hladiny As_{Ga} obsazené, pak jsou možné další přechody do hladin As_{Ga} z energetických hladin Mn_{Ga} , které se projeví na absorpci při vysokých energiích (obr. 4.2). Část C znázorňuje takovou elektronovou strukturu, kde díry jsou přeneseny z Mn_{Ga} hladin do valenčního pásu, tím jsou možné přechody uvnitř valenčního pásu i do hladin Mn_{Ga} [12].

Pokud substituujeme Mn do krystalu GaAs, tato změna se projeví vznikem hladiny 0,11 eV nad valenčním pásem (obr. 4.4 B). Přítomnost takovéto hladiny (akceptorová hladina) ovlivňuje absorpci světla v dalším frekvenčním oboru. V materiálech dopovaných Mn jsou hladiny As_{Ga} neobsazené, a tak poskytují koncové stavy přechodů jak z valenčního pásu, tak i z hladin Mn. Obdobná absorpce se objevuje i ve všech *p*-dopovaných LT-GaAs vzorkách [12]. Neobsazenost hladin As_{Ga} vede k částečné „neutralizaci“ děr produkovaných dopováním Mn. Vzájemné polohy hladin As_{Ga} a Mn jsou v částečně kompenzovaném vzorku od sebe vzdáleny přibližně 0,4 eV (obr. 4.4 B), což je v souladu s naměřenou absorpcí u vzorku s $x = 0,017$, kde je znatelný posun počátku absorpce k hodnotě frekvence 2500 cm^{-1} (0,31 eV). Tento trend lze pozorovat na obr. 4.2, na kterém lze spatřit roztažení absorpční oblasti při větších energiích u vzorku (Ga,Mn)As s $x = 0,017$. Pro vzorky s vyšší koncentrací než 1,7 % se objevuje ve střední infračervené oblasti (MIR – *middle infrared*) znatelná absorpce, jež souvisí s přechody vyznačenými tučnými šipkami na obr. 4.4.

Ze všech měřených (Ga,Mn)As vrstev právě vzorek s koncentrací $x = 0,017$ vykazuje kritickou kompenzaci, tj. všechny díry vzniklé přítomností Mn jsou

„neutralizované“ stavy As_{Ga} . Jelikož charakter absorpce v okolí vysokých energií (NIR – *near infrared*) je pro vzorky $x > 0,017$ neměnný, lze přijmout tvrzení, že kompenzační kapacita *anti-site* defektů je pro tyto vzorky vyčerpána. Nicméně data vynesena v grafu na obr. 4.3 ukazují, že existuje další kompenzační efekt, jenž nesouvisí s As_{Ga} defekty. Zpočátku optická vodivost roste s rostoucí koncentrací Mn (jeho příslušný pás se rozšiřuje, obr. 4.4 B), ale pro $x > 5,2\%$ začíná klesat. Tato nemonotónní závislost spektra optické vodivosti na x vede k faktu, že Mn v GaAs nehraje pouze roli akceptoru, ale chová se rovněž jako donor. Závislost absorpčního spektra na dopování ukazuje, že podíl Mn vyskytujících se v intersticiálních polohách se zvyšuje pro $x > 5,2\%$. Jedna z možností, jak lépe objasnit vlastní kompenzaci vyvolanou Mn, je přesná identifikace spektra souvisejícího s přechody do hladin, v nichž Mn je donorem. Existuje teorie [12], která předpovídá výskyt těchto energetických hladin v okolí 0,7 eV a 0,9 eV nad valenčním pásem. Tato poloha energetických hladin by znamenala, že omezení vodivosti v oblasti FIR spojené s částečnou „neutralizací“ vodivých děr musí být spojeno se vzrůstem absorpce při frekvencích $\omega > 0,7$ eV [12]. Tento předpoklad však není evidentní v experimentech, jejichž výsledkem jsou obr. 4.2 a 4.3. Autoři těchto pokusů tedy předpokládají, že hladiny spojené s Mn_I se pravděpodobně nacházejí v těsnějším okolí vodivostního pásu. Odpověď na tento problém by se měla najít citlivější metodou měření.

Ještě bychom se měli vrátit k obr. 4.4, kde jsou znázorněny trochu odlišné struktury v části B a C, které souvisejí s odlišnými modely. První z nich (panel B) předpokládá vznik pásu Mn_{Ga} uvnitř zakázaného pásu GaAs, jenž je z části obsazen a rozšiřuje se s větším dopováním Mn do GaAs. Alternativní model (panel C) zase předpokládá vznik děr v oblasti valenčního pásu, a tak úlohou dopovaného Mn je zvýšit koncentraci děr ve valenčním pásu.

4.2 Model IB a VB

Podívejme se podrobněji na oba modely pásové struktury GaMnAs, a sice na model B na obr. 4.4, tj. oblast Fermiho hladiny E_F vzorku GaMnAs se nachází v okolí příměsového pásu Mn_{Ga} (IB – *impurity band*), a na model C, tj. umístění E_F je ve valenčním pásu (VB – *valence band*).

Na levé části obr. 4.5 jsou znázorněny absorpční spektra (reálné části vodivosti) vzorku GaMnAs s různou koncentrací Mn x při teplotě $T = 7$ K, kde A značí žíhaný vzorek. Příslušná spektra lze popsat pomocí klasických modelů oscilátorů, a sice Lorentzovým modelem, jenž předpokládá vazbu mezi kladnými a zápornými náboji systému (nenulová tuhost pružiny), a Drudeho modelem popisující kovy, tedy systém s volnými nosiči náboje.

V pravé části obr. 4.5 je absorpční spektrum žíhaného vzorku GaMnAs s koncentrací $x = 0,052$ fitováno Drude-Lorentzovým modelem, tedy závislostí

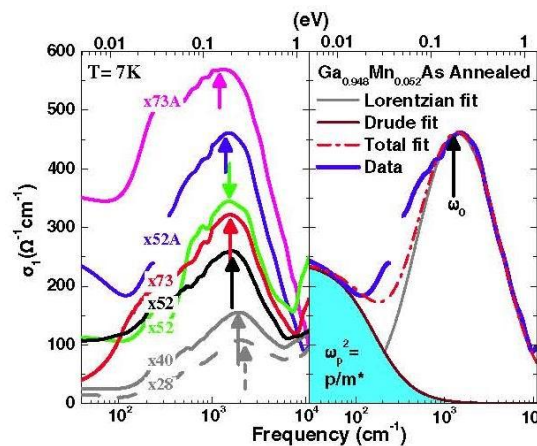
$$\sigma_1(\omega, x, T) = \frac{\Gamma_D^2 \sigma_{dc}}{\Gamma_D^2 + \omega^2} + \frac{A\omega^2 \Gamma_L}{(\Gamma_L \omega^2) + (\omega^2 - \omega_0^2)^2}, \quad (4.1)$$

kde ω je frekvence světla, ω_0 je vlastní frekvence kmitů systému dipólů (oscilátorů) [13], První člen popisuje odezvu volných nosičů náboje (Drude) pomocí koeficientu

tlumení (rozšíření spektra) Γ_D a σ_{dc} je dc vodivost, neboli vodivost v limitě dlouhovlnného záření $\lambda \rightarrow \infty$ ($\omega \rightarrow 0$). Druhý člen pak popisuje mezipásmové přechody (Lorentz) na frekvenci ω_0 (vlastní frekvence kmitů systému, tj. dipólů) s koeficientem tlumení Γ_L a amplitudou A . V Drudeho modelu lze pak zavést plazmovou frekvenci ω_p vztahem

$$\omega_p = \frac{e^2 p}{m^*}, \quad (4.2)$$

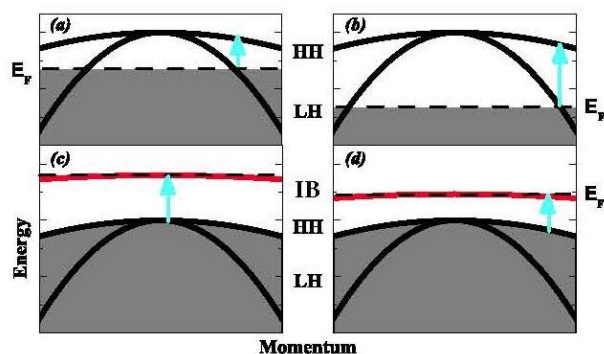
kde p je koncentrace děr v p-typovém GaMnAs, e je elementární náboj a m^* je efektivní hmotnost nosičů náboje. Snadno lze ukázat, že takto definovaná plazmová frekvence je úměrná ploše pod Drudeho křivkou, neboli je rovna integrálu prvního členu v rovnici (4.1) přes celé spektrum ω , jak je znázorněno na pravé straně obr. 4.5.



Obr. 4.5 Závislost reálné části vodivosti na frekvenci světla pro různé vzorky [13].

Drudeho křivka je znatelná pouze u žíhaných vzorků. U všech vzorků je rezonanční absorpce naměřena ve střední infračervené oblasti (MIR)), což je v souladu jak s modelem VB (E_F v oblasti valenčního pásu), tak s modelem IB (E_F v okolí příměsového pásu). Uvědomme si však, že pokud E_F leží ve VB GaAs, potom absorpční pík (resonance v MIR) je důsledkem přechodů z pásu lehkých děr (LH) do pásu těžkých děr (HH). Na druhou stranu díry leží v IB (Mn_{Ga} je akceptor), a tak příčinou absorpčního píku jsou přechody mezi IB a VB. Tyto různé způsoby přechodu lze rozlišit zvyšováním koncentrace děr p . Konkrétně pozice absorpčního píku může být posunuta více do modré oblasti nebo červené oblasti spektra v závislosti na původu přechodu [13].

Na obr. 4.6 jsou v pásovém diagramu vyznačeny oba modely VB a IB. Na obr. 4.6 (a) při nízké koncentraci děr p je optický přechod realizován mezi pásem lehkých a těžkých děr (LH a HH). Při zvýšení p , E_F se posouvá hlouběji do valenčního pásu, a tak se optický přechod posune k vyšším energiím (obr. 4.6 (b)). Pokud E_F leží v IB, pak sledujeme optické přechody mezi LH, HH a IB (pásem Mn_{Ga}). Vzdálenost mezi IB a VB je částečně ovlivněna Coulombovskou interakcí mezi dírami a Mn_{Ga} . Zvyšujeme-li p , Coulombovská síla je stíněna a optický přechod nastává při nižších energiích, tj. IB se posouvá blíže k VB (obr. 4.6 (c) a (d)) [13].

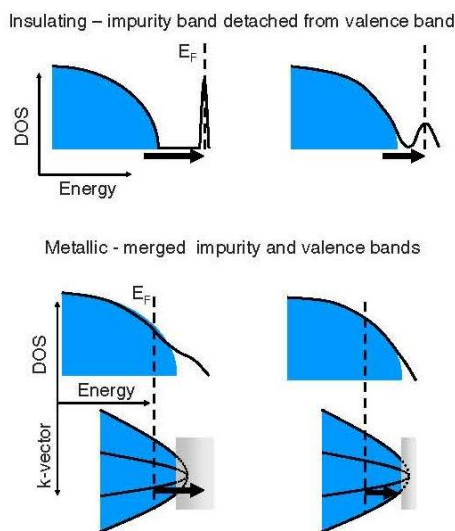


Obr. 4.6 Dva modely pásové struktury GaMnAs [13].

Charakter elektronové struktury v GaMnAs lze stanovit identifikací poloh absorpčních píků v oblasti MIR v závislosti na koncentraci děr p . Na obr. 4.5 jsou šipkami vyznačeny rezonance v MIR. Při zvyšování p se absorpční píky posouvají směrem k nižším energiím (červený posuv). Experimentální výsledky se tedy spíše přiklání k modelu IB.

Dále si můžeme všimnout, že Drudeho křivka je patrná pouze u žíhaných vzorků. Z toho lze usoudit, že žíháním se snižuje rozptyl volných nosičů na nečistotách vzorku (typu Mn_I, As_{Ga}), tj. potlačují se defekty, systém není tak neuspořádaný a zvyšuje se koncentrace p . Červený posuv je patrný i u žíhaných vzorků, a tak zřejmě neuspořádanost ve vzorku není příčinou červeného posuvu [13].

Jak jsme se už zmínili, existuje i jiný pohled na pásové schéma GaMnAs, a sice model upřednostňující polohu Fermiho energie ve valenčním pásu pro velké koncentrace děr (tedy ve stavu vzorku v blízkosti přechodu kov-polovodič)



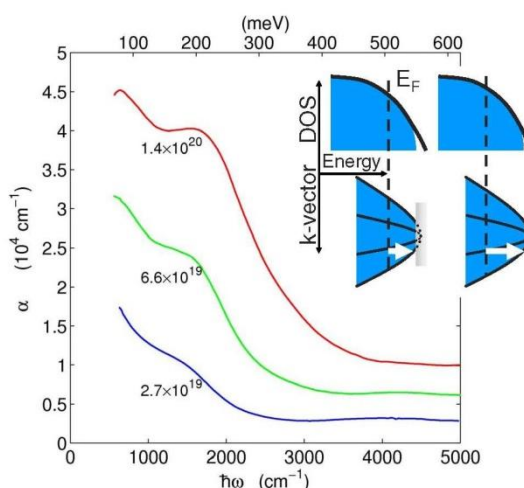
Obr. 4.7 Schematické znázornění DOS pro nízko-dopovaný GaMnAs (horní část) a vysoce dopovaný GaMnAs (dolní část) [14].

Na obr. 4.7 je tento model schematicky znázorněn pomocí hustoty stavů (DOS – *density of states*). V horní části je znázorněn režim úzkého příměsového pásu pro nízko-dopovaný GaMnAs, tj. v nevodivém stavu (izolátor). Jde tedy o vzorek s hustotou nosičů náboje mnohem nižší, než je hustota nezbytná pro přechod kov-izolátor. Pro představu je příslušná hustota Mn v rozmezí $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Se zvyšováním hustoty Mn (dopováním) dochází k rozšiřování příměsového pásu (pravá část schématu). V dolní části obr. 4.7 je pak znázorněn režim VB pro vysoce dopovaný GaMnAs, tj. ve vodivém stavu (kov) [14]. Na obr. 4.7 modré oblasti znázorňují delokalizované stavy, bílé a šedé oblasti znázorňují lokalizované stavy. Šipky ukazují červený posuv jak v režimu IB, tak v režimu VB.

Zabývejme se podrobněji režimem VB (vzorek v kovovém stavu), respektive proč v tomto režimu můžeme pozorovat červený posuv a nikoliv modrý posuv, jak bylo popsáno výše.

Modrý posuv je pozorován u vzorku GaAs vysoce dopovaném mělkými uhlíkovými akceptory (obr. 4.8). Takovýto vzorek je v kovovém stavu a příslušný modrý posuv je vysvětlen pomocí přechodů ve valenčním pásu mezi těžkými a lehkými dírami. Absorpční pík u tohoto vzorku se tedy posouvá k vyšším energiím (modrý posuv) se zvyšujícím se dopováním, protože se Fermiho energie posouvá hlouběji do valenčního pásu. Takto by se mohlo zdát, že u GaMnAs bude podobný trend. Červený posuv pozorovaný u GaMnAs může být vysvětlen představou, že zatímco GaAs dopovaný $\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ C je v kovovém stavu daleko od přechodu kov-polovodič, GaAs dopovaný $\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ Mn je stále blízko přechodu kov-polovodič [14].



Obr. 4.8 Modrý posuv absorpčních závislostí vzorku GaAs:C se zvyšující se koncentrací C [14].

Podstatou červeného posuvu je překryv a splynutí příměsového pásu a valenčního pásu znázorněném na obr. 4.7. Pro GaMnAs v kovovém stavu blízko k přechodu kov-polovodič se u stavů v blízkosti zakázaného pásu (v bíle znázorněné oblasti DOS na obr. 4.7) předpokládá, že zůstávají lokalizované v závislosti na koncentraci nosičů náboje a míře neuspořádanosti systému (množství defektů) a jsou rozmazány v energii. Červený posuv přechodu ve valenčním pásu může být způsoben přibližováním se ke kovovému stavu se vzrůstajícím dopováním. Při nižším dopování hojnost lokalizovaných stavů v rozšířené bíle znázorněné oblasti DOS umožňuje přechody do vyšších energetických stavů než v případě dopovaného GaAs uhlíkem. Pokud je vzorek více dopován Mn, chvost u zakázaného pásu (bíle znázorněná oblast DOS) se zužuje díky stínění [14]. Tím dochází k posuvu absorpčního píku do červené oblasti, tj. na obr. 4.7 se velikost šipky zmenší.

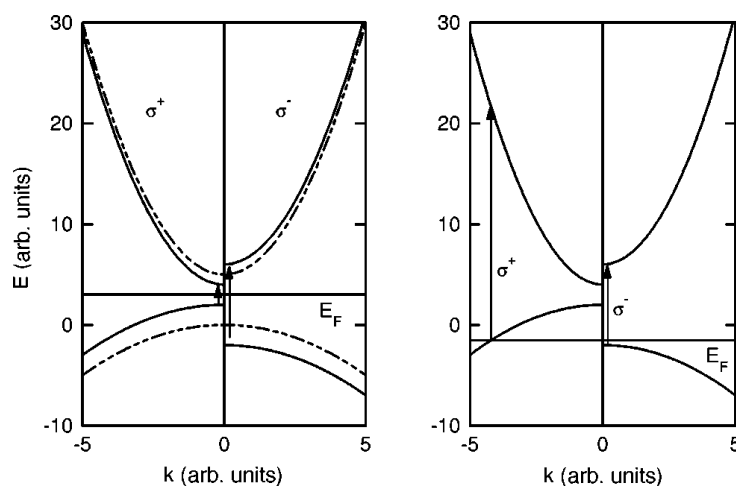
V této kapitole jsme se zaměřili na absorpční spektra (pásovou strukturu) GaMnAs v infračervené oblasti, tj. zabývali jsme se přechody uvnitř zakázaného pásu. V naší experimentální práci však budeme věnovat pozornost mezipásovým přechodům o energii světelné vlny nad zakázaným pásem GaMnAs, konkrétně budeme studovat oblast v rozmezí 1,2 eV až 2,4 eV. V této spektrální oblasti se zaměříme na studium jednotlivých magnetooptických jevů MCB, MCD, MLB a MLD, a proto než přejdeme k vlastní experimentální části, uvedme si ve stručnosti v následující kapitole 5 některé publikované výsledky magnetooptických jevů.

5 Spektrální závislost MCD, polárního Kerrova jevu (MCB) a MLD

GaMnAs je ve feromagnetickém stavu pod Curieovou teplotou, tj. v takovémto materiálu existuje magnetizace (vnitřní magnetické pole). Následkem toho dojde k sejmutí spinové degenerace vodivostního a valenčního pásu (pásů HH, LH a SO) vzorku, respektive k rozštěpení pásů dle průmětu do směru kvantování j kvantového čísla J (celkového momentu hybnosti). Absorpční spektra feromagnetického vzorku jsou tedy různá pro levotočivě a pravotočivě kruhově polarizované světlo σ^+ , σ^- . K popisu spinově rozštěpeného pásu se využívá spektrální závislosti MCD, jenž je citlivý na rozdíl absorpce σ^+ a σ^- . Obdobně je spektrálně závislý polární Kerrův jev (MCB), jenž souvisí s indexem lomu látky, který je vztažen s absorpcí přes Kramers-Kronigovy relace.

Příslušné rozštěpení valenčního (HH) a vodivostního pásu vlivem $sp-d$ interakce je znázorněno na obr. 5.1, kde čárkované čáry představují stav před rozštěpením. Jde o antiferomagnetické rozštěpení pásů, tzn. $s-d$ interakce je feromagnetická (konstanta této interakce, neboli výměnný integrál, má kladnou hodnotu $N_0\alpha > 0$) a $p-d$ interakce je antiferomagnetická ($N_0\beta < 0$) [15]. V takovém případě v pásové struktuře je rozštěpený vodivostní pás s kvantovým číslem $j = +1/2$ energeticky výše než vodivostní pás $j = -1/2$ a zároveň rozštěpený valenční pás (pás těžkých děr) s kvantovým číslem $j = +3/2$ leží níže než valenční pás $j = -3/2$.

