

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta elektrotechnická

# Disertační práce

říjen, 2014

Ing. Zbyněk Šobáň

České vysoké učení technické v Praze

Fakulta elektrotechnická

Katedra mikroelektroniky

***STRUKTURY PRO  
SPINTRONIKU PŘIPRAVENÉ  
POMOCÍ MBE***

Disertační práce

***Ing. Zbyněk Šobáň***

*Praha, říjen, 2014*

Doktorský studijní program: *Elektrotechnika a informatika*

Studijní obor: *Elektronika*

**Školitel:** *Doc. RNDr Jan Voves, CSc.*

**Školitel specialista:** *Ing. Vít Novák, CSc.*

## Poděkování

Děkuji svému školiteli Doc. RNDr Janu Vovsovi, CSc., a školiteli specialistovi Ing. Vítu Novákovi, CSc., za příkladné vedení mé disertační práce. Za podporu při přípravě a měření experimentů děkuji Mgr. Kamilu Olejníkovi, Ph.D., a Ing. Jiřímu Zykovi, CSc.. Za rady a věcné diskuze při litografické výrobě vzorků děkuji Ing. Vlastimilu Jurkovi a Ing. Karlu Hruškovi. Za podporu při měření na magnetometru SQUID děkuji Ing. Miroslavu Maryškovi, CSc.. Za podporu při měření magneto-transportních měření děkuji Ing. Petru Vaškovi, CSc., a Ing. Pavlu Svobodovi, CSc..

Děkuji za podporu, které se mi dostalo prostřednictvím následujících grantů: GAČR 102/06/0381 Spintronické aplikace feromagnetických polovodičových nanostruktur, KAN400100652 Struktury pro spintroniku a kvantové jevy v nanoelektronice vytvořené elektronovou litografií, GAČR 108/11/0894 Růst a zpracování grafenových vrstev na karbidu křemíku

## Prohlášení

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

V Praze, dne: .....

.....

# Obsah

<b>1 Úvod</b>	<b>1</b>
1.1 Motivace - úvod do spintroniky . . . . .	1
1.2 Magnetismus v polovodičích . . . . .	4
1.3 Cíle a struktura dizertační práce . . . . .	6
<b>2 Technologie růstu (Ga,Mn)As a výroby struktur</b>	<b>7</b>
2.1 Epitaxní technologie přípravy GaAs . . . . .	7
2.1.1 Růst tenkých vrstev (Ga,Mn)As . . . . .	9
2.2 Charakteristické defekty krystalové mříže (Ga,Mn)As . . . . .	11
2.2.1 Kompenzovaný polovodič (Ga,Mn)As . . . . .	11
2.2.2 Princip tepelného žhání . . . . .	12
2.3 Metody charakterizace . . . . .	14
2.3.1 Magnetická měření - Magnetometrie . . . . .	14
2.3.2 Transportní měření . . . . .	17
2.3.3 Kapacitní měření . . . . .	20
2.4 Příprava kovových a dielektrických vrstev . . . . .	21
2.4.1 Napaření kontaktů - depozice kovů . . . . .	21
2.4.2 Depozice dielektrických vrstev . . . . .	21
2.5 Laterální strukturování . . . . .	23
2.5.1 Výroba struktury se zabudovaným hradlem (PIN) . . . . .	24
2.5.2 Výroba MIS struktury typu Hallova trámečku s hradlem . . . . .	25
<b>3 Návrh tranzistorové struktury a simulace</b>	<b>27</b>
3.1 Návrh hradlové struktury . . . . .	27
3.2 Struktura PIN . . . . .	28
3.3 Struktura MIS . . . . .	29
3.4 Simulace struktur . . . . .	31
3.4.1 Simulační program Silvaco Atlas . . . . .	31
3.4.2 Simulace heterostruktury PIN . . . . .	33
3.4.3 Simulace struktury MIS . . . . .	35
<b>4 Výsledky měření</b>	<b>38</b>
4.1 Série optimalizovaných vzorků . . . . .	38
4.1.1 Příprava materiálu, růst a tepelné žhání . . . . .	38
4.1.2 Měření na optimalizované sérii . . . . .	39
4.2 Série kompenzovaných vzorků . . . . .	46
4.2.1 Kritická teplota, vodivost a mag. moment kompenzovaného materiálu . . . . .	46
4.2.2 Magnetická anizotropie v ploše vrstvy . . . . .	51

4.2.3	Magnetická anizotropie v kolmém směru na vrstvu . . . . .	57
4.2.4	Měření anomálního Hallova jevu na kompenzovaném (Ga,Mn)As . . . .	59
4.3	Výsledky měření na strukturách . . . . .	61
4.3.1	Měření vlastností dielektrických vrstev . . . . .	61
4.3.2	Měření na PIN strukturách . . . . .	64
4.3.3	Měření na strukturách MIS . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Závěr</b>	<b>78</b>
	<b>Literatura</b>	<b>80</b>
	<b>Přehled publikací autora</b>	<b>84</b>
<b>A</b>	<b>Technologie výroby</b>	<b>87</b>
A.1	Výrobní postupy a recepty . . . . .	87
A.2	Procesy leptání materiálů . . . . .	90
A.3	Depozice kovových materiálů . . . . .	92
<b>B</b>	<b>Masky</b>	<b>93</b>
<b>C</b>	<b>Měřicí přístroje a aplikace</b>	<b>95</b>

# Seznam zkratk a symbolů

## Seznam symbolů

$\mu_0$	Permeabilita vakua	$(4\pi \times 10^{-7} \text{ H.m}^{-1})$
$\mu_B$	Bohrův magneton	$(9,27 \times 10^{-24} \text{ J.T}^{-1})$
$\rho$	Měrná rezistivita	$(\Omega.\text{m})$
$\rho_{xx}$	Podélná měrná rezistivita	$(\Omega.\text{m})$
$\rho_{xy}$	Příčná měrná rezistivita	$(\Omega.\text{m})$
$\varepsilon_0$	Permitivita vakua	$(\text{F.m}^{-1})$
$\varepsilon_r$	Dielektrická konstanta materiálu	(-)
$k_{As}$	Nominální kompenzace	
$p$	Koncentrace děr	$(\text{m}^{-3})$
$As_{Ga}$	Bodová porucha mříže, atom As v pozici Ga	
$E_C$	Hranice vodivostního pásu	(eV)
$E_V$	Hranice valenčního pásu	(eV)
$M$	Magnetizace	$(\text{A.m}^{-1