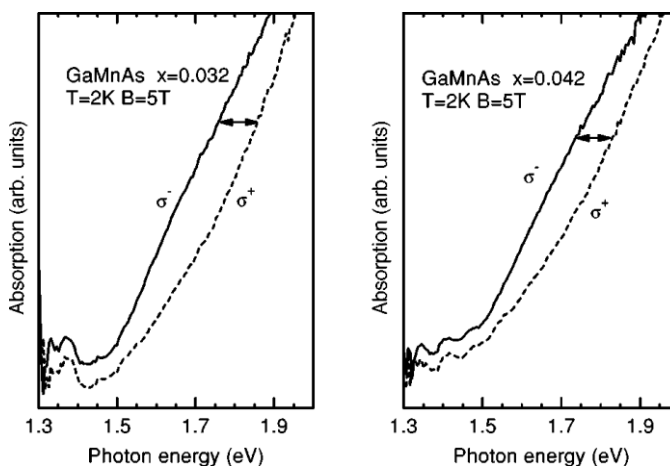
Pokud se nachází Fermiho energie nad vrcholem valenčního pásu, tj. v oblasti zakázaného pásu (polovodič s malou koncentrací děr), pak přechod σ^- má vyšší energii než přechod σ^+ (obr. 5.1 vlevo). Tento případ ($E(\sigma^+) < E(\sigma^-)$) je typický pro II-VI polovodič dopovaný Mn (např. CdMnTe) [15].



Obr. 5.1 Pásové schéma GaMnAs vlivem přítomnosti magnetizace, vlevo vzorek s nižší koncentrací děr, vpravo vzorek s vyšší koncentrací děr [15].

Měření absorpčního koeficientu v závislosti na energii světla pro σ^+ a σ^- je znázorněno na obr. 5.2 pro dva vzorky (Ga,Mn)As vyrobené epitaxním růstem s různou koncentrací Mn a umístěné do vnějšího magnetického pole o velikosti až 5 T. Energetické spektrum použitého světla je v rozmezí 1,4 až 2,0 eV, což je fundamentální absorpční oblast (Ga,Mn)As, neboli jde o okolí středu Brillouinovy zóny [15]. V oblasti nad energií 1,5 eV absorpce roste monotónně s energií. Tento průběh závislosti je

pravděpodobně způsoben tím, že nebyl dosažen žádný další přechod nad oblastí zakázaného pásu [15].

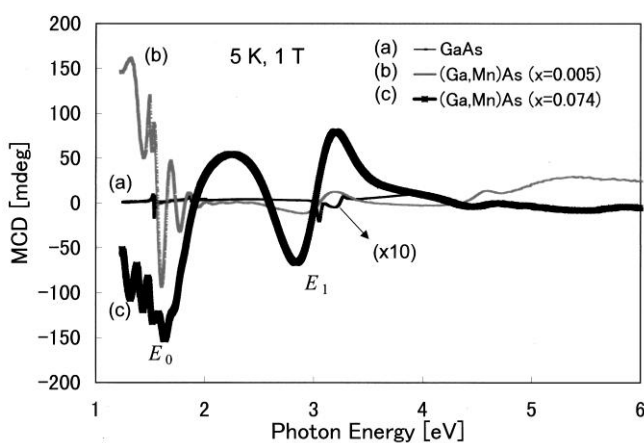


Obr. 5.2 Absorpce vzorku $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ při teplotě $T = 2 \text{ K}$ a velikosti vnějšího magnetického pole $B = 5 \text{ T}$ pro σ^+ a σ^- [15].

Rozdíl absorpčních koeficientů pro σ^+ a σ^- je pak úměrný MCD v transmisní geometrii. Obdobně lze, jak už víme, určit MCD v reflexní geometrii jako rozdíl reflexních koeficientů pro σ^+ a σ^- .

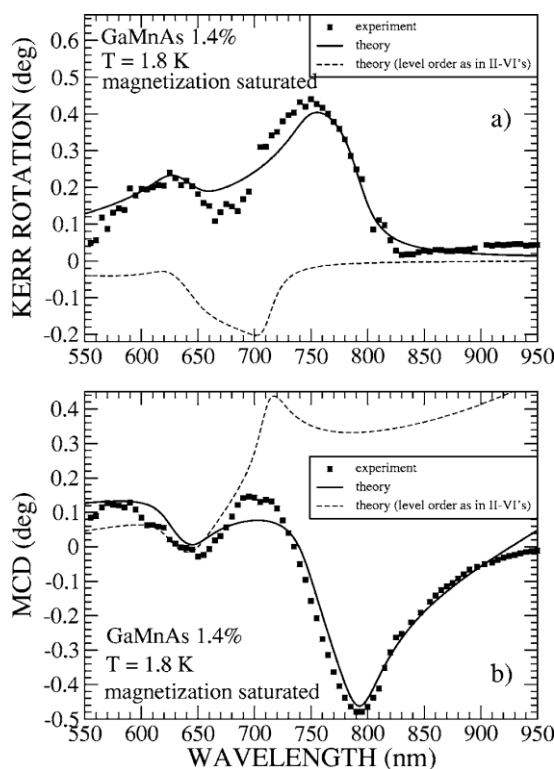
Příslušné energetické rozštěpení spekter σ^+ a σ^- na obr. 5.2 je znázorněno oboustrannou šipkou a činí 100 meV [15]. Co je však podstatné, pro GaMnAs vychází relace $E(\sigma^-) < E(\sigma^+)$, tj. v případě E_F nad valenčním pásem by se jednalo o feromagnetické rozštěpení ($N_0\alpha > 0$, $N_0\beta > 0$), neboli o feromagnetickou p - d interakci [15]. MCD GaMnAs má tedy opačné znaménko, než je tomu u CdMnTe. Výsledek feromagnetického rozštěpení není však v souladu se závěry vyplývajícími z MCD v reflexní geometrii, jež předpokládají antiferomagnetickou p - d interakci [16].

Szczytko a spol. [15] se domnívají, že v důsledku vysoké koncentrace děr v tenkých vrstvách GaMnAs ($10^{18} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) se Fermiho energie nachází pod hranou valenčního pásu (obr. 5.1 vpravo). V takovém případě tedy může nastat situace $E(\sigma^-) < E(\sigma^+)$ a p - d interakce je antiferomagnetická ($N_0\beta < 0$).

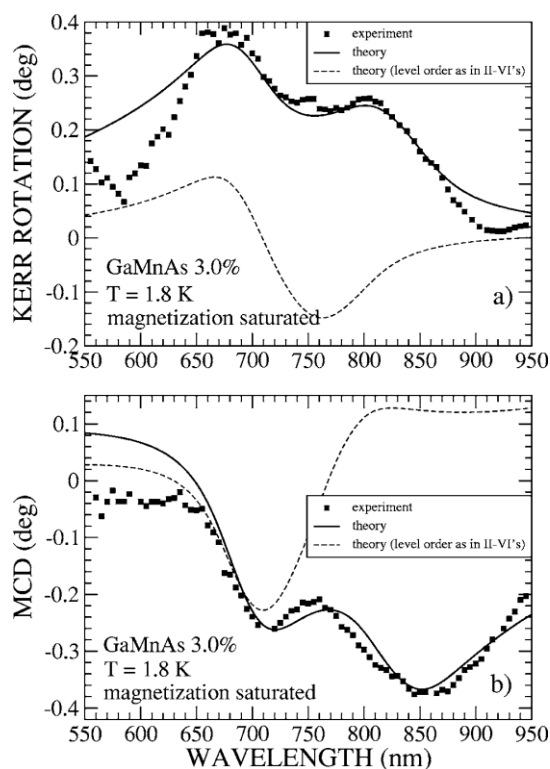


Obr. 5.3 Spektrální závislost MCD GaAs a GaMnAs [17].

Pro ilustraci si ještě uvedme MCD spektra v reflexní geometrii. Na obr. 5.3 jsou znázorněny MCD spektra pro substrát GaAs a GaMnAs s koncentrací Mn $x = 0,005$, s tloušťkou vrstvy $1,0 \mu\text{m}$ a vzorek s $x = 0,074$ a tloušťkou $1,4 \mu\text{m}$ pěstované na substrátu GaAs(001). Experiment byl prováděn při teplotě 5 K a při kolmém magnetickém poli 1 T. Signál MCD GaAs je velmi slabý, ostré píky souvisí s přechody v Γ a Λ bodech, které jsou označeny jako E_0 (šířka zakázaného pásu, 1,519 eV) a E_1 (3,04 eV). Velikost signálu MCD je značně větší pro vzorek s vyšší koncentrací Mn především v kritických bodech E_0 a E_1 , což může být připsáno silnější $sp-d$ hybridizaci [17].



Obr. 5.4 (a) spektra Kerroy rotace, (b) spektra MCD pro GaMnAs 1,4 % [18].



Obr. 5.5 (a) Spektra Kerroy rotace, (b) spektra MCD pro GaMnAs 3 % [18].

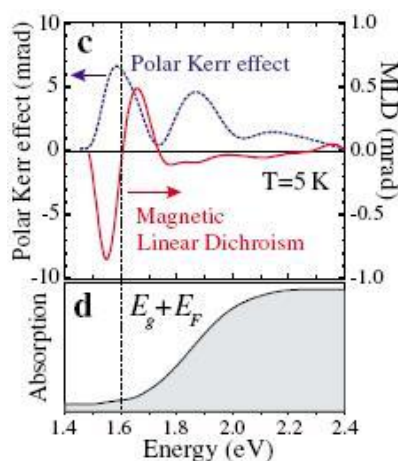
Na obr. 5.4 a 5.5 jsou grafy signálu MCD a Kerroy rotace pro vzorek GaMnAs s koncentrací 1,4 % a 3,0 % při teplotě 1,8 K a v rozmezí 550 nm až 950 nm. Příslušná experimentální data jsou fitována teoretickým modelem dielektrické funkce, jež vyjadřuje přechody mezi pásy parabolického tvaru, u nichž se předpokládá jejich rozštěpení vlivem $sp-d$ interakce. Tato dielektrická funkce zahrnuje přechody z valenčních pásů HH, LH, SO do vodivostního pásu D. Pomocí optických konstant je pak tato dielektrická funkce převedená na příslušné MCD a Kerroy rotaci. Podrobnější teoretický rozbor není cílem této práce lze ho najít v článku [18]. Víme, že na bázi teoretického modelu MCD, ale i Kerroy rotace se dá zkoumat otázka zda $p-d$ interakce je feromagnetická nebo antiferomagnetická pro příslušný vzorek. Autoři v článku [18] se domnívají, že jde o feromagnetickou interakci. Připomeňme však, že existují i jiné teoretické přístupy, které se spíše kloní k antiferomagnetické $p-d$ interakci, jež je více přijímána než koncept feromagnetické interakce. Jde tedy o oblast, která není zcela

prozkoumána, a různé teoretické modely snažící se popsat p - d interakci jsou nekonzistentní.

Na obr. 5.6 (c) je znázorněna spektrální závislost MLD signálu společně s energetickou závislostí Kerrova jevu GaMnAs při teplotě 5 K. V měřeném spektrálním oboru Kerrova jevu existují dva píky při energiích 1,6 a 1,9 eV.

Pík o energii 1,6 eV souvisí s mezipásovými přechody ze stavů valenčního pásu při Fermiho hladině (E_F) do vodivostního pásu. Vlivem rozštěpení pásů krystal absorbuje světlo o energiích $\hbar\omega_0 = E_g + E_F = 1,6$ eV a výše (obr. 5.6 (d)), kde E_g je velikost zakázaného pásu GaMnAs [19]. Pík o energii 1,9 eV ve spektru Kerrova jevu je nezávislý na pozici Fermiho hladiny. Autoři [19] se domnívají, že tento pík souvisí s mezipásovými přechody z hlubších stavů ve valenčním pásu, kde hustota těchto stavů vyvolává vznik absorpčního píku díky hybridizaci s Mn příměsí.

Tvar MLD spektra je odlišný od spektra Kerrova jevu či MCD. Přibližně se předpokládá souvislost mezi spektry MLD a MCD tvaru $A_{MLD} \propto \frac{\partial}{\partial(\hbar\omega)} A_{MCD}$ [19], což zhruba odpovídá obr. 5.6.



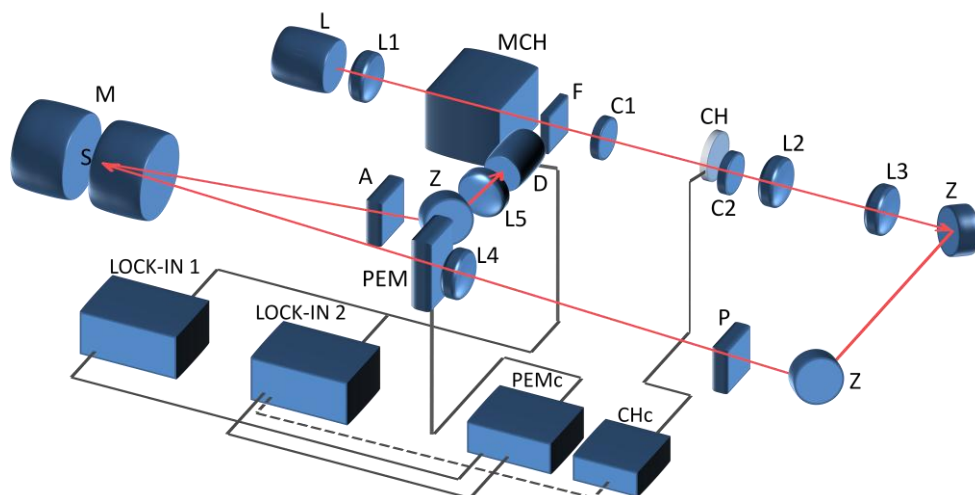
Obr. 5.6 (c) Spektrální závislost MLD a Kerrova jevu, (d) absorpční závislost GaMnAs [19].

6 Experimentální uspořádání

V této kapitole si popíšeme detailněji uspořádání experimentů a metody měření spektrálních závislostí MCD, polárního Kerrova jevu (MCB), MLD a MLB a magnetických vlastností GaMnAs.

6.1 Spektrální závislost MCD a polárního Kerrova jevu (MCB) v reflexní geometrii

Spektrální závislost MCD a polárního Kerrova jevu (MCB) v reflexní či transmisní geometrii lze získat využitím dvou polarizátorů (polarizátoru a analyzátoru) a fotoelastického modulátoru (PEMu), přičemž směr šíření dopadajícího světla \mathbf{k} je rovnoběžný s magnetickým polem \mathbf{B} (kap. 3.3). Příslušná aparatura pro spektrální závislost MCD a polárního Kerrova jevu v reflexní geometrii je znázorněna na obr. 6.1 i s popisem jednotlivých komponent.

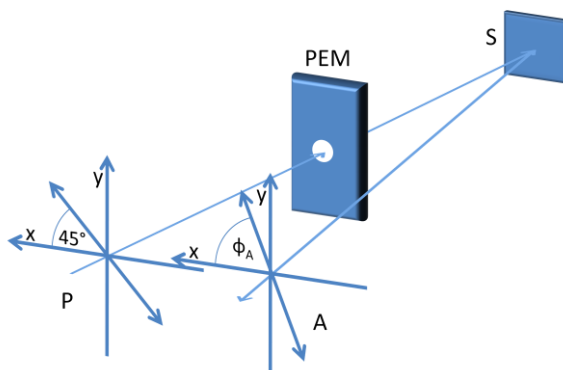


Obr. 6.1 Schématické znázornění aparatury pro MCD a polárního Kerrova jevu (MCB): L – lampa, L1 – čočka 10 D, L2 – čočka 11 D, L3, L5 – čočky 20 D, L4 – čočka 1,5 D, MCH – monochromátor, F – filtr, C1, C2 – clony, CH – chopper, Z – zrcadlo, P – polarizátor, PEM – fotoelastický modulátor, M – pólové nástavce magnetu, S – vzorek, A – analyzátor, D – detektor, PEMc – ovládací jednotka PEMu, CHc – ovládací jednotka chopperu.

V aparatuře je použita halogenová lampa, spojná čočka L1 na fokusaci bílého světla do monochromátoru s mřížkou na odraz. Za monochromátorem se vyskytuje filtr, který propouští světlo nad 500 nm, a tudíž nám umožňuje odfiltrovat 2. řád spektra jdoucí z monochromátoru (spektrum je měřeno od 500 nm do 1000 nm). Soustava dvou clonek C1, C2 a tří spojných čoček L2, L3 a L4 pak slouží k optimalizaci světelného svazku tak, aby prošel dírou v pólovém nástavci magnetu (na vstupu průměr 9 mm, u vzorku průměr 4 mm) a následně byl odražen od vzorku a tou samou dírou vyšel ven bez jakéhokoliv dotyku se stěnou díry, což se ukázalo jako největší technický problém při sestavování aparatury. Funkce čoček L2 a L3 je zmenšení divergence svazku a čočkou L2 se pak podélným posuvem dá nastavit nejužší svazek v místě vzorku s průměrem kolem 1 mm. Zrcadla pak slouží k najustování svazku do díry v magnetu samozřejmě s kombinací výškového a stranového posuvu spojné čočky L4, která také

ovlivňuje chod paprsku. Spojná čočka L5 pak slouží k fokusaci svazku do detektoru. Magnet se skládá ze dvou pólových nástavců, jež vytváří pole ve směru dopadajícího svazku na vzorek, což je nezbytná geometrie pro měření MCD a polárního Kerrova jevu (kap. 3)

Jádrem aparatury je polarizátor, PEM a analyzátor. Spočítejme si, jakou intenzitu světla detekujeme na detektoru po průchodu takovýmto systémem, respektive jakým způsobem můžeme měřit jevy MCD a polární Kerrův jev.



Obr. 6.2 Zvolená soustava souřadná, P – polarizátor, A – analyzátor.

Definujme si nejdříve soustavu souřadnou dle obr. 6.2, kde polarizátor P je natočený o 45° vůči ose x , a necht' analyzátor A svírá obecný úhel ϕ_A vůči ose x .

Pro popis využijeme Jonesův formalismus, a sice vstupní Jonesův vektor určený polarizátorem P má tvar v bázi dvou ortogonálních vektorů ve směru osy x a y

$$\frac{E}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

Pro PEM lze psát Jonesovu matici obdobně jako pro fázovou destičku

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

Pomalou a rychlou osu PEMu neřešíme, protože signál z detektoru měříme pomocí LOCK-INu, kde fázi (úhel svírající referenční fázor LOCK-INu a fázor PEMu) lze určit až na 180° , což nám mění znaménko. Fázové zpoždění δ PEMu je pak časově proměnné dle vztahu

$$\delta = \delta_0 \sin 2\pi ft, \quad (6.3)$$

kde f je frekvence modulace vlny PEMem (50 kHz) a δ_0 je amplituda fázového zpoždění.

Vzorek S lze popsat Jonesovou maticí v bázi pravo a levotočivě kruhově polarizovaného světla tvarem

$$\begin{pmatrix} r_- & 0 \\ 0 & r_+ \end{pmatrix}, \quad (6.4)$$

kde r_- je reflexní koeficient pro pravotočivě kruhově polarizované světlo a r_+ pro levotočivě kruhově polarizované světlo. Pro převod do báze ve směru x a y je

nutné použít transformaci souřadnic (3.11). Transformace matice (6.4) je tedy následující

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_- & 0 \\ 0 & r_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix}. \quad (6.5)$$

Analyzátor pak provede průmět vektoru elektrické intenzity do směru svírající úhel ϕ_A s osou x .

Vektor elektrické intenzity \mathbf{E} po průchodu naším systémem pak dostaneme postupným vynásobením jednotlivých komponent (6.1), (6.2) a (6.5) zprava doleva. Průmět do směru svírající úhel ϕ_A s osou x je pak dán skalárním součinem \mathbf{E} s vektorem $(\cos \phi_A, \sin \phi_A)$.

Výslednou intenzitu pak dostaneme vztahem $I \sim |\mathbf{E}|^2 = \mathbf{E}\mathbf{E}^*$ a po drobných úpravách získáme

$$I = \frac{E^2}{4} \left[(r_+^2 + r_-^2) + (r_+^2 - r_-^2) \sin \delta + i(r_+^* r_- e^{-2i\phi_A} - r_-^* r_+ e^{2i\phi_A}) \cos \delta \right]. \quad (6.6)$$

Ve většině případů je rozdíl druhé mocniny reflektivity levotočivě a pravotočivě kruhově polarizované vlny velice malý, proto lze zavést aproximaci $\Delta R/R \ll 1$, kde $\Delta R = r_+^2 - r_-^2$ a $R = (1/2)(r_+^2 + r_-^2)$. Po dalších úpravách vztahu (6.6) a aplikaci aproximace lze psát (viz příloha 9.4)

$$I = I_0 \left[R + \frac{\Delta R}{2} \sin \delta + R \sin(\Delta\varphi_c + 2\phi_A) \cos \delta \right], \quad (6.7)$$

kde $I_0 = E^2/2$, $\Delta\varphi_c = \varphi_- - \varphi_+ = -2\theta$ je rozdíl fází pravotočivě (φ_-) a levotočivě (φ_+) kruhově polarizovaného světla, θ je úhel stočení lineárně polarizovaného světla (Kerrova rotace), neboli úhel natočení elipticky polarizovaného světla vůči rovině původně lineárně polarizovaného světla (kap. 3.5).

Dosazením (6.3) do vztahu pro intenzitu (6.7) a využitím rozvoje s koeficienty n -tého řádu Besselových funkcí $J_n(\delta_0)$ [20]

$$\begin{aligned} \sin(\delta_0 \sin 2\pi ft) &= 2J_1(\delta_0) \sin 2\pi ft + \dots \\ \cos(\delta_0 \sin 2\pi ft) &= J_0(\delta_0) + 2J_2(\delta_0) \sin 4\pi ft + \dots \end{aligned} \quad (6.8)$$

dostáváme

$$I = \tilde{I}(0f) + \tilde{I}(1f) \sin 2\pi ft + \tilde{I}(2f) \sin 4\pi ft + \dots, \quad (6.9)$$

kde

$$\begin{aligned} \tilde{I}(0f) &= I_0 R [1 + J_0(\delta_0) \sin(\Delta\varphi_c + 2\phi_A)], \\ \tilde{I}(1f) &= I_0 \Delta R J_1(\delta_0), \\ \tilde{I}(2f) &= 2I_0 R J_2(\delta_0) \sin(\Delta\varphi_c + 2\phi_A). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Pokud citlivost detekčního systému (detektor, lock-in) pro komponenty intenzity $\tilde{I}(0f)$, $\tilde{I}(1f)$ a $\tilde{I}(2f)$ vyjádříme hodnotami q_1 , q_2 a q_3 , pak intenzity (napětí) měřené

na lock-inu na frekvencích $0f$ (respektive frekvence chopperu – 210 Hz), $1f$ (frekvence PEMu – 50 kHz) a $2f$ (dvojnásobná frekvence PEMu – 100 kHz) jsou

$$\begin{aligned} I(0f) &= q_1 \tilde{I}(0f), \\ I(1f) &= q_2 \tilde{I}(1f), \\ I(2f) &= q_3 \tilde{I}(2f). \end{aligned} \quad (6.11)$$

Vyjádříme-li si poměr $I(1f)/I(0f)$ a $I(2f)/I(0f)$ pomocí vztahů (6.10) a (6.11) dostaneme

$$\frac{I(1f)}{I(0f)} = A \frac{J_1(\delta_0) \Delta R/R}{1 + J_0(\delta_0) \sin(\Delta\varphi_c + 2\phi_A)}, \quad (6.12)$$

$$\frac{I(2f)}{I(0f)} = B \frac{2J_2(\delta_0) \sin(\Delta\varphi_c + 2\phi_A)}{1 + J_0(\delta_0) \sin(\Delta\varphi_c + 2\phi_A)}, \quad (6.13)$$

kde $A = q_2/q_1$ a $B = q_3/q_1$.

Nastavíme-li úhel analyzátoru na hodnotu $\phi_A = +\pi/2$ (nebo $\phi_A = 0$) a uvažujeme-li aproximaci $\Delta\varphi_c \ll 1$, pak rovnice (6.12) a (6.13) přejdou na jednodušší tvar

$$\left(\frac{I(1f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = +\pi/2} = C_1 \frac{\Delta R}{R}, \quad (6.14)$$

$$\left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = +\pi/2} = -2C_2 \Delta\varphi_c, \quad (6.15)$$

kde koeficienty $C_1 = AJ_1(\delta_0)$ a $C_2 = BJ_2(\delta_0)$ určíme pomocí kalibrace uvedené níže.

Dle (6.14) pak lze jednoduše určit magnetooptický parametr $\Delta R/R$ z experimentálních hodnot $I(1f)/I(0f)$. Parametr $\Delta R/R$ souvisí s magnetickým kruhovým dichroismem (ψ) pomocí vztahu (3.26), tedy

$$\psi = \frac{1}{4}(\Delta R/R). \quad (6.16)$$

Ze vztahu (6.15) určíme analogicky parametr $\Delta\varphi_c$ a tím polární Kerrův jev (θ) (vztah 3.25)

$$\theta = -\frac{1}{2}\Delta\varphi_c. \quad (6.17)$$

Zbývá už jen určit koeficienty C_1 a C_2 ve vztahu (6.14) a (6.15). Kalibraci pro Kerrovu rotaci provedeme tak, že místo vzorku umístíme zrcadlo ($\Delta\theta = 0$), vypneme vnější magnetické pole a analyzátor nastavíme na úhel $\phi_A = \pm\pi/4$. Vztah (6.13) pak přejde na výraz

$$\left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=\pm\frac{\pi}{4}} = \pm \frac{2C_2}{1 \pm J_0(\delta_0)}. \quad (6.18)$$

Máme tedy dvě rovnice o dvou neznámých C_2 a $J_0(\delta_0)$. Snadným řešením získáme koeficient

$$C_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=+\frac{\pi}{4}} \left[1 + \frac{\left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=-\frac{\pi}{4}} + \left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=+\frac{\pi}{4}}}{\left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=-\frac{\pi}{4}} - \left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=+\frac{\pi}{4}}} \right]. \quad (6.19)$$

Obdobně se provede kalibrace pro MCD, tedy místo vzorku dáme zrcadlo ($\Delta\theta = 0$, $\Delta R = 0$), analyzátor nastavíme na úhel $\phi_A = \pm\pi/4$. Navíc mezi PEM a analyzátor vložíme $\lambda/4$ destičku. Při této konfiguraci přejde intenzita (6.7) na vztah

$$I_{\phi_A=\pm\frac{\pi}{4}} = I_0 R (1 \pm \cos \tilde{\delta}), \quad (6.20)$$

kde $\tilde{\delta} = \delta_\lambda + \delta$ a $\delta_\lambda = \pi/2(\lambda/\lambda_0)$ je fázové zpoždění světla způsobené čtvrtvlnnou destičkou, jejíž fázové zpoždění při vlnové délce λ_0 je $\pi/2$ ($\lambda/4$ destička je spektrálně závislá). Při našem experimentu využíváme $\lambda/4$ destičku s $\lambda_0 = 810$ nm.

Úpravou výrazu (6.20) a využitím rozvoje (6.8) dostaneme soustavu dvou rovnic

$$\left(\frac{I(1f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=\pm\frac{\pi}{4}} = \mp \frac{2C_1 \sin \delta_\lambda}{1 \pm J_0(\delta_0) \cos \delta_\lambda}. \quad (6.21)$$

Předpokládáme-li, že spektrální závislost čtvrtvlnné destičky se blíží ploché závislosti, tj. $\lambda = \lambda_0$, $\delta_\lambda = \pi/2$, pak se výraz (6.21) zjednoduší a lze určit koeficient C_1

$$C_1 = \mp \frac{1}{2} \left(\frac{I(1f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=\pm\frac{\pi}{4}}. \quad (6.22)$$

Známe-li koeficienty C_1 a C_2 , můžeme získat hodnotu MCD, resp. Kerrova jevu v jednotkách rad porovnáním vztahů (6.14) a (6.16), resp. vztahů (6.15) a (6.17)

$$\psi = \frac{1}{4C_1} \left(\frac{I(1f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=+\frac{\pi}{2}}, \quad (6.23)$$

$$\theta = \frac{1}{4C_2} \left(\frac{I(2f)}{I(0f)}\right)_{\phi_A=+\frac{\pi}{2}}. \quad (6.24)$$

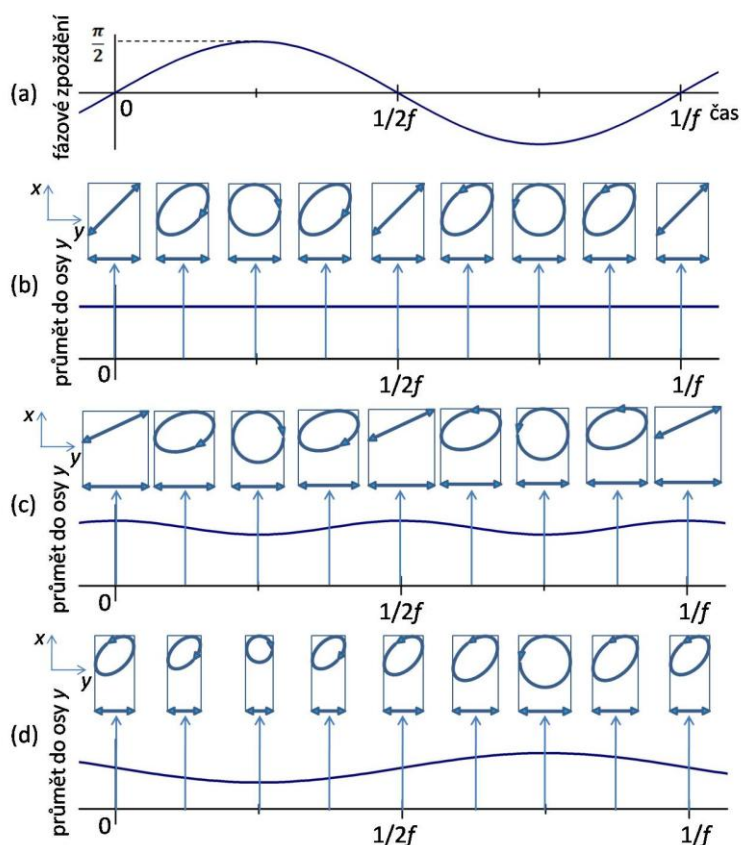
Na obr. 6.3 je schematické vysvětlení, proč $1f$ a $2f$ komponenty detekovaného signálu souvisí s MCD a Kerrovou rotací. Křivka (a) znázorňuje časovou závislost fázového zpoždění δ světelné vlny vyvolaného PEMem. Amplituda δ_0 je na obrázku pro jednoduchost rovna $\pi/2$ (mód $\lambda/4$). V tomto případě tedy maximum a minimum

δ souvisí s kruhově polarizovaným světlem. Vektor elektrické intenzity \mathbf{E} je pak znázorněn v (b), kde vidíme posloupnost polarizací v jedné periodě modulace (LP-LCP-LP-RCP-LP), kde LP je lineární polarizace, LCP je levotočivě kruhově polarizované světlo a RCP pravotočivě. Konstantní projekce \mathbf{E} do směru osy y je pak také znázorněna v (b) dole.

Magnetický vzorek pak vyvolá Kerrovu rotaci nebo kruhový dichroismus. Pokud vznikne fázový rozdíl mezi RCP a LCP (Kerrová rotace), rovina lineární polarizace se stočí a změní průmět \mathbf{E} do směru y , zatímco průmět kruhově polarizovaného světla do osy y zůstává nezměněn. Tím se nám objeví $2f$ komponenta v signálu (viz obr. 6.5 (c)).

V případě MCD vzniká rozdíl mezi velikostí vektoru elektrické intenzity RCP a LCP (d), což vede ke vzniku $1f$ komponenty projekce \mathbf{E} do směru y .

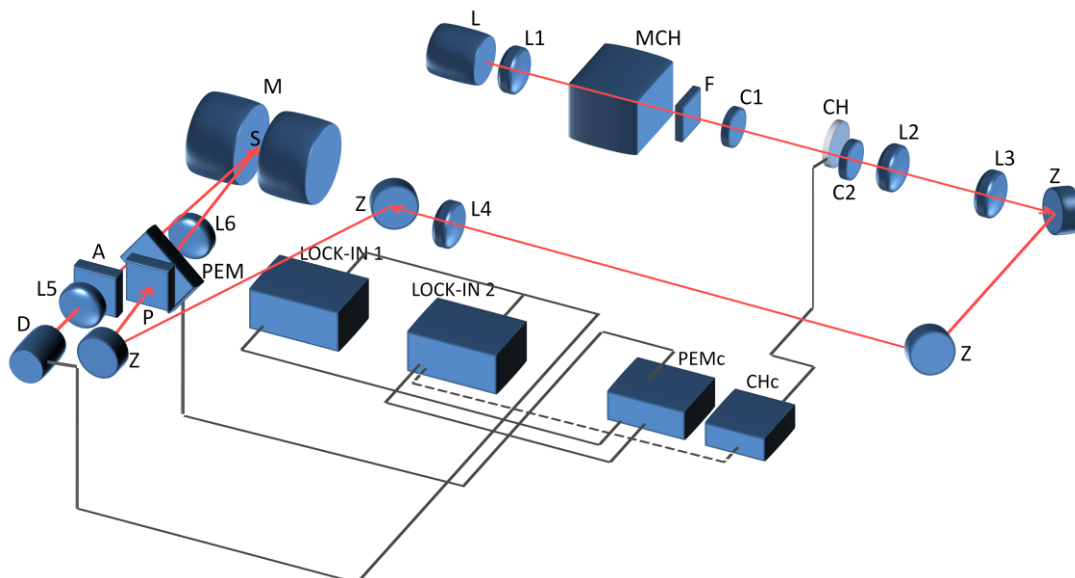
Pro naměření MCD a Kerrovu rotace je tedy nutné naměřit signál $I(0f)$ využitím LOCK-INu 2 na frekvenci chopperu (210 Hz), signál $I(1f)$ pomocí LOCK-INu 2 na frekvenci 50 kHz a signál $I(2f)$ pomocí LOCK-INu 1 na frekvenci (100 kHz) (viz obr. 6.1). Měření by se dalo urychlit pomocí 3 LOCK-INů, kde na LOCK-INu 1 by se nemuselo přepínat mezi chopperem a PEMem (50 kHz). K určení absolutní hodnoty MCD a Kerrovu rotace je nezbytné určit kalibrační konstanty C_1 a C_2 .



Obr. 6.3 Schematické znázornění měření signálů na frekvenci PEMu $1f$ a $2f$ a v módu $\lambda/4$, (a) časově závislé fázové zpoždění světelné vlny způsobené PEMem, (b) vývoj průmětu vektoru elektrické intenzity bez vlivu magnetooptických jevů, (c) s vlivem Kerrovu rotace, (d) s vlivem MCD.

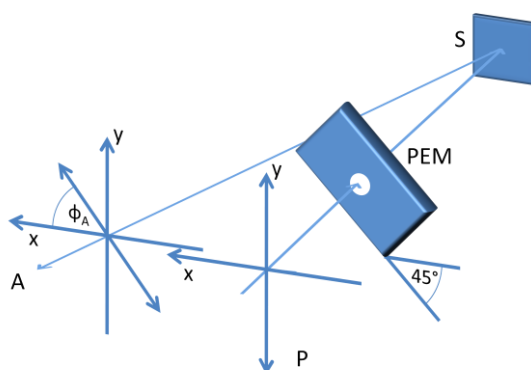
6.2 Spektrální závislost MLB a MLD v reflexní geometrii

Experimentální uspořádání pro zjištění spektrální závislosti MLB a MLD v reflexní či transmisní geometrii je obdobné jako v kapitole 6.1 s tím rozdílem, že směr vlnového vektoru dopadajícího záření \mathbf{k} je kolmý na směr magnetického pole \mathbf{B} (kap. 3.3). Schéma aparatury je znázorněno na obr. 6.4 se stejnými popisy jako na obr. 6.1.



Obr. 6.4 Schématické znázornění aparatury pro MLB a MLD: L – lampa, L1, L6 – čočka 10 D, L2 – čočka 11 D, L3, L5 – čočky 20 D, L4 – čočka 1,5 D, MCH – monochromátor, F – filtr, C1, C2 – clony, CH – chopper, Z – zrcadlo, P – polarizátor, PEM – foto-elastický modulátor, M – pólové nástavce magnetu, S – vzorek, A – analyzátor, D – detektor, PEMc – ovládací jednotka PEMu, CHc – ovládací jednotka chopperu.

Analogicky jako v kapitole 6.1 si spočítáme detekovanou intenzitu procházející systémem polarizátor, PEM a analyzátor. Soustavu souřadnou si definujeme podle obr. 6.5, kde snadná osa polarizátoru P je rovnoběžná s osou y , PEM je natočený vůči ose x o -45° a analyzátor A svírá s osou x 45° .



Obr. 6.5 Zvolená soustava souřadná, P – polarizátor, A – analyzátor.

Opět využijeme Jonesův formalismus. Jonesův vektor v bázi x a y určený polarizátorem P má tvar

$$E \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (6.25)$$

Jonesova matice pro PEM otočený vůči ose x o -45° je následující

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6.26)$$

Vzorek si popíšeme opět Jonesovou maticí, ale nikoliv pomocí reflexních koeficientů jako v případě MCD a MCB, nýbrž budeme uvažovat, že vzorek způsobí fázové zpoždění a úhlové natočení dopadající obecně elipticky polarizované vlny. Fázové zpoždění vyjádříme analogicky jako pro PEM či fázovou destičku následující maticí

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\varphi} \end{pmatrix}. \quad (6.27)$$

Úhlové stočení θ pak zahrneme do průmětu do směru analyzátoru svírající s osou x úhel ϕ_A , a sice

$$[\cos(\phi_A + \theta), \quad \sin(\phi_A + \theta)]. \quad (6.28)$$

Vektor elektrické intenzity \mathbf{E} po průchodu naším systémem pak dostaneme opět postupným vynásobením jednotlivých komponent (6.25), (6.26) a (6.27) zprava doleva. Průmět do směru svírající úhel $\phi_A + \theta$ s osou x je pak dán skalárním součinem \mathbf{E} s vektorem (6.28).

Výslednou intenzitu pak dostaneme vztahem $I \sim |\mathbf{E}|^2 = \mathbf{E}\mathbf{E}^*$, tedy

$$I = \frac{E^2}{2} (1 - \cos \delta \cos 2(\phi_A + \theta) + \sin \delta \sin 2(\phi_A + \theta) \sin \Delta\varphi). \quad (6.29)$$

Za předpokladu, že $\phi_A = +\pi/4$ (analyzátor rovnoběžně s osou PEMu), dostaneme obdobnými úpravami jako v kap. 6.1 následující výrazy

$$\frac{I(1f)}{I(0f)} = A \frac{2J_1(\delta_0) \cos 2\theta \sin \Delta\varphi}{1 + J_0(\delta_0) \sin 2\theta}, \quad (6.30)$$

$$\frac{I(2f)}{I(0f)} = B \frac{2J_2(\delta_0) \sin 2\theta}{1 + J_0(\delta_0) \sin 2\theta}. \quad (6.31)$$

Uvažujeme-li dále aproximaci $\theta \ll 1$, přejdou výrazy (6.30) a (6.31) na jednodušší tvar

$$\left(\frac{I(1f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = +\frac{\pi}{4}} = 2C_1 \sin \Delta\varphi, \quad (6.32)$$

$$\left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = +\frac{\pi}{4}} = 4C_2 \theta, \quad (6.33)$$

kde $C_1 = AJ_1(\delta_0)$ a $C_2 = BJ_2(\delta_0)$ jsou opět kalibrační koeficienty.

Jak vidíme, vztah (6.33) souvisí se stočením lineárně polarizovaného světla, respektive natočením obecně elipticky polarizovaného světla, tedy s MLD. U vztahu (6.32) však není na první pohled patrné, zda souvisí s elipticitou ψ , tedy s MLB.

S využitím vztahu (3.16), kde $\chi = e^{i\Delta\varphi}$, tj. poměr diagonálních členů matice (6.27), a za předpokladu $\psi \ll 1$, snadno zjistíme, že platí rovnost $2\psi = \sin \Delta\varphi$. Pro určení MLB a MLD máme tedy následující vztahy

$$\psi = \frac{1}{4C_1} \left(\frac{I(1f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = +\frac{\pi}{4}}, \quad (6.34)$$

$$\theta = \frac{1}{4C_2} \left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = +\frac{\pi}{4}}. \quad (6.35)$$

Kalibrační koeficienty C_1 a C_2 určíme obdobně jako při měření MCB a MCD. V případě MLD místo vzorku umístíme zrcadlo ($\theta = 0$, $\Delta\varphi = 0$), analyzátor nastavíme na úhel $\phi_A = 0, \pi/2$ a pomocí vztahu (6.29) získáme hledaný koeficient

$$C_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = \frac{\pi}{2}} \left[1 + \frac{\left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = 0} + \left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = \frac{\pi}{2}}}{\left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = 0} - \left(\frac{I(2f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = \frac{\pi}{2}}} \right]. \quad (6.36)$$

Obdobně jako u MCD se provede kalibrace pro MLB, tedy místo vzorku dáme zrcadlo ($\theta = 0$, $\Delta\varphi = 0$) a vypneme vnější magnetické pole. Analyzátor nastavíme na úhel $\phi_A = 0, \pi/2$. Navíc mezi PEM a analyzátor vložíme $\lambda/4$ destičku. Hledaný koeficient je

$$C_1 = +(-) \frac{1}{2} \left(\frac{I(1f)}{I(0f)} \right)_{\phi_A = 0, (\frac{\pi}{2})}. \quad (6.37)$$

Získali jsme tedy zcela analogické vztahy jako pro MCD a MCB, což není spodivem. Rozdíl je jen v tom, že dané soustavy, tj. soustava popsaná v kapitole 6.1 pro měření MCD a MCB a soustava popsaná v této kapitole pro měření MLD a MLB, jsou od sebe pootočené o $\pi/4$. Dá se říci, že výpočet v této kapitole je zcela univerzální a jde použít i pro případ MCD a MCB, protože základem je vždy stočení lineárně polarizovaného světla (MCB a MLD) a vznik elipticky polarizovaného světla – elipticita (MCD a MLB).

7 Měření magnetooptická spektra

V této kapitole se budeme zabývat experimentální částí, tj. aplikací metody měření spektrálních závislostí MCD, MCB (Kerrová jevu), MLD a MLB vzorků GaMnAs a GaMnAsP pomocí fotoelastického modulátoru dle 6. kapitoly. Následně se zaměříme na studium magnetických vlastností některých vzorků na vybraných vlnových délkách.

7.1 Studované vzorky

Pro experimentální část máme k dispozici vzorky GaMnAs uvedené v tab. 7.1. Veškeré vzorky GaMnAs byly zhotoveny pomocí moderní technologie epitaxního růstu MBE v FU AV ČR v Cukrovarnické ulici. Příslušné vrstvy GaMnAs byly pěstovány na substrátu GaAs. Některé vzorky navíc prošly procesem žíhání. Vzorek C104 byl speciálně pěstován pro transmisní geometrii, tj. substrát GaAs byl od dané vrstvy GaMnAs odleptán. Před leptáním bylo třeba vypěstovat strukturu, v níž mezi substrátem GaAs a vrstvou GaMnAs byla přítomna 275 nm tlustá vrstva AlAs z toho důvodu, aby při odstraňování substrátu nebyla odleptána také vrstva GaMnAs. Zbylé vrstvy po leptacím procesu (GaMnAs a AlAs) byly přilepeny na průhlednou destičku safíru. Vzorek GaMnAsP (MN403) byl pěstován na Univerzitě v Nottinghamu, jde v podstatě o GaMnAs, který je navíc ještě dopován atomy fosforu.

Příslušná orientace magnetizace ve vzorcích GaMnAs (snadná osa magnetizace) je rovnoběžná s rovinou vzorku. U vzorku GaMnAsP je situace odlišná, snadná osa magnetizace je kolmá na rovinu vzorku.

| Vzorek | Označení | Koncentrace | Tloušťka | T_C |
|--|----------|---------------------------|----------|-------|
| $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (nežíhaný) | C037#9 | $x = 6 \%$ | 500 nm | 60 K |
| $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (žíhaný) | C037#6 | $x = 6 \%$ | 500 nm | 90 K |
| $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (žíhaný) | D071#5 | $x = 7 \%$ | 50 nm | 160 K |
| $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (žíhaný) | C104 | $x = 7 \%$ | 230 nm | 95 K |
| $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ (žíhaný) | MN403 | $x = 6 \%$ $y = 10 \%$ | 25 nm | 110 K |

Tab. 7.1 Studované vzorky a jejich vlastnosti.

7.2 Spektrální závislost MCD a MCB

V této kapitole popíšeme měření magnetického kruhového dichroismu (MCD) a magnetického kruhového dvojlomu (MCB), které jsou citlivé na magnetizaci vzorku ve směru šíření světla, tj. kolmo k rovině vzorku.

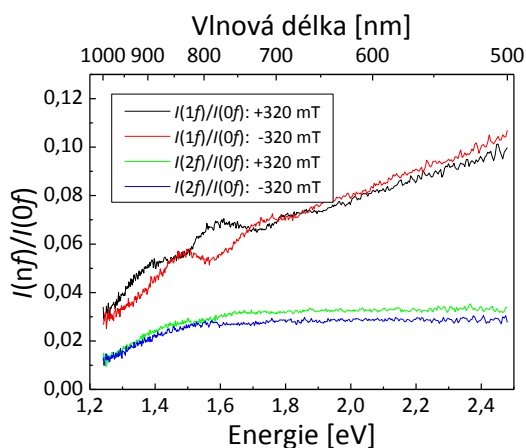
7.2.1 Experimentální výsledky

Měření spektrální závislosti MCD a MCB jsme prováděli pomocí experimentálního uspořádání popsaného v kapitole 6.1. Příslušné schéma je na obr. 6.1. Experimentální realizace měření těchto spekter je velice komplikována geometrickými faktory použitých komponent. Především je nutné, aby světlo s proměnnou vlnovou délkou prošlo otvory pólových nástavců magnetu o průměru 9 mm na vstupu a 4 mm na výstupu (délka pólového nástavce je přibližně 30 cm) a následně se odrazilo

od vzorku a vrátilo se zpět stejnými otvory bez rozptylu na vnitřních stěnách magnetu. Dále bylo třeba vytvořit z divergentního svazku vystupujícího z žárovky takový svazek, aby prošel aperturou fotoelastického modulátoru (PEMu) o průměru kolem 15 mm, výše zmiňovanými otvory magnetu a aperturou analyzátoru o průměru kolem 10 mm, přičemž vzdálenost od PEMu ke vzorku byla okolo 1,5 m (viz obr. 6.1). Navíc bylo nutné vyladit aparaturu tak, aby byl svazek fokusován na vzorek (nejmenší průměr svazku na vzorku). Z nekoherentního zdroje záření (halogenové lampy) se nám nakonec podařilo prostorovou filtrací vytvořit svazek, který splňoval veškeré požadavky a jenž se svými charakteristikami do jisté míry blížil laserovému svazku.

Studované vzorky jsou umístěny do kryostatu, v němž je teplota 8 K, mezi pólovými nástavci magnetu. Všechna měření jsou tedy prováděna ve feromagnetickém stavu vzorků. PEM je nastaven v módu $\lambda/4$.

Pomocí dvou LOCK-INů a detektoru jsme naměřili signál „MCB“ $I(2f)$ na frekvenci $2f$ (100 kHz), signál „MCD“ $I(1f)$ na frekvenci $1f$ (50 kHz) a signál chopperu $I(0f)$ na frekvenci $0f$ (210 Hz). Poměrem $I(1f)/I(0f)$ lze získat signál MCD dle vztahu (6.23) a $I(2f)/I(0f)$ signál MCB dle (6.24). Problém však je, že signály $I(1f)$ a $I(2f)$ jsou ovlivněny jakýmsi „artefaktem“ vyvolaným PEMem. Magnetooptické jevy MCD a MCB jsou liché v magnetizaci, tj. při přiložení vnějším magnetickém poli opačného směru by měl signál $I(1f)$ a $I(2f)$ z PEMu změnit znaménko, což ale není splněno, jak je ukázáno na obr. 7.1, kde jsou vyneseny poměry $I(1f)/I(0f)$ a $I(2f)/I(0f)$.



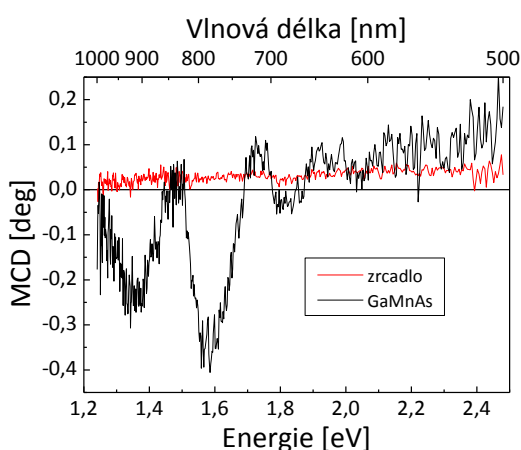
Obr. 7.1 Spektrální závislost poměru $I(nf)/I(0f)$ pro vzorek C037#9, kde $n = 1, 2$, při magnetickém poli +320 mT a -320 mT, $T = 8$ K.

Z tohoto důvodu nestačí jen určit signál $I(1f)$ a $I(2f)$ při aplikaci magnetického pole +320 mT ve směru šíření dopadajícího světla na vzorek, ale je nutné naměřit tytéž signály při opačném magnetickém poli -320 mT. Od signálu při kladném magnetickém poli (pole rovnoběžné se směrem šíření dopadajícího světla) se odečte signál při záporném magnetickém poli a příslušný rozdíl se vydělí dvěma. Takto určený signál se rovná $I(1f)/I(0f)$ a $I(2f)/I(0f)$ uvedených ve vztazích (6.23) a (6.24).

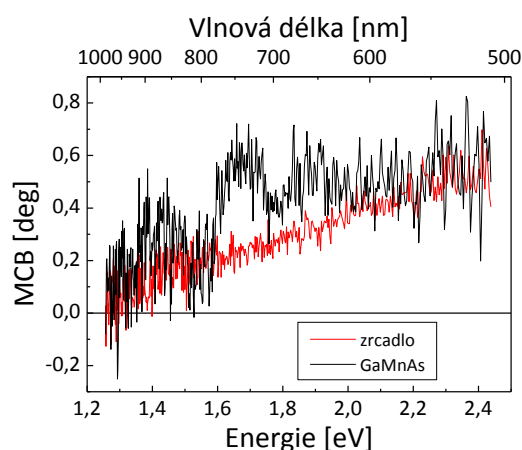
Původ zmíněného „artefaktu“ není zcela jasný. Může se například jednat o rozdílné koeficienty reflexe (Fresnelovy koeficienty) pro různé polarizace světla anebo může být způsoben čistě elektronickou interakcí mezi PEMem a detektorem.

Ke stanovení absolutní hodnoty MCD a MCB dle vztahu (6.23) a (6.24) je nutné ještě určit kalibrační koeficienty C_1 a C_2 dle postupu uvedeném v kap. 6.1 a pomocí vztahů (6.22) a (6.19). Koeficienty určené při vlnové délce světla 810 nm jsou $C_1 = -0,28$ a $C_2 = 0,06$.

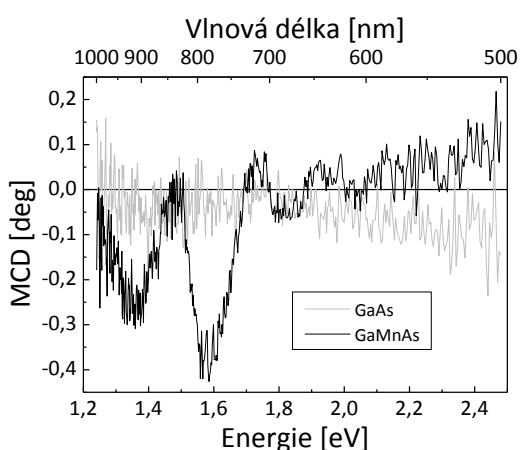
Na obr. 7.2 (černá křivka) je vynesena spektrální závislost MCD pro vzorek C037#9 při 8 K určená vztahem (6.23). Červená křivka pak vyjadřuje MCD okének kryostatu při 8 K, kdy místo vzorku bylo umístěno zrcadlo. Černá křivka na obr. 7.3 pak vyjadřuje spektrální závislost MCB pro vzorek C037#9 při 8 K danou vztahem (6.24) a červená křivka je MCB (Kerrovova rotace) okének kryostatu. Jak je vidět, MCD okének kryostatu je zhruba nulové, zato měřené MCB vzorku je značně ovlivněno Kerrovou rotací okének kryostatu, přičemž MCB okének roste s energií světelné vlny.



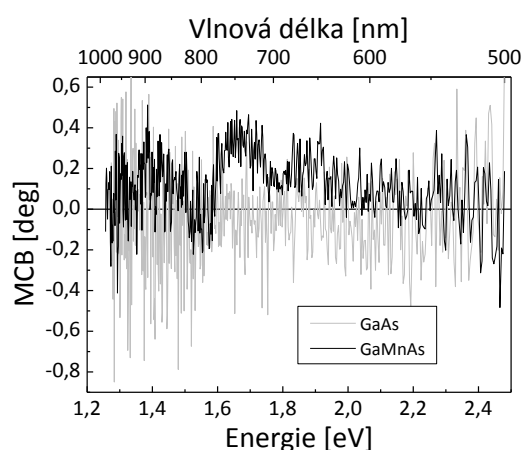
Obr. 7.2 Srovnání spektrálních závislostí MCD pro odraz od zrcadla a od vzorku C037#9.



Obr. 7.3 Srovnání spektrálních závislostí MCB pro odraz od zrcadla a od vzorku C037#9.



Obr. 7.4 Srovnání spektrálních závislostí MCD pro vzorek C037#9 a pro substrát GaAs.



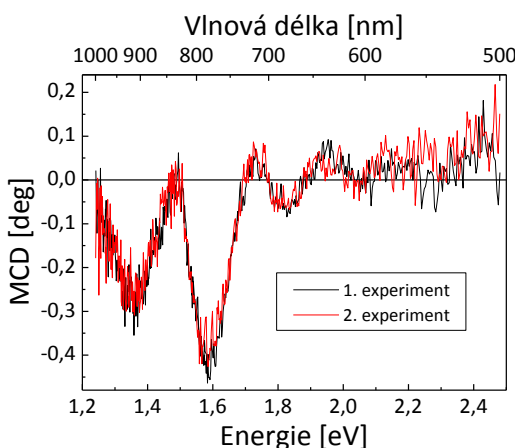
Obr. 7.5 Srovnání spektrálních závislostí MCB pro nežíhaný GaMnAs (C037#9) a pro substrát GaAs.

Ve všech následujících grafech je pak naměřený signál MCD a MCB již korigovaný na vliv okének kryostatu. Příslušná data pro vzorek C037#9 jsou uvedena na obr. 7.4 a 7.5. Na těchto obrázcích je vynesena i spektrální závislost MCB a MCD v GaAs,

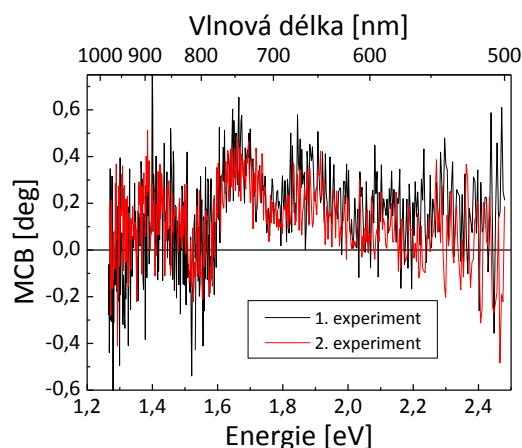
abychom zjistili, zda mohou být příslušné signály naměřené ve vzorkách ovlivněny substrátem. Principiálně je totiž možné, že odražené světlo je ovlivněno nejen vrstvou GaMnAs, ale i pod ní ležícím substrátem, protože tloušťka GaMnAs se blíží velikosti hloubky vniku světelné vlny. Z těchto obrázků je patrné, že signály MCB a MCD v GaAs fluktuují kolem nuly, což je způsobeno přiloženým relativně slabým magnetickým polem, jež není schopné vyvolat magnetooptický signál v GaAs. Změřená spektrální závislost magnetooptických jevů tedy určitě nepochází od substrátu.

Signály MCB a MCD nejsou hladké a jsou modulovány šumem, jenž má původ hlavně v elektronice PEMu a detektoru a je velmi obtížné tento šum redukovat. Signál MCB je více zašuměný než signál MCD. Na obr. 7.1 si všimněme, že signály $I(2f)$ a $I(1f)$ vykazují relativně stejný šum. Pokud následně určíme magnetooptická spektra vždy odečtením křivky při záporném magnetickém poli od křivky při kladném magnetickém poli a takto odečtené křivky vynásobíme převrácenou hodnotu kalibračního koeficientu dle vztahů (6.23) a (6.24), je pak zřejmé, že v případě MCB je křivka více zašuměná než při měření MCD, protože $|C_2| < |C_1|$.

Dále jsme zjistili, že zvýšení poměru signál/šum lze dosáhnout větším množstvím dopadajících fotonů na vzorek. Problém však je, že při měření MCD a MCB jsme omezeni geometrickými faktory komponent aparatury diskutovanými výše, a tím tento způsob není prakticky realizovatelný. Další možností, jak zvýšit poměr signál/šum, je nastavení vhodného módu PEMu, což si ukážeme později.



Obr. 7.6 Srovnání dvou nezávislých měření MCD pro vzorek C037#9.



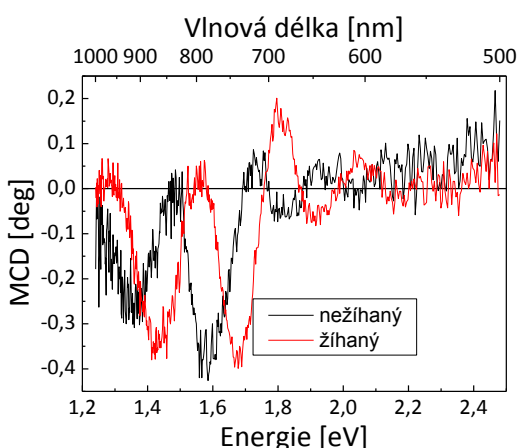
Obr. 7.7 Srovnání dvou nezávislých měření MCB pro vzorek C037#9.

Na obr. 7.6 a 7.7 jsou porovnány dva nezávislé experimenty měření MCD a MCB opět vzorku C037#9. Vidíme, že získané výsledky se shodují, a tudíž jsme si ověřili reprodukovatelnost metody měření.

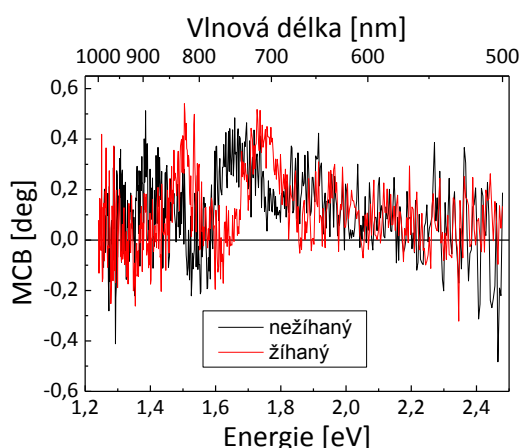
Po těchto úvodních experimentech jsme touto metodou změřili signály MCD a MCB ostatních studovaných vzorků uvedených v tab. 7.1. Určení MCD a MCB těchto vzorků je analogické popsanému postupu u C037#9.

Na obr. 7.8 a 7.9 jsou vyneseny spektrální závislosti MCD a MCB vzorku C037#6 (žíhaný) a C037#9 (nežíhaný). Výsledná spektra MCD i MCB se pro jednotlivé vzorky liší,

vidíme jakoby vzájemný posun spekter, a tudíž proces žíhání uplatněný na GaMnAs ovlivňuje jak MCD, tak MCB.

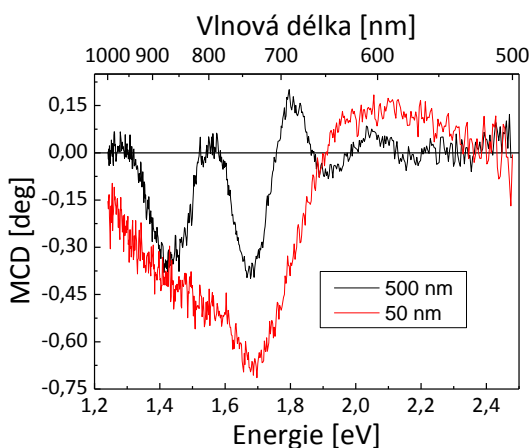


Obr. 7.8 Vliv žíhání na spektrální závislost MCD pro vzorky C037#6 (žíhaný) a C037#9 (nežíhaný).

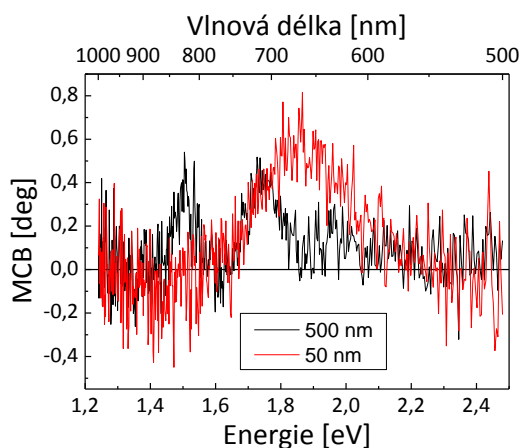


Obr. 7.9 Vliv žíhání na spektrální závislost MCB pro vzorky C037#6 (žíhaný) a C037#9 (nežíhaný).

Na obr. 7.10 a 7.11 jsou znázorněny spektrální závislosti MCD a MCB vzorku D071#5 o tloušťce vrstvy GaMnAs 50 nm a koncentraci Mn 7 % a vzorku C037#6 s tloušťkou vrstvy 500 nm a koncentraci Mn 6 %. Především můžeme konstatovat, že lze měřit MCD a MCB u vzorku s tloušťkou pouhých 50 nm a dále je patrné, že u vzorku s koncentrací Mn 7 % a tloušťkou 50 nm je v porovnání se vzorkem s koncentrací Mn 6 % a tloušťkou 500 nm zcela odlišný průběh jak MCD, tak MCB.



Obr. 7.10 Spektrální závislosti MCD pro žíhané vzorky D071#5 (50 nm) a C037#6 (500 nm).



Obr. 7.11 Spektrální závislosti MCB pro žíhané vzorky D071#5 (50 nm) a C037#6 (500 nm).

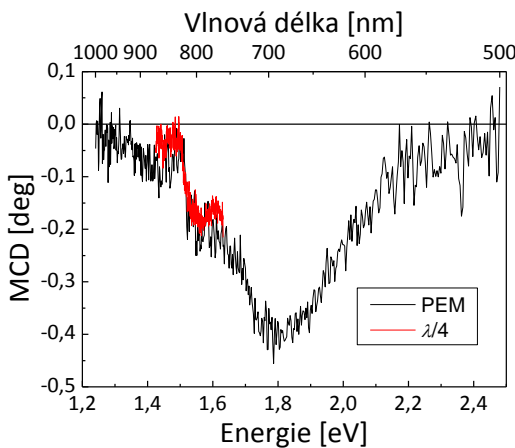
Na obr. 7.12 a 7.13 jsou dále vyneseny spektrální závislosti MCD a MCB vzorku GaMnAsP (MN403), který má v porovnání se vzorky GaMnAs snadnou osu magnetizace kolmou na rovinu vzorku, což je vhodnější geometrie pro měření MCD a MCB než u vzorků GaMnAs, u nichž vlastně pomocí vnějšího magnetického pole nutíme magnetizaci k přechodu do její nesnadné osy.

Na vzorku GaMnAsP jsme také naměřili spektrální závislost MCD v okolí 810 nm pomocí čtvrtvlnné destičky použitelné na vlnovou délku světla 810 nm (viz obr. 7.12, červená křivka). Destička v aparatuře nahrazuje PEM a ze systému je dále odstraněn analyzátor. Důvodem měření spekter MCD pomocí $\lambda/4$ destičky je ověření znaménka signálu MCD počítaného dle vztahu (6.23) v kapitole 6.1. Neurčitost znaménka vycházela z neznalosti rychlé či pomalé osy PEMu (analogie PEMu jako fázové destičky) a dále znaménko signálu měřené LOCK-INem závisí na nastavení fáze na LOCK-INu (změna znaménka signálu = změna fáze o 180°).

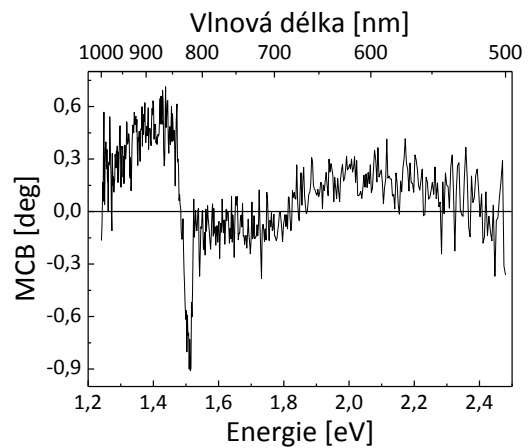
Signál MCD pomocí $\lambda/4$ destičky lze určit dle vztahu (3.26) v kapitole 3.6, neboli ve vyjádření pomocí intenzity světla (signálu na LOCK-INu na frekvenci chopperu) v jednotkách stupňů má vztah tvar

$$\text{MCD [deg]} = \frac{90}{\pi} \frac{I_R^+ - I_R^-}{I_R^+ + I_R^-}, \quad (7.1)$$

kde I_R^+ (I_R^-) je intenzita odražené levotočivě (pravotočivě) polarizované světelné vlny. Je nutné však zmínit, že točivost kruhové polarizace vychází z polarizace dopadající světelné vlny na vzorek a je ji možné konkrétně nastavit právě pomocí $\lambda/4$ destičky, jež je umístěna před vzorkem. Pro úplnost ještě uvedme, že levotočivě kruhově polarizované světlo σ^+ je definováno tak, že díváme-li se proti směru šíření světla, tak vektor elektrické intenzity obíhá proti směru hodinových ručiček (tj. při absorpci fotonu dochází ke změně úhlového momentu hybnosti o $+1$ ve směru kvantování, který odpovídá směru šíření světla), pravotočivě kruhově polarizované světlo σ^- obíhá opačně (definice dle vztahů (3.9) a (3.10) v kapitole 3.5 pro pravotočivou soustavu souřadnou, směr šíření ve směru osy z).



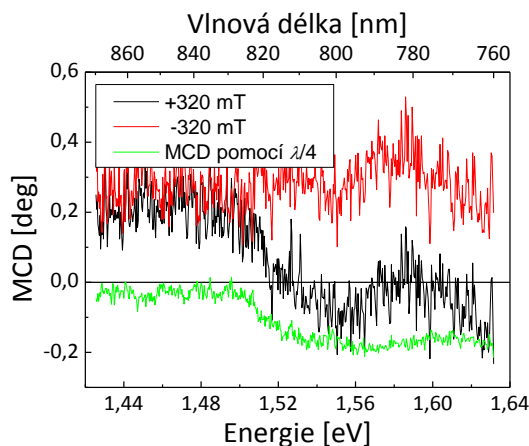
Obr. 7.12 Spektrální závislost MCD pro GaMnAsP měřená pomocí PEMu (černě) a pomocí čtvrtvlnné destičky (červeně).



Obr. 7.13 Spektrální závislost MCB pro GaMnAsP.

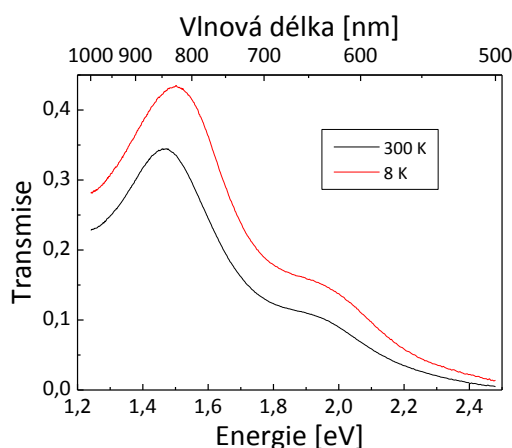
Při měření pomocí $\lambda/4$ destičky jsme obdobnou strategií jako u PEMu nejdříve určili signál MCD při kladném vnějším magnetickém poli (ve směru šíření dopadajícího svazku na vzorek) a při záporném poli. Vzhledem k tomu, že MCD je lichou funkcí magnetizace, měly by se signály lišit o znaménko. Příslušné signály však opět vykazují

určitou asymetrii (viz obr. 7.14), kterou odstraníme jako u PEMu tím, že od signálu MCD při kladném poli odečteme signál při záporném poli a vydělíme dvěma. Takto určené MCD je vyneseno na obr. 7.12 (červená křivka). Vidíme, že MCD určené PEMem a MCD získané $\lambda/4$ destičkou se překrývají, čímž jsme si ověřili, že MCD počítané vztahem (6.23) má správné znaménko

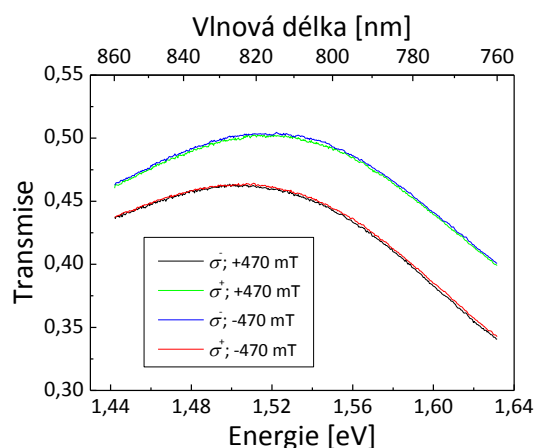


Obr. 7.14 Měření spekter MCD pomocí $\lambda/4$ destičky.

Následně jsme se věnovali měření spektrálních závislostí MCD a MCB v transmisní geometrii pro 230 nm tenký vzorek GaMnAs (C104) s odleptaným substrátem GaAs, jenž byl přilepený na propustné destičce safíru. Tento vzorek díky odleptání substrátu vykazuje jemné praskliny. Je to dáno především tím, že se vzájemně liší mřížkové konstanty GaAs a GaMnAs, tudíž po odleptání GaAs se změní pnutí ve vzorku, což ve výsledku vede k popraskání.



Obr. 7.15 Spektrum transmise vzorku C104 za pokojové teploty (černě) a při 8 K (červeně), dopadající světlo je lineárně polarizované.



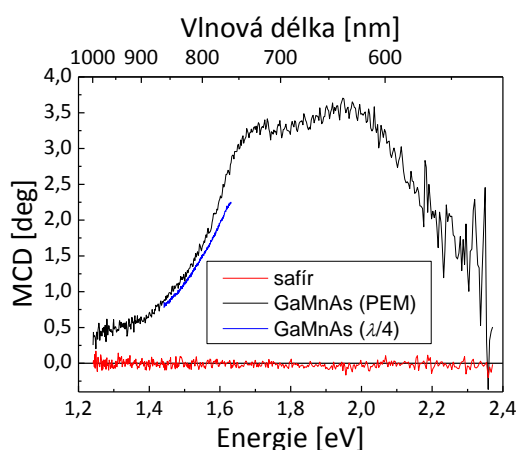
Obr. 7.16 Spektrum transmise vzorku C104 pro σ^+ a σ^- při 8 K.

Na obr. 7.15 je změřená propustnost (transmise) lineárně polarizovaného světla tímto vzorkem v závislosti na vlnové délce při nulovém magnetickém poli za pokojové teploty (černá křivka) a při 8 K (červená křivka). Vidíme, že zhruba od 1,5 eV transmise

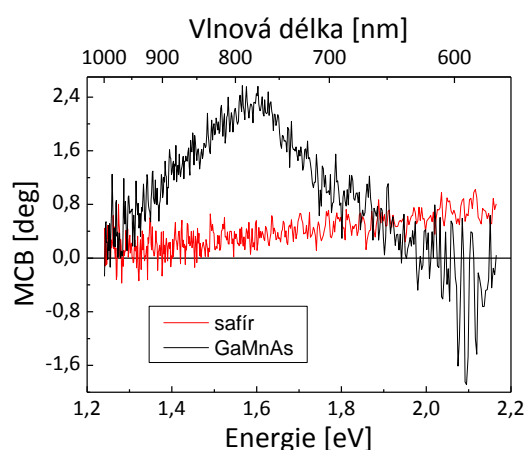
klesá, tj. vzorek absorbuje světlo, neboli energeticky jsme nad zakázaným pásem. Pozorovaná modulace transmisního spektra je způsobena existencí vícenásobného odrazu na tenkém vzorku (analogie odrazů u Fabry-Perotova interferometru).

Na obr. 7.16 je vyneseno spektrum transmise (T) tohoto vzorku pro polarizaci σ^+ a σ^- za nízké teploty vzorku 8 K a při kladném nebo záporném magnetickém poli o velikosti 470 mT. Spektra se od sebe vzájemně liší pro polarizaci σ^+ a σ^- , což je způsobeno tím, že se vzorek nachází ve feromagnetickém stavu (pod Curieovou teplotou), neboli se liší absorpce pro σ^+ a σ^- (relace mezi transmisí a absorpcí α je $T = \exp(-\alpha d)$, kde d je tloušťka vzorku). Energetické rozštěpení spekter σ^+ a σ^- kolem hodnoty 1,6 eV je přibližně 40 meV. Příslušným odečtením křivky σ^+ od σ^- při 470 mT a vydělením jejich součtem a vynásobením jednou polovinou (vztah (7.1) s intenzitami světla po průchodu svazku vzorkem) získáme signál MCD, jenž je vyneseny modře na obr. 7.17. Při záporném magnetickém poli je závislost inverzní, protože MCD je liché v magnetizaci.

Dále si můžeme všimnout, že maximální hodnota transmise lineárně polarizovaného světla při 8 K (obr. 7.15) je menší než 0,45, zato maximální transmise obou spekter σ^+ a σ^- při 8 K (obr. 7.16) je větší než 0,45, což je způsobeno tím, že měření nebylo provedeno v obou případech na stejném místě vzorku, a tak se projevil fakt, že povrch vrstvy je různě popraskaný.

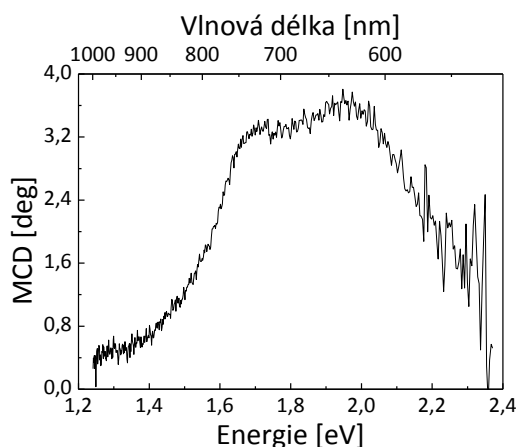


Obr. 7.17 Srovnání spektrálních závislostí MCD v transmisní geometrii po průchodu světla samotným safírem (červeně) a vzorkem C104 na substrátu safíru (černě) měřených pomocí PEMu a pomocí čtvrtvlnné destičky (modře).

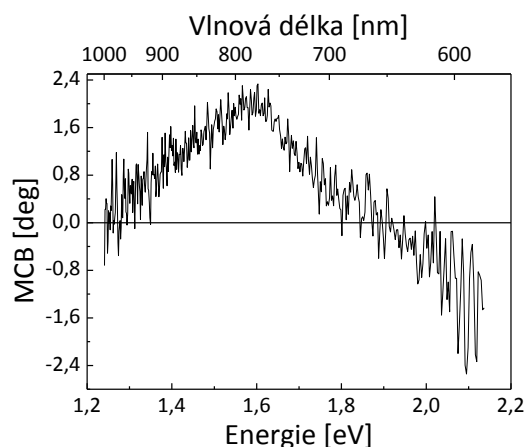


Obr. 7.18 Srovnání spektrálních závislostí MCB v transmisní geometrii po průchodu světla samotným safírem (červeně) a vzorkem C104 na substrátu safíru (černě).

Na obr. 7.17 a 7.18 jsou vyneseny spektrální závislosti MCD a MCB tohoto vzorku měřené pomocí PEMu (černé křivky) bez odečtení vlivu okének kryostatu. Dále jsou zde uvedena spektra MCD a MCB měřená při průchodu samotným safírem (substrát vzorku C104) a okénky kryostatu. V případě MCD není pozorovaný žádný vliv okének kryostatu a safíru na rozdíl od MCB. Na obr. 7.19 a 7.20 jsou pak signály MCD a MCB korigovány na vlivu okének kryostatu.



Obr. 7.19 Spektrální závislost MCD pro vzorek C104 v transmisní geometrii po korekci na magnetooptické jevy v substrátu safíru a v okénkách kryostatů.



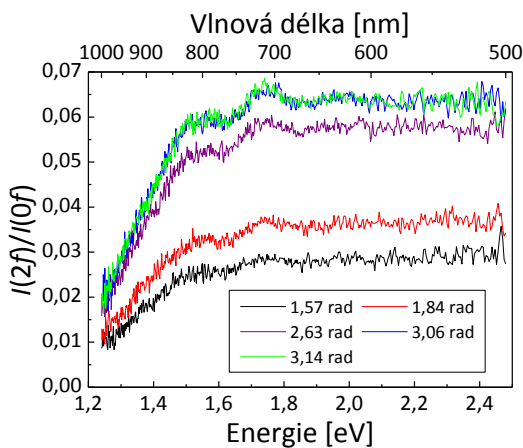
Obr. 7.20 Spektrální závislost MCB pro vzorek C104 v transmisní geometrii po korekci na magnetooptické jevy v substrátu safíru a v okénkách kryostatů.

Nakonec se podívejme, jak závisí šum signálů MCD a MCB na módu PEMu. Všechna výše uvedená spektra MCD a MCB byla měřena při čtvrtvlnném módu (maximálním fázovém zpoždění generovaném v PEMu a rovné hodnotě 1,57 rad), který je v literatuře nejčastěji používán. Pokud si však projdeme odvození vztahů pro měření MCD a MCB v kapitole 6.1 nebo taktéž v kapitole 6.2, zjistíme, že nikde jsme v jeho průběhu nepředpokládali konkrétní mód PEMu, tj. hodnotu parametru δ_0 . Parametr δ_0 vystupuje pouze v Besselových funkcích, jejichž hodnota nás de facto při určení MCD a MCB nezajímá, poněvadž se jejich vyčíslení vyhneme skrz kalibrace (určení koeficientů C_1 a C_2).

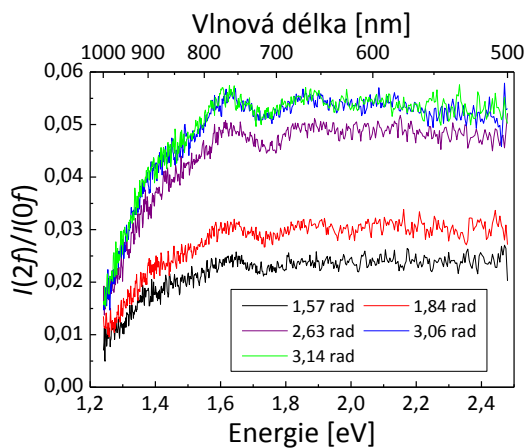
Podíváme-li se však detailněji na význam hodnot Besselových funkcí, vidíme, že ve vztazích (6.14) a (6.15) či (6.32) a (6.33) jsou příslušné poměry $I(1f)/I(0f)$ a $I(2f)/I(0f)$ úměrné Besselovým funkcím $J_1(\delta_0)$ a $J_2(\delta_0)$, což má vliv na šum výsledných signálů, jak uvidíme dále.

Na obr. 7.21 a 7.22 jsou vynesena spektra $I(2f)/I(0f)$, která odpovídají MCB, měřená při kladném a záporném magnetickém poli v závislosti na módu PEMu. Pro představu je na obr. 7.25 vynesen průběh Besselových funkcí s vyznačenými módy PEMu, respektive maximálními hodnotami fázového zpoždění PEMu. Skutečně vidíme, že velikosti spekter kvalitativně odpovídají velikosti $J_2(\delta_0)$. V případě $I(2f)/I(0f)$ tedy dosahujeme největší signál pro maximum Besselovy funkce druhého řádu v hodnotě 3,06 rad, popř. blízko jejího maxima pro půlvlnný mód (3,14 rad). Zato malého signálu dosahujeme při $\delta_0 = 1,57$ rad (čtvrtvlnný mód).

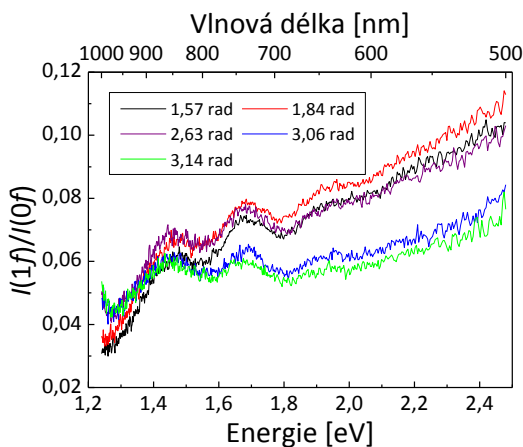
Co se týká MCD, tak příslušné grafy jsou znázorněny na obr. 7.23 a 7.24 opět při kladném a záporném magnetickém poli. Můžeme si všimnout, že velikosti spekter opět přibližně odpovídají průběhu $J_1(\delta_0)$. Maximální hodnota signálu odpovídá maximální hodnotě Besselovy funkce, tj. v hodnotě 1,84 rad, blízko čtvrtvlnného módu (1,57 rad). Malý signál zato dostáváme pro hodnotu $\delta_0 = 3,14$ rad.



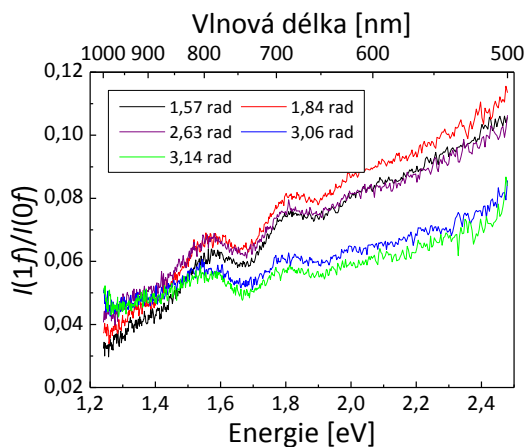
Obr. 7.21 Vliv módu PEMu na signál $I(2f)/I(0f)$ při +470 mT (C037#6).



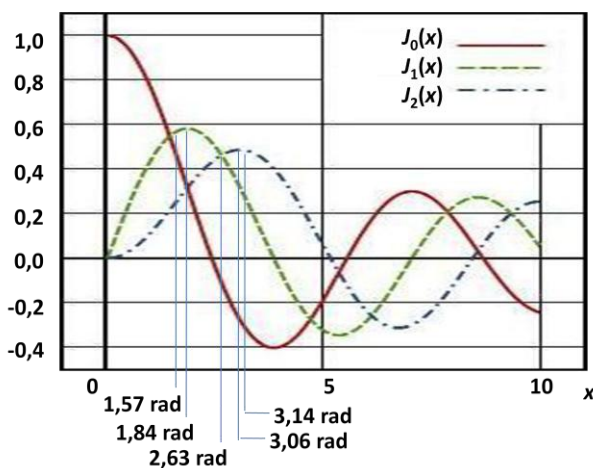
Obr. 7.22 Vliv módu PEMu na signál $I(2f)/I(0f)$ při -470 mT (C037#6).



Obr. 7.23 Vliv módu PEMu na signál $I(1f)/I(0f)$ při +470 mT (C037#6).



Obr. 7.24 Vliv módu PEMu na signál $I(1f)/I(0f)$ při -470 mT (C037#6).

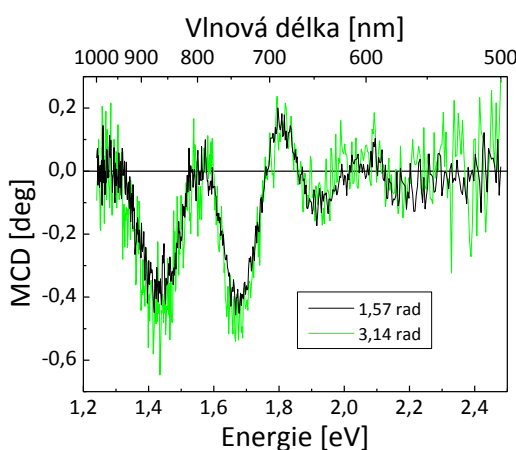


Obr. 7.25 Besselovy funkce $J_0(x)$, $J_1(x)$ a $J_2(x)$.

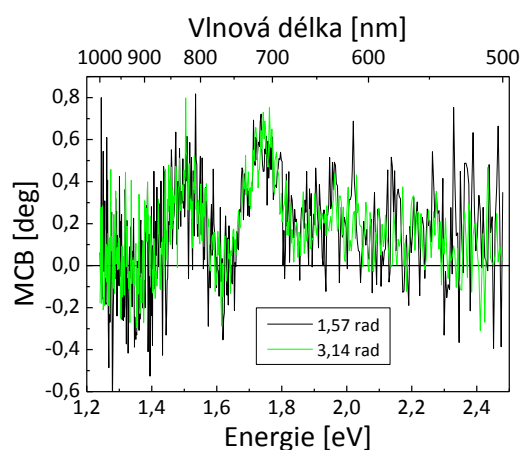
Porovnání šumu signálů MCD a MCB pro čtvrtlnný a půllnný mód PEMu je znázorněno na obr. 7.26 a 7.27. Můžeme tedy shrnout, že čím větší je hodnota $J_1(\delta_0)$

($J_2(\delta_0)$), tj. velikost signálu měřených spekter $I(1f)/I(0f)$ ($I(2f)/I(0f)$) při relativně stejném zašumění těchto křivek (obr. 7.21 až 7.24), tím bude výsledné zašumění hodnot MCD (MCB) menší. K tomuto tvrzení dospějeme, uvážíme-li postup určení výsledných hodnot spekter MCD a MCB uvedený výše a víme-li, že jednoduše musí platit, že čím větší hodnota $J_1(\delta_0)$ ($J_2(\delta_0)$), tím větší hodnoty kalibračního koeficientu C_1 (C_2), tedy menší šum, jak jsme již diskutovali na začátku této kapitoly. Při zohlednění šumu je tedy výhodnější MCD měřit při módu 1,84 rad nebo 1,57 rad (čtvrtlínový mód) a MCB při 3,06 rad nebo 3,14 rad (půlvlnný mód). Pokud bychom chtěli měřit MCD a MCB najednou na dvou LOCK-INech a chceme mít relativně malý šum pro obě spektra, je dobré zvolit kompromis a nastavit mód PEMu např. na hodnotu 2,63 rad (průsečík $J_1(\delta_0)$ a $J_2(\delta_0)$).

Příslušné úvahy ohledně šumu platí i pro spektra MLD a MLB, jejichž měření popíšeme v další kapitole. Ekvivalentnost těchto jevů spočívá ve změně polarizovaného stavu světla, tj. změně elipticity pro MCD a MLB a změně úhlu natočení lineárně polarizovaného světla pro MCB a MLD.



Obr. 7.26 Vliv šumu na spektrální závislost MCD pro C037#6 měřenou při $\lambda/4$ módu PEMu (černě) a $\lambda/2$ módu (zeleně).



Obr. 7.27 Vliv šumu na spektrální závislost MCB pro C037#6 měřenou při $\lambda/4$ módu PEMu (černě) a $\lambda/2$ módu (zeleně).

7.2.2 Diskuse výsledků

V této kapitole se pokusíme stručně porovnat námi naměřené výsledky s daty uvedenými v kap. 5. Vzhledem k obr. 5.3, 5.4 a 5.5 můžeme říci, že spektra MCD v reflexní geometrii mají tendenci být záporná a MCB spíše kladná. Podíváme-li se na námi měřená spektra MCD a MCB v reflexní geometrii pro vzorky GaMnAs, vidíme, že mají obdobný charakter průběhu.

Srovnáme-li obr. 5.3 (tučná křivka, GaMnAs s $x = 7,4\%$), obr. 5.4 b (GaMnAs s $x = 1,4\%$) s obr. 7.10 pro GaMnAs s $x = 7\%$ (D071#5), vidíme obdobný průběh se širokým záporným spektrálním obloukem MCD kolem hodnoty $E_0 = 1,5$ eV (šířka zakázaného pásu GaAs). Samozřejmě nelze detailně srovnávat tato spektra, protože vzorky mají odlišné koncentrace Mn a také jinou tloušťku vrstvy, jež má na průběh spekter MCD, ale i na MCB značný vliv.

Na obr. 7.10 je znázorněný GaMnAs s tloušťkou 500 nm, $x = 7\%$ (červená křivka) a s tloušťkou 50 nm, $x = 6\%$ (černá křivka). Na tlustší vrstvě se projevuje modulace spektra MCD, zato na tenčí vrstvě není tato modulace až tak výrazná. Zřejmě dochází na tlustší vrstvě k silnější interferenci světla díky vícenásobnému odrazu světla v oblasti studovaných vlnových délek, než je tomu na tenčí vrstvě. Obdobný charakter lze pozorovat na spektru MCB na obr. 7.11. Následná detailní měření, která navazovala na tuto diplomovou práci, jasně ukázala, že při větší tloušťce filmů GaMnAs dochází k silné modifikaci magnetooptických spekter vlivem interference [21]. Na základě těchto měření bylo zjištěno, že pro získání intrinsických magnetooptických spekter v reflexní geometrii je potřeba měření provádět na filmech s tloušťkou kolem 20 nm [21].

Vliv na spektra MCD má i koncentrace Mn ve vzorku. To je patrné například srovnáním spekter MCD měřených v nežíhaném a žíhaném vzorku (viz obr. 7.8). Vlivem žíhání se zmenšuje koncentrace kompenzujících intersticiálních Mn, což je do jisté míry ekvivalentní nárůstu koncentrace Mn iontů podílejících se na feromagnetických vlastnostech vzorku. I přes poměrně značnou modulaci spekter MCD vyvolanou interferencí v 500 nm tlustém vzorku je modrý posun MCD s koncentrací Mn dobře patrný. Tento trend byl dále potvrzen následnými experimenty v 20 nm silných optimálně vyžíhaných vzorkách [21].

V transmisní geometrii je měřené spektrum MCD (viz obr. 7.19 pro 230 nm tenký GaMnAs s koncentrací $x = 7\%$) značně větší než MCD spektra měřená v reflexní geometrii a je kladné. To ukazuje, že při teoretické analýze měřených dat je potřeba věnovat velkou pozornost způsobu měření spekter MCD. Znaménko MCD totiž hraje důležitou roli v určení, zda je p - d interakce mezi nosiči náboje (dírami) a Mn antiferomagnetická či feromagnetická, což jsme se již náznakem zmínili v kap. 5.

Podle rozvinuté MCD analýzy pro II-VI DMS, záporný, respektive kladný signál MCD při energii E_0 ve středu Brillouinovy zóny (kritický Γ bod) souvisí s antiferomagnetickou, resp. feromagnetickou výměnnou p - d interakcí mezi p nosiči náboje a d spiny. Znaménko signálu MCD při energii $E_0 + \Delta_0$ by mělo být opačné než při E_0 , kde Δ_0 je energie od spin-orbitálně odštěpeného pásu [22]. Obdobný bipolární charakter MCD kolem fundamentální absorpční oblasti byl očekáván i v případě III-V GaMnAs polovodiče. Bechoten a spol. [23] však ukázali, že MCD v GaMnAs měřené v transmisní geometrii je kolem této oblasti velice široké a pouze kladné. Obdobné kladné spektrum pozorujeme v transmisní geometrii i my v našich datech (viz obr. 7.17). Takovýto široký a unipolární signál není patrný u paramagnetických II-VI polovodičích [22].

V současné době převládá názor, že p - d interakce GaMnAs je antiferomagnetická [22]. Vysvětlení jak očekávané antiferomagnetické p - d interakce, tak pozitivního signálu MCD kolem energie E_0 podal Szczytko a spol. [15]. Domnívají se, že znaménko signálu MCD je opačné z toho důvodu, že povolené optické přechody jsou posunuty od centra Brillouinovy zóny, protože ve valenčním pásu (VB) je velké množství děr (*Moss-Burstein shift*). Fermiho hladina (E_F) je pod VB (model VB) [22], jak jsme podrobněji uvedli v kap. 5. Toto vysvětlení je však pouze kvalitativní [15] [24]. O kvantitativní analýzu tvaru spektra MCD založenou na modelu VB se pokusil Lang

a spol. [18]. Výsledkem této studie je feromagnetická p - d interakce, což je ale opačná situace, než se očekávalo.

Ando se spol. [16] a Bechoten se spol. [23] na druhou stranu předpokládají existenci anomálního tvaru spektra v důsledku slabého negativního píku MCD na silném pozitivním pozadí MCD, ale ani toto vysvětlení není úplně přesvědčivé, jelikož původ kladného pozadí MCD nebyl určen [22].

Vysvětlení principu sp - d interakcí v GaMnAs a jejich spojitost s magnetooptickými spektry jsou stále otevřenou otázkou díky množství doposud publikovaných teoretických analýz či domněnek, jež nejsou jednotné. Cílem této experimentální práce ale není podrobný teoretický rozbor spekter MCD. Přesto můžeme konstatovat, že námi měřené závislosti MCD vzorků GaMnAs mají obdobný charakter jako v některých publikovaných článcích. V transmisní geometrii námi naměřená absorpční spektra σ^+ a σ^- (obr. 7.16) odpovídají grafu na obr. 5.2 v kapitole 5. Kolem hodnoty 1,6 eV jsme určili energetické rozštěpení spekter na hodnotu 40 meV, což je méně než na obr. 5.2 (70 meV při energii 1,6 eV). Důvodem je pravděpodobně skutečnost, že v našem případě není použité vnější magnetické pole dostatečně silné na to, aby zcela zorientovalo magnetizaci do směru šíření světla (nesnadné osy magnetizace vzorku). Dále se jedná o odlišné vzorky a experimenty jsou prováděny při jiných teplotách. Řádově se však hodnoty shodují.

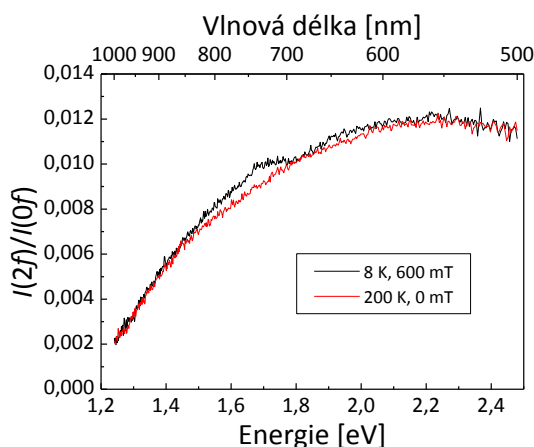
Spektrum MCD měřené na vzorku GaMnAsP v reflexní geometrii má také záporný průběh (obr. 7.12) jako u vzorku GaMnAs. Spektrum je však méně modulované zřejmě díky malé tloušťce vrstvy (25 nm). Kolem hodnoty 1,5 eV se ve spektru objevuje výrazný skok, který je pravděpodobně způsobený excitonovou absorpcí. Obdobně kolem této hodnoty energie světla dochází ke strmé změně MCB spektra (obr. 7.13).

7.3 Spektrální závislost MLD a MLB – výsledky a diskuse

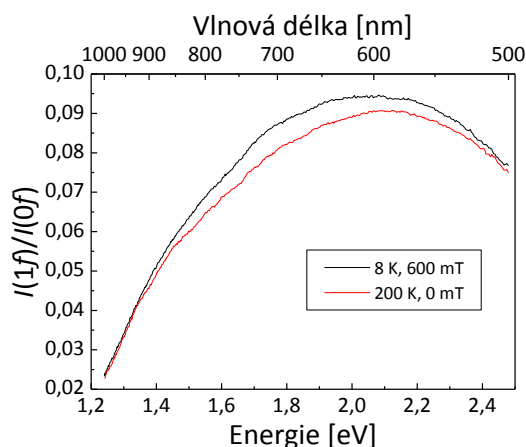
V této kapitole si uvedeme experimentální výsledky měření spekter magnetického lineárního dichroismu (MLD) a magnetického lineárního dvojlomu (MLB), které jsou citlivé na orientaci magnetizace ve směru kolmém na směr šíření světla (tj. v rovině vzorku). Měření bylo provedeno pro vzorek D071#5 dle schématu na obr. 6.4 a postupu uvedeném v kapitole 6.

Příslušná spektra MLD a MLB jsme měřili pomocí PEMu v módu $\lambda/2$, tj. při optimalizaci na minimální šum při měření signálu na frekvenci $2f$, tedy při měření MLD (stočení lineárně polarizovaného světla). Nastavení ostatních komponent je stejné jako při měření MCB a MCD, jen byl zvýšen fotonový tok dopadajícího světla na vzorek pomocí jednotlivých clonek. Zvýšení fotonového toku je možné z toho důvodu, že nejsme limitováni průchodem skrz otvory pólových nástavců magnetu, protože se světlo šíří kolmo na směr magnetického pole.

Největším problémem při měření MLD a MLB je fakt, že tyto magnetooptické jevy jsou sudé v magnetizaci na rozdíl od jevů MCB a MCD. Z tohoto důvodu nelze odstranit „artefakt“ PEMu způsobem diskutovaným v kap. 7.2. Signály měřené na frekvenci $1f$ a $2f$ jsou shodné při kladném i záporném přiloženém magnetickém poli, a tudíž je nelze od sebe odečíst jako při měření MCB a MCD, a zbavit se tak „artefaktu“ PEMu.



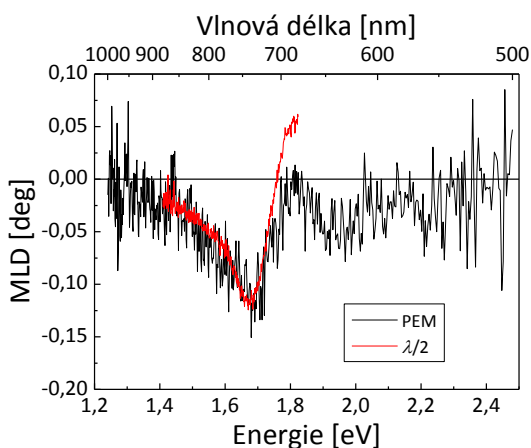
Obr. 7.28 Spektrální závislost $I(2f)/I(0f)$ pro vzorek D071#5.



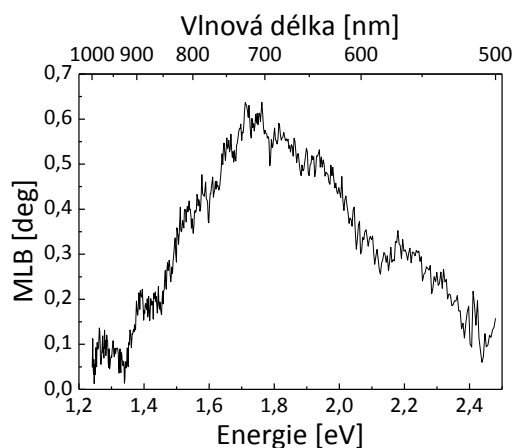
Obr. 7.29 Spektrální závislost $I(1f)/I(0f)$ pro vzorek D071#5.

Proto je nutné zvolit jinou strategii. Naměříme-li signály $I(1f)$ a $I(2f)$ na vzorku v nemagnetickém stavu, respektive v paramagnetickém stavu při teplotě vyšší jak T_C , můžeme tyto signály z PEMu chápat jako námi hledaný „artefakt“ PEMu, protože v takovémto stavu vzorku se téměř neprojevují magnetooptické jevy. Musíme si však uvědomit, že při zvýšení teploty vzorku se změní také jeho reflektivita. Tento nedostatek je však eliminován tím, že pro určení MLD a MLB počítáme s relativními hodnotami signálů, tedy poměry $I(1f)/I(0f)$ pro MLB a $I(2f)/I(0f)$ pro MLD, tj. změna reflektivity se projeví jak při měření signálu na frekvenci $1f$, resp. $2f$, tak při měření signálu na frekvenci chopperu, a tím se efekt vyruší.

Na obr. 7.29 a 7.28 jsou znázorněny příslušné poměry $I(1f)/I(0f)$ a $I(2f)/I(0f)$ vzorku D071#5 při teplotě $T = 8$ K a při $T = 200$ K, přičemž $T_C = 160$ K. Od signálu při $T = 8$ K a při magnetickém poli +630 mT (pole kolmé se směr šíření dopadajícího světla) se odečte signál při $T = 200$ K a při nulovém magnetickém poli. Takto určený signál se rovná poměrům intenzit $I(1f)/I(0f)$ a $I(2f)/I(0f)$ uvedených ve vztazích (6.34) a (6.35).



Obr. 7.30 Spektrální závislost MLD vzorku D071#5 při magnetickém poli 630 mT měřená pomocí PEMu (černě) a pomocí $\lambda/2$ destičky (červeně).



Obr. 7.31 Spektrální závislost MLB vzorku D071#5 při magnetickém poli 630 mT měřená pomocí PEMu.

Na obr. 7.30 a 7.31 jsou pak znázorněna příslušná spektra signálů MLD a MLB určená dle (6.34) a (6.35). Kalibrační konstanty jsou stejné jako v případě měření MCB a MCD, tedy $C_1 = -0,28$ a $C_2 = 0,06$.

Na obr. 7.30 je dále červenou křivkou znázorněna část spektra MLD měřená pomocí $\lambda/2$ destičky fungující při vlnové délce 780 nm. Destička v aparatuře nahrazuje PEM a slouží ke změně dopadajícího lineárně polarizovaného světla na vzorek s polarizací kolmou ke směru magnetického pole na polarizaci rovnoběžnou s magnetickým polem. Dále je ze systému odstraněn analyzátor.

Popišme si detailněji měření pomocí půlvlnné destičky. Dle vztahu (3.27) vyplývá, že k určení MLD je potřeba dvou vzájemně kolmých lineárních polarizací světla, např. polarizaci rovnoběžnou s magnetickým polem a polarizací kolmou k magnetickému poli. Na první pohled by se zdálo, že lze měnit příslušné polarizace pouze otáčením polarizátoru o 90° . Problém však je, že tyto vzájemně kolmé lineárně polarizované světelné vlny po výstupu z polarizátoru nemají stejnou intenzitu díky částečné lineární polarizaci použitého záření vystupujícího z monochromátoru po odrazu od mřížky. Proto je nutné ke stočení polarizace o 90° použít $\lambda/2$ destičku.

MLD pak určíme dle vztahu (3.27), kde index y značí lineárně polarizované světlo kolmé k magnetickému poli (\perp) a x rovnoběžné s magnetickým polem (\parallel). Vztah (3.27) ale vynásobíme faktorem -1 , protože ve většině případů se MLD v literatuře takto definuje. V jednotkách stupňů a pomocí intenzity světla (signálu na LOCK-INu na frekvenci chopperu) lze MLD vyjádřit následovně

$$\text{MLD [deg]} = \frac{90}{\pi} \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (7.2)$$

kde I_{\parallel} (I_{\perp}) je intenzita složky polarizace rovnoběžné s magnetickým polem (kolmé k magnetickému poli).

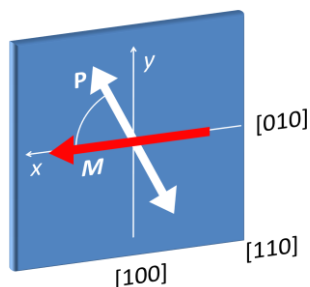
Abychom ještě odstranili nedokonalosti použité $\lambda/2$ destičky, naměříme stejným způsobem MLD při natočeném polarizátoru o 90° vůči původně měřenému svislému směru. Výsledný signál MLD je pak aritmetickým průměrem MLD při svislém a při horizontálním natočení polarizátoru. Takto určené MLD je znázorněné červenou křivkou na obr. 7.30.

Oba způsoby měření MLD dávají stejné výsledky, pouze kolem hodnoty 700 nm se spektra měřená pomocí PEMu a $\lambda/2$ destičky neshodují, protože v této oblasti již půlvlnná destička zřejmě nefunguje (je spektrálně omezená na vlnovou délku 780 nm).

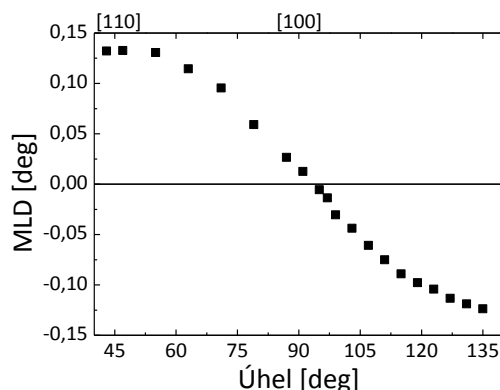
Specifickou vlastností MLD je závislost jeho velikosti na vzájemné orientaci lineární polarizace dopadajícího světla a směru magnetického pole ve vzorku. Tato závislost je vynesena na obr. 7.33.

Měření bylo prováděno pomocí $\lambda/2$ destičky obdobným postupem uvedeným výše s tím rozdílem, že vlnová délka světla byla fixně nastavena na hodnotu 780 nm a měnilo se stočení horizontální a vertikální složky polarizace vůči magnetickému poli pomocí $\lambda/2$ destičky vždy tak, aby vzájemný úhel obou složek polarizace byl 90° . Jinak řečeno, horizontální a vertikální složky polarizace jsou námi vytvořené bázové vektory lineární polarizace, u níž zkoumáme změnu (stočení) po interakci se vzorkem. Abychom

měníli natočení lineární polarizace dopadajícího světla, musíme současně otáčet horizontální a vertikální složku polarizace (její bázové vektory) stejným směrem tak, aby jejich vzájemný úhel byl kolmý.



Obr. 7.32 Znáznornění úhlu mezi zkoumanou polarizací dopadajícího světla a magnetizací vzorku.



Obr. 7.33 MLD v závislosti na úhlu mezi polarizací dopadajícího světla a magnetizací vzorku [21].

Na obr. 7.33 je vynesena signál MLD v závislosti na úhlu lineární polarizace, jež je lineární kombinací horizontální a vertikální složky, se směrem magnetického pole [21]. Příslušný úhel mezi lineární polarizací světla a magnetickým polem (magnetizací vzorku) je znázorněn na obr. 7.32.

Průběh závislosti MLD na vzájemné orientaci polarizace světla a magnetizace vzorku odpovídá teorii. Jak víme z kapitoly o magnetooptických jevech, MLD je stočení lineární polarizace po interakci s magnetickým vzorkem v důsledku změny absorpčních koeficientů průmětů lineárně polarizovaného světla do směru magnetizace vzorku (horizontální složka polarizace) a do směru kolmého na magnetické pole (vertikální složka). Pokud tedy dopadá na vzorek lineárně polarizované světlo s polarizací svírající s magnetickým polem úhel 45° dochází k maximálnímu stočení polarizace světla z toho důvodu, že oba průměty mají stejnou velikost, a tudíž změní-li se po interakci se vzorkem velikost jedné ze složek, dojde k maximálnímu stočení výsledné polarizace světla. Za předpokladu magnetoopticky izotropního feromagnetu zkoumaného v kapitole 3 si lze představit, že po interakci se vzorkem se změní index lomu světla s polarizací kolmou na směr magnetizace (vztah (3.6), $Q_M = 0$, $\mu = 1$) vlivem přítomnosti magnetického pole ve vzorku, a tudíž se mění i absorpční koeficient této komponenty (imaginární část indexu lomu).

Při dopadu světla s polarizací svírající úhel s magnetizací odlišný od 45° , je výsledné stočení polarizace menší. Pokud je polarizace dopadajícího světla kolmá na směr magnetického pole nebo rovnoběžná s polem, pak nedochází ke stočení (MLD vymizí), protože jeden z průmětů polarizace je nulový.

Na obr. 7.33 si můžeme všimnout, že MLD je nulové při úhlu nepatrně větším než 90° , což může být způsobeno nepřesným nastavením soustavy souřadné při experimentu či nepřesností nastavení polarizátoru či $\lambda/2$ destičky.

7.4 Studium magnetických vlastností vzorků pomocí magneto-optických jevů

Magnetooptické jevy MCD a MCB lze využít i ke studiu závislosti magnetizace vzorku na vnějším magnetickém poli. Z kapitoly 3.4 totiž víme, že MCD a MCB jsou jevy liché v magnetizaci, neboli jsou úměrné první mocnině magnetizace vzorku.

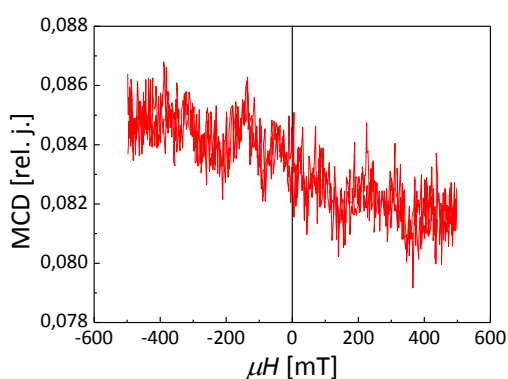
Hysterezní chování feromagnetických látek závisí na směru snadné osy magnetizace vzorku vůči přiloženému magnetickému poli. Při měření v geometrii MCD a MCB přikládáme vnější magnetické pole kolmo na rovinu vzorku. Pokud snadná osa magnetizace leží v rovině vzorku, pak přiloženým magnetickým polem nutíme magnetizaci přecházet do kolmého směru na vzorek (do nesnadné osy magnetizace), a tudíž není patrné hysterezní chování závislosti magnetizace na vnějším magnetickém poli. Pokud však snadná osa magnetizace leží ve směru kolmém na rovinu vzorku, pak pozorujeme jasné hysterezní chování látky. U paramagnetických látek má závislost spíše lineární tvar procházející počátkem bez hysterezní smyčky (viz obr. 2.3 v kapitole 2.2).

Experimentální uspořádání je stejné jako při měření spektrální závislosti MCD a MCB (dle obr. 6.1), jen byla fixně nastavena zvolená vlnová délka na monochromátoru a měnila se velikost magnetického pole od -500 mT do 500 mT a následně zpětně od 500 mT do -500 mT, abychom zachytili případné hysterezní chování závislosti magnetizace vzorku na vnějším magnetickém poli.

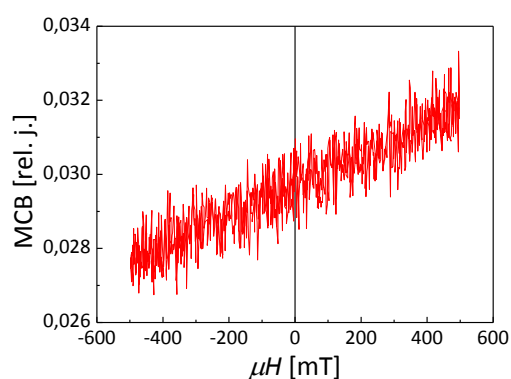
Příslušné závislosti byly měřeny pro vzorky C037#9 (nežíhaný GaMnAs) a MN403 (žíhaný GaMnAsP) při teplotě 8 K, protože oba materiály mají vzájemně odlišné směry os snadné magnetizace k rovině vzorku.

V grafech jsou vždy vynášeny závislosti MCD a MCB v relativních jednotkách na magnetickém poli. Nejde tedy o absolutní vyjádření magnetooptických jevů, ale je vždy vynášen poměr $I(1f)/I(0f)$, který je úměrný MCD, a $I(2f)/I(0f)$, jenž je úměrný MCB (viz kapitola 6.1).

Podívejme se nejdříve na nežíhaný vzorek GaMnAs s tloušťkou vrstvy 500 nm a koncentrací Mn 6 %. Tento vzorek umístěný v kryostatů při teplotě 8 K je ve feromagnetickém stavu. Ani na jednom z obr. 7.34 až 7.37 nejsou patrné hysterezní smyčky díky přítomnosti snadné osy magnetizace v rovině vzorku.

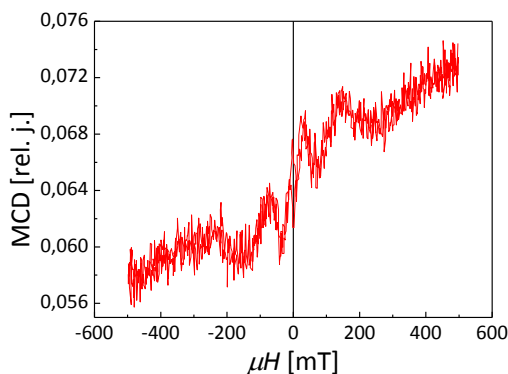


Obr. 7.34 Závislost MCD na přiloženém magnetickém poli pro vzorek C037#9 při energii světla 1,96 eV (633 nm).

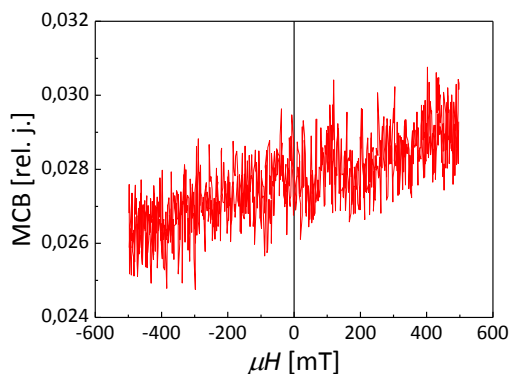


Obr. 7.35 Závislost MCB na přiloženém magnetickém poli pro vzorek C037#9 při energii světla 1,96 eV (633 nm).

Závislosti MCB na magnetickém poli při energii světla 1,96 eV a 1,59 eV jsou znázorněny na obr. 7.35 a 7.37. Křivky mají lineární průběh, který je způsobený zejména příspěvkem k MCB od okének kryostatu při daných energiích světla (viz obr. 7.3), zatímco MCB samotného vzorku je v konkrétních případech poměrně malé (viz obr. 7.5).



Obr. 7.36 Závislost MCD na přiloženém magnetickém poli pro vzorek C037#9 při energii světla 1,59 eV (780 nm).



Obr. 7.37 Závislost MCB na přiloženém magnetickém poli pro vzorek C037#9 při energii světla 1,59 eV (780 nm).

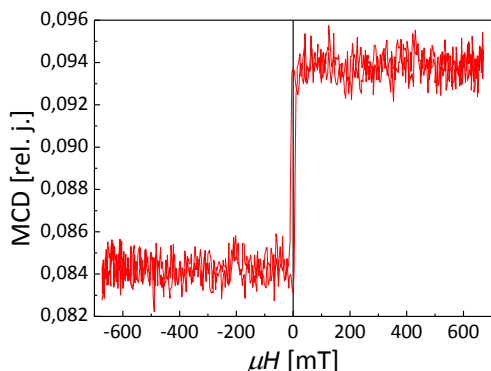
Obdobně lze charakterizovat průběh MCD v závislosti na magnetickém poli znázorněný na obr. 7.34. Paramagnetický charakter křivky má analogické vysvětlení, tedy nulový příspěvek od samotného vzorku a malý, ale nenulový příspěvek od okének kryostatu při energii světla 1,96 eV (obr. 7.2 a 7.4).

Závislost na obr. 7.36 je odlišná od předchozích, protože při energii 1,59 eV je značně větší MCD pocházející od vzorku než příspěvek k MCD od okének kryostatu, jenž lze v daném případě považovat za nulový. Závislost však moc nepřipomíná hysteretní chování právě díky přítomnosti snadné osy magnetizace v rovině vzorku. Dále si můžeme všimnout zvláštního zlomového chování závislosti, které se nepodařilo zcela rozumně vysvětlit.

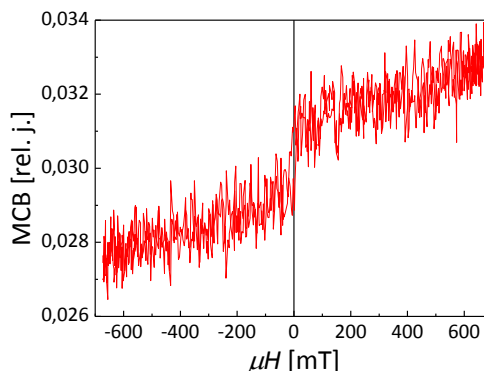
Situace s GaMnAsP (MN403) je poněkud odlišná. Magnetizace v této vrstvě míří kolmo na rovinu vzorku i bez přiloženého magnetického pole, což je vhodné pro měření závislostí MCD a MCB na přiloženém magnetickém poli a vhodné ke studiu hysteretního chování vzorku ve feromagnetickém stavu.

Na obr. 7.38 vidíme závislost MCD na magnetickém poli při energii světelné vlny 1,96 eV a na obr. 7.40 při energii 1,52 eV. V obou případech lze pozorovat hysteretní smyčku. V první situaci při energii 1,96 eV je závislost při vyšším magnetickém poli konstantní, zato v situaci při energii 1,57 eV má závislost lineární průběh s nenulovou směrnici. Vysvětlení lze opět najít porovnáním MCD od samotného vzorku a příspěvkem k MCD způsobeným okénky kryostatu. S využitím obr. 7.2, kde je znázorněn spektrální průběh vlivu okének kryostatu na MCD, a obr. 7.12, na němž je vyznačen průběh MCD samotného vzorku GaMnAsP, zjistíme, že při energii 1,96 eV je signál MCD vzorku značně větší než příspěvek od okének kryostatu, tudíž paramagnetický průběh se neprojeví. Při energii 1,52 eV jsou oba příspěvky v absolutní

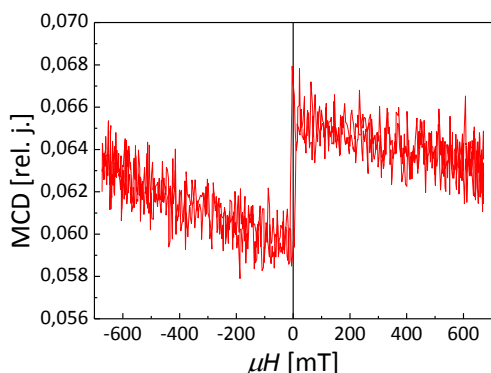
hodnotě téměř shodné, proto je výsledná závislost na obr. 7.40 ovlivněna paramagnetickým průběhem (závislost má nenulovou směrnicí).



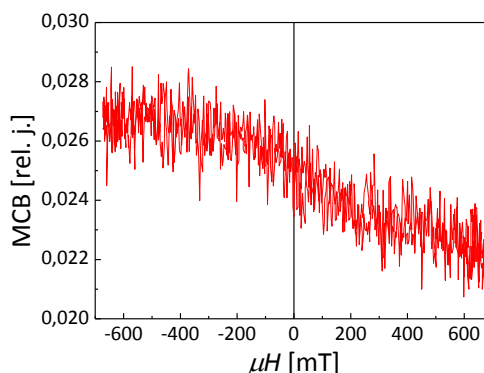
Obr. 7.38 Závislost MCD na přiloženém magnetickém poli pro vzorek MN403 při energii světla 1,96 eV (633 nm).



Obr. 7.39 Závislost MCB na přiloženém magnetickém poli pro vzorek MN403 při energii světla 1,96 eV (633 nm).



Obr. 7.40 Závislost MCD na přiloženém magnetickém poli pro vzorek MN403 při energii světla 1,52 eV (816,5 nm).



Obr. 7.41 Závislost MCB na přiloženém magnetickém poli pro vzorek MN403 při energii světla 1,52 eV (816,5 nm).

Závislosti MCB na magnetickém poli pro GaMnAsP jsou vyneseny na obr. 7.39 a 7.41. Při energii světla 1,96 eV (obr. 7.39) je znatelná nepatrná hystereze a opět vidíme v závislosti paramagnetickou část, protože MCB je značně ovlivněno okénky kryostatu. Na obr. 7.41 při energii 1,52 eV není patrná hysterezní závislost, i když byla očekávána, protože energie 1,52 eV přibližně odpovídá velkému zápornému píku na obr. 7.13. Zřejmě však díky velice úzkému píku se nepodařilo pomocí monochromátoru přesně dostat na energii odpovídající vrcholu píku, a tudíž námi nastavená energie je spíše blíže úpatí hrotu, a tak je i díky vlivu okének kryostatu závislost paramagnetická.

Tato měření jasně ukazují, že pro studium magnetických vlastností studovaných vzorků pomocí magnetooptických jevů je nutné vhodně zvolit vlnovou délku světla. Zejména je velice výhodné ji zvolit tak, aby v příslušné spektrální oblasti byl podstatně silnější příslušný magnetooptický jev ve vzorku než v okénkách kryostatu. Z tohoto důvodu je tedy např. v GaMnAs většinou vhodnější používat MCD než MCB. Pokud není možné zanedbat vliv magnetooptických jevů v okénkách kryostatu, je nutné vždy

provést kromě měření se vzorkem i kontrolní měření bez vzorku a naměřené závislosti následně příslušným způsobem korigovat pouze na jevy související se vzorkem. Pro přesná měření je navíc vhodnější používat laserové světlo, které má většinou podstatně větší intenzitu a menší šum než nekoherentní zdroje záření.

8 Závěr

Tato diplomová práce byla zaměřena na studium feromagnetických polovodičů GaMnAs a GaMnAsP pomocí magnetooptických jevů, a sice magnetického kruhového dichroismu (MCD), magnetického kruhového dvojlomu (MCB), magnetického lineárního dichroismu (MLD) a magnetického lineárního dvojlomu (MLB). Byly shrnuty poznatky o těchto jevech a především se pak podařilo překonat značné experimentální problémy vyplývající z geometrických parametrů použitého vybavení, a tak bylo vybudováno univerzální experimentální uspořádání spojující měření spektrálních závislostí uvedených magnetooptických jevů do jednoho celku.

Při testování metody měření spektrálních závislostí MCD a MCB se ukázalo, že data jsou zatížena poměrně velkým elektronickým šumem. Bylo zjištěno, že na šum má kromě jiného také vliv nastavení módu fotoelastického modulátoru (PEMu), přičemž pro MCD se ukazuje výhodné nastavení čtvrtvlnného módu a pro MCB půlvlnného módu. Obdobně ke snížení šumu spekter MLD dojde při nastavení půlvlnného módu a u spekter MLB při čtvrtvlnném módu. Měření pomocí fázových destiček není zatíženo tak velkým šumem, na druhou stranu ho nelze provádět v širší spektrální oblasti.

Měření magnetooptických spekter pomocí PEMu je principiálně zatíženo „artefaktem“ měření, který nesouvisí s měřenými jevy. V případě MCD a MCB je možné využít lichosti měřených jevů v magnetickém poli – skutečná hodnota magnetooptického koeficientu je rovna rozdílu hodnoty při kladném magnetickém poli a hodnoty při záporném magnetickém poli. V případě MLD a MLB není ale možné tento postup použít, protože tyto magnetooptické jevy jsou sudé v magnetizaci. V tomto případě je nutné naměřit signál na vzorku ve feromagnetickém stavu při zapnutém magnetickém poli a od něj odečíst signál při teplotě vzorku nad T_C a při vypnutém magnetickém poli.

Při měření MCD v reflexní geometrii bylo zjištěno, že díky vícenásobnému odrazu světla na vrstvě (interferenci světelné vlny) je signál modulovaný a že je tato modulace ovlivněna tloušťkou vrstvy GaMnAs. Dále se zjistilo, že vlivem žíhání se v GaMnAs posouvá spektrum MCD i MCB k vyšším energiím.

Prokázalo se, že MLD silně závisí na vzájemné orientaci magnetizace vzorku a polarizace použitého světla. Nejsilnější MLD je pro úhel 45° mezi lineární polarizací světla a magnetizací vzorku. Signál vymizí při rovnoběžné orientaci polarizace a magnetizace.

Dále bylo ukázáno, že pro studium magnetických vlastností vzorků pomocí magnetooptických jevů je velice důležitá vhodná volba použité vlnové délky světla, a to zejména vzhledem k poměrně značné velikosti MCB vyvolané okénky kryostatu. Porovnáním měření v GaMnAs a GaMnAsP bylo ukázáno, že pomocí magnetooptických měření je možné jednoduše rozlišit materiály, pro které je snadná osa magnetizace v rovině vzorku a kolmo na něj.

Získané výsledky jasně ukazují, že magnetooptická měření mohou poskytnout důležité informace o magnetických vlastnostech feromagnetických polovodičů. Za pozornost stojí zejména fakt, že při kolmém dopadu světla na vzorek jsou citlivá nejen na magnetizaci mířící ve směru světla, jak se většinou předpokládá, ale

i na magnetizaci ve směru kolmém. Tato zjištění jsou poměrně zásadní pro interpretaci měření laserem indukované precese magnetizace, která byla v nedávné době pozorována na našem pracovišti.

9 Přílohy

9.1 Vlastní módy světla v magnetoopticky izotropním feromagnetu

V této příloze si odvodíme vlastní (normální) módy světelné vlny v magnetoopticky izotropním feromagnetu, abychom ukázali, že v případě longitudinální geometrie, rozumějme šíření světla rovnoběžně s magnetizací ve vzorku, jsou vlastní vektory vlnové rovnice světla v takovémto materiálu levotočivě a pravotočivě polarizované světelné vlny. Naopak v transverzální geometrii (směr šíření světla kolmý na magnetizaci \mathbf{M}) jsou vlastními módy s ($\mathbf{E}_s \parallel \mathbf{M}$) a p ($\mathbf{E}_p \perp \mathbf{M}$) polarizace světla. Z celého řešení pak vyplynou také vztahy pro index lomu (3.4), (3.5) a (3.6) pro jednotlivé geometrie. Veškeré značení veličin vychází z kapitoly 3.2, kde jsou popsány.

Normální módy látky popsané tenzorem dielektrické permitivity a tenzorem magnetické permeability tvaru [10]

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_1 \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \end{pmatrix} \quad (9.1)$$

$$\hat{\mu} = \mu_1 \begin{pmatrix} 1 & -iQ_M & 0 \\ iQ_M & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\mu_0}{\mu_1} \end{pmatrix} \quad (9.2)$$

(magnetizace míří ve směru osy z či x_3) lze určit pomocí Maxwellových rovnic

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j} \quad (9.3) \quad \text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (9.4)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (9.5) \quad \text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (9.6)$$

a materiálových vztahů

$$\mathbf{D} = \varepsilon_{vac} \hat{\varepsilon} \mathbf{E} \quad (9.7) \quad \mathbf{B} = \mu_{vac} \hat{\mu} \mathbf{H} \quad (9.8)$$

S využitím vztahů (9.3), (9.5), (9.7), (9.8) a pro jednoduchost za předpokladu nevodivého prostředí ($\mathbf{j} = 0$) bez nábojů ($\rho = 0$) dostaneme vztah pro vektor elektrické intenzity analogický vlnové rovnici

$$\text{rot} (\hat{\mu}^{-1} \text{rot } \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{\varepsilon} \mathbf{E}) = 0 \quad (9.9)$$

a obdobně pro vektor magnetické intenzity

$$\text{rot} (\hat{\mu}^{-1} \text{rot } \mathbf{H}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{\mu} \mathbf{H}) = 0, \quad (9.10)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, tedy $1/c^2 = \varepsilon_{vac} \mu_{vac}$.

Vztah (9.9) si vyjádříme ve složkách, tj. $\text{rot} (\hat{\mu}^{-1} \text{rot } \mathbf{E}) = \varepsilon_{ijk} \partial_j \mu_{kl}^{-1} \varepsilon_{lmn} \partial_m E_n$, uvažujeme Einsteinovu konvenci, kdy přes dva stejné indexy sčítáme, ε_{ijk} je

Levi-Civitův symbol. Předpokládáme-li, že $\hat{\mu}$ nezávisí na souřadnici ($\partial_j \mu_{kl}^{-1} = 0$) a že vektory elektrické intenzity a magnetické intenzity jsou rovinné vlny ($\mathbf{E} \sim e^{-i(\omega t - k_0 n_i x_i)}$, x_i jsou složky souřadnice, k_0 vlnový vektor světla ve vakuu), vztah (9.9) se upraví následovně

$$\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{lmn} \mu_{kl}^{-1} n_j n_m E_n + \varepsilon_{in} E_n = 0. \quad (9.11)$$

Obdobně pak pro vektor magnetické intenzity máme

$$\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{lmn} \mu_{kl}^{-1} n_j n_m H_n + \varepsilon_{in} H_n = 0. \quad (9.12)$$

Inverzní matice k tenzoru magnetické permeability $\hat{\mu}$ a k tenzoru dielektrické permitivity $\hat{\varepsilon}$ mají tvar

$$\hat{\varepsilon}^{-1} = \frac{1}{\varepsilon_1(1-Q^2)} \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}(1-Q^2) \end{pmatrix}, \quad (9.13)$$

$$\hat{\mu}^{-1} = \frac{1}{\mu_1(1-Q_M^2)} \begin{pmatrix} 1 & -iQ_M & 0 \\ iQ_M & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\mu_1}{\mu_0}(1-Q_M^2) \end{pmatrix}. \quad (9.14)$$

Zabývejme se řešením rovnice (9.11) hledáním vlastních vektorů \mathbf{E} pro longitudinální módy se složkami vektoru indexu lomu $n_1, n_2 = 0$ a $n_3 = n$, tj. $\mathbf{n} \parallel \mathbf{M}$, \mathbf{M} míří ve směru osy z (x_3). Netriviální řešení získáme za podmínky

$$\det(\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{lmn} \mu_{kl}^{-1} n_j n_m + \varepsilon_{in}) = \det A_{in} = 0. \quad (9.15)$$

Matice A má tvar

$$A = \begin{pmatrix} -\frac{n^2}{\mu_1(1-Q_M^2)} + \varepsilon_1 & -i \left[\frac{Q_M n^2}{\mu_1(1-Q_M^2)} + Q \varepsilon_1 \right] & 0 \\ i \left[\frac{Q_M n^2}{\mu_1(1-Q_M^2)} + Q \varepsilon_1 \right] & -\frac{n^2}{\mu_1(1-Q_M^2)} + \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}. \quad (9.16)$$

Splněním podmínky (9.15) dostaneme výraz pro index lomu

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon_1 \mu_1 [1 \pm (Q + Q_M) + Q Q_M]. \quad (9.17)$$

Za předpokladu $Q, Q_M \ll 1$, přejde výraz (9.17) na (3.4).

Řešením rovnice $A\mathbf{E} = 0$ pro n_+ snadno zjistíme, že

$$\mathbf{E}_+ \sim \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (9.18)$$

Řešením je tedy levotočivě kruhově polarizovaná vlna (kap. 3.5.).

V případě n_- dostáváme řešení

$$\mathbf{E}_- \sim \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (9.19)$$

což je pravotočivě kruhově polarizovaná vlna.

Chceme-li určit transversální módy, pro které platí $n_1 = n$ a $n_2, n_3 = 0$, tj. $\mathbf{n} \perp \mathbf{M}$, nevyjdeme přímo z rovnice (9.11) pro vektor elektrické intenzity, nýbrž tuto rovnici vyjádříme pro vektor elektrické indukce, pro který dle Maxwellovy rovnice (9.6) za předpokladu $\rho = 0$ platí $\mathbf{n} \perp \mathbf{D}$. Dosadíme-li materiálový vztah (9.7) do rovnice (9.11), získáme podmínku pro netriviální řešení rovnice $B\mathbf{D} = 0$

$$\det(\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{lmn} \mu_{kl}^{-1} n_j n_m \varepsilon_{ns}^{-1} + \delta_{is}) = \det B_{is} = 0, \quad (9.20)$$

kde δ_{is} je jednotková matice (Kroneckerovo delta). Matice B pro určení transversálních módů má tvar

$$B = \begin{pmatrix} \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_1 (1 - Q^2)} & 0 & 0 \\ \frac{iQn^2}{\mu_0 \varepsilon_1 (1 - Q^2)} & 1 - \frac{n^2}{\mu_0 \varepsilon_1 (1 - Q^2)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{n^2}{\varepsilon_0 \mu_1 (1 - Q_M^2)} \end{pmatrix}. \quad (9.21)$$

Splněním podmínky (9.20) opět získáme vztah pro index lomu

$$n_{p,s}^2 = \frac{1}{2} [\varepsilon_1 \mu_0 (1 - Q^2) (1 \pm 1) + \varepsilon_0 \mu_1 (1 - Q_M^2) (1 \mp 1)]. \quad (9.22)$$

Výpočtem rovnice $B\mathbf{D} = 0$ pro n_s dostáváme řešení ve tvaru $\mathbf{D}_s = (0, 0, D_s)$, pro n_p má řešení tvar $\mathbf{D}_p = (0, D_p, 0)$, což jsou hledané transversální módy. Dle vztahu (9.7) zjistíme, že pro složky vektoru \mathbf{E}_s platí $E_{sx} = 0$, $E_{sy} = 0$ a $E_{sz} \neq 0$, jde tedy o s-polarizaci (TE vlnu, $\mathbf{E}_s \parallel \mathbf{M}$), pro složky vektoru \mathbf{E}_p platí $E_{px} \neq 0$, $E_{py} \neq 0$ a $E_{pz} = 0$, jde tedy o p-polarizaci (TM vlnu, $\mathbf{E}_p \perp \mathbf{M}$).

9.2 Odvození vztahů pro MCD a MCB

K odvození vztahů (3.25) a (3.26) využijeme výrazy (3.19) a (3.20). Značení veličin vychází z kapitol 3.3 a 3.4. Dle vztahu (3.19) a za předpokladu $\theta \ll 1$ dostaneme výraz

$$\theta = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Im} \left(\frac{r_-}{r_+} \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{r_-}{r_+} \right)} = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{Im}(r_- r_+^*)}{\operatorname{Re}(r_- r_+^*)}. \quad (9.23)$$

Využijeme-li známé identity

$$\begin{aligned}\operatorname{Im}(r_- r_+^*) &= \frac{i}{2} (r_- r_+^* - r_-^* r_+), \\ \operatorname{Re}(r_- r_+^*) &= \frac{1}{2} (r_- r_+^* + r_-^* r_+)\end{aligned}\tag{9.24}$$

a předpokládáme-li $\operatorname{Re}(r_+) \approx \operatorname{Re}(r_-)$ a $\operatorname{Im}(r_+) \approx \operatorname{Im}(r_-)$, což vede k předpokladu $|r_+| \approx |r_-|$, tedy použijeme-li aproximaci $r_- r_+^* + r_-^* r_+ \approx r_+^2 + r_-^2$, okamžitě dostaneme výraz (3.25).

Dosazením do vztahu (3.20) za $\tilde{\chi}$ a využitím předpokladu $\psi \ll 1$ dostaneme výraz

$$\psi = \frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|} = \frac{r_+^2 - r_-^2}{r_+^2 + r_-^2 + 2|r_+||r_-|}\tag{9.25}$$

a předpokládáme-li splnění podmínky $|r_+| \approx |r_-|$, snadno získáme vztah (3.26).

9.3 Odvození vztahů pro MLD a MLB

K odvození vztahů (3.27) a (3.28) využijeme výrazy (3.15) a (3.16), kde $\chi = r_y/r_x$. Značení veličin navazuje na kapitoly 3.3 a 3.4.

Využijeme identity

$$\begin{aligned}\operatorname{Im}(r_y r_x^*) &= \frac{i}{2} (r_y r_x^* - r_y^* r_x), \\ \operatorname{Re}(r_y r_x^*) &= \frac{1}{2} (r_y r_x^* + r_y^* r_x).\end{aligned}\tag{9.26}$$

Ve vztahu (3.15) provedeme substituci $\theta = \theta' + \pi/4$, protože uvažujeme dopadající světlo na vzorek, jehož lineární polarizace svírá s osou x 45° . Za předpokladu $\theta' \ll 1$ tedy dostaneme

$$\theta' = \frac{1}{4} \frac{\frac{r_y^2}{r_x^2} - 1}{\operatorname{Re}\left(\frac{r_y}{r_x}\right)} = \frac{1}{4} \frac{r_y^2 - r_x^2}{\operatorname{Re}(r_y r_x^*)}.\tag{9.27}$$

Dosadíme-li za $\operatorname{Re}(r_y r_x^*)$ vztah (9.26) a uvažujeme-li aproximaci $r_y r_x^* + r_y^* r_x \approx r_y^2 + r_x^2$, ihned získáme výraz (3.27)

Analogicky ze vztahu (3.16) za předpokladu $\psi \ll 1$ dostáváme

$$\psi = \frac{\operatorname{Im}\left(\frac{r_y}{r_x}\right)}{1 + \frac{r_y^2}{r_x^2}} = \frac{\operatorname{Im}(r_y r_x^*)}{r_y^2 + r_x^2}.\tag{9.28}$$

Dosazením identity (9.26) za $\operatorname{Im}(r_y r_x^*)$ máme odvozený vztah (3.28).

9.4 Jak získat rovnici (6.7) ze vztahu (6.6)

V této příloze si ukážeme, jak získat vztah (6.7) z výrazu (6.6) pomocí aproximace $\Delta R/R \ll 1$ uvedené v kapitole 6.1.

Komplexní čísla $r_- r_+^*$ a $r_+ r_-^*$ ve vztahu (6.6) si rozepíšeme na reálnou a imaginární část

$$\begin{aligned} r_- r_+^* &= \text{Re}(r_- r_+^*) + i \text{Im}(r_- r_+^*), \\ r_+^* r_- &= \text{Re}(r_+^* r_-) - i \text{Im}(r_+^* r_-) \end{aligned} \quad (9.29)$$

a po jednoduchých úpravách dospějeme k následujícímu výrazu

$$I = \frac{E^2}{4} \left[(r_+^2 + r_-^2) + (r_+^2 - r_-^2) \sin \delta + (r_+^2 + r_-^2) \left(\frac{2\text{Re}(r_- r_+^*)}{r_+^2 + r_-^2} \sin 2\phi_A - \frac{2\text{Im}(r_- r_+^*)}{r_+^2 + r_-^2} \cos 2\phi_A \right) \cos \delta \right]. \quad (9.30)$$

S využitím vztahu (3.19) lze psát

$$\tan 2\theta = \frac{\text{Im}\left(\frac{r_-}{r_+}\right)}{\text{Re}\left(\frac{r_-}{r_+}\right)} = \frac{\text{Im}(r_- r_+^*)}{\text{Re}(r_- r_+^*)}. \quad (9.31)$$

Aplikujeme-li do vztahu (9.31) identity (9.24), předpokládáme-li aproximace $\text{Re}(r_-) \approx \text{Re}(r_+)$ a $\text{Im}(r_-) \approx \text{Im}(r_+)$, z čehož pak vyplývá $\Delta R/R \ll 1$, a uvažujeme-li malou změnu úhlu stočení lineárně polarizovaného světla po interakci s magnetickou látkou ($\theta \ll 1$), dostaneme výraz

$$\sin 2\theta = \frac{2\text{Im}(r_- r_+^*)}{r_+^2 + r_-^2}. \quad (9.32)$$

Z rovnic (9.31) a (9.32) lze získat rovnost

$$\cos 2\theta = \frac{2\text{Re}(r_- r_+^*)}{r_+^2 + r_-^2}. \quad (9.33)$$

Dosazením vztahů (9.32) a (9.33) do výrazu pro intenzitu (9.30) konečně máme

$$I = \frac{E^2}{4} [(r_+^2 + r_-^2) + (r_+^2 - r_-^2) \sin \delta + (r_+^2 + r_-^2) (\cos 2\theta \sin 2\phi_A - \sin 2\theta \cos 2\phi_A) \cos \delta]. \quad (9.34)$$

Využitím goniometrického vzorce získáme hledaný tvar (7.7).

Literatura

- [1] Jungwirth T., Sinova J., Mašek J., Kučera J., MacDonald A. H.: *Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors*, Reviews of Modern Physics **78**, 809-864 (2006).
- [2] MacDonald A. H. , Schiffer P., Samarth N.: *Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga,Mn)As*, Nature Materials **4**, 195-201 (2005).
- [3] Rozkotová E.: *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2007.
- [4] Samarth, N.: *An Introduction to Semiconductor Spintronics*, Solid State Physics **58**, Elsevier Academic Press, 1-72 (2004).
- [5] Hiro Akinaga, Hideo Ohno: *Semiconductor Spintronics*, IEEE Transactions On Nanotechnology **1**, 19-26 (2002).
- [6] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani: *Electric-field control of ferromagnetism*, Nature **408**, 944-946 (2000).
- [7] S. Koshibara, A. Oiwa, M. Hirasawa, S. Katsumoto, Y. Iye, C. Urano, H. Takagi, H. Munekata: *Ferromagnetic order induced by photogenerated carriers in magnetic III-IV semiconductor heterostructures of (In,Mn)As-GaSb*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4617-4620 (1997).
- [8] Henry Ehrenreich, Frans Spaepen: *Solid State Physics, Advances in Research and Applications*, Elsevier Academic Press, Amsterdam, Boston, London, New York, Oxford, Paris, San Diego, San Francisco, Singapore, Sydney, Tokyo, 2004.
- [9] F. Matsukura, A. Oiwa, A. Shen, Y. Sugawara, N. Akiba, T. Kuroiwa, H. Ohno, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye: *Growth and properties of (Ga,Mn)As: A new III-V diluted magnetic semiconductor*, Appl. Surface Sci. **114**, 178-182 (1997).
- [10] Zvezdin A. K., Kotov V. A.: *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*, Institute of Physics, Bristol/Philadelphia (1997).
- [11] R. Atkinson, P. H. Lissberger: *Sign conventions in magneto-optical calculations and measurements*, Applied Optics **31**, 6076-6081 (1992).
- [12] E. J. Singley, K.S. Burch, R. Kawakami, J. Stephens, D. D. Awschalom, D. N. Basov: *Electronic structure and carrier dynamics of the ferromagnetic semiconductor $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , Phys. Rev. B **68**, 165204 (2003).
- [13] K. S. Burch, D. B. Shrekenhamer, E. J. Singley, J. Stephens, B. L. Sheu, R. K. Kawakami, P. Schiffer, N. Samarth, D. D. Awschalom, D. N. Basov: *Impurity Band Conduction in a High Temperature Ferromagnetic Semiconductor*, Phys. Rev. Lett. **97**, 087208 (2006).
- [14] T. Jungwirth, Jairo Sinova, A. H. MacDonald, B. L. Gallagher, V. Novák, K. W. Edmonds, A. W. Rushforth, R. P. Campion, C. T. Foxon, L. Eaves, E. Olejník, J. Mašek, S.-R. Eric Yang, J. Wunderlich, C. Gould, L. W. Molenkamp, T. Dietl, H. Ohno: *Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover*, Phys. Rev. B **76**, 125206 (2007).
- [15] J. Szczytko, W. Mac, A. Twardowski, F. Matsukura, H. Ohno: *Antiferromagnetic p-d exchange in ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$ epilayers*, Phys. Rev. B **59**, 12935-12938 (1999).

- [16] K. Ando, T. Hayashi, M. Tanaka, A. Twardowski: *Magneto-optic effect of the ferromagnetic diluted magnetic semiconductor $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , J. Appl. Phys. **83**, 6548 (1998)
- [17] Masaaki Tanaka: *Epitaxial growth and properties of III–V magnetic semiconductor GaMnAs and its heterostructures*, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2267-2274 (1998).
- [18] R. Lang, A. Winter, H. Pascher, H. Krenn, X. Liu, J. K. Furdyna: *Polar Kerr effect studies of $Ga_{1-x}Mn_xAs$ epitaxial films*, Phys. Rev. B **72**, 024430 (2005).
- [19] A. V. Kimel *et al*: *Observation of Giant Magnetic Linear Dichroism in (Ga;Mn)As*, Phys. Rev. Lett. **94**, 227203 (2005).
- [20] Katsuaki Sato: *Measurement of Magneto-Optical Kerr Effect Using Piezo-Birefringent Modulator*, Japanese Journal Of Applied Physics **20**, 2403-2409 (1981).
- [21] Naďa Tesařova, ustnı sdelenı.
- [22] K. Ando, H. Saito, K. C. Agarwal, M. C. Debnath, Y. Zayets: *Origin of the Anomalous Magnetic Circular Dichroism Spectral Shape in Ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$: Impurity Bands inside the Band Gap*, Phys. Rev. Lett. **100**, 067204 (2008).
- [23] B. Beschoten, P. A. Crowell, I. Malajovich, D. D. Awschalom, F. Matsukura, A. Shen, H. Ohno: *Magnetic Circular Dichroism Studies of Carrier-Induced Ferromagnetism in GaMnAs*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3073 (1999).
- [24] J. Szczytko, W. Bardyszewski, A. Twardowski: *Optical absorption in random media: Application to $Ga_{1-x}Mn_xAs$ epilayers*, Phys. Rev. B **64**, 075306 (2001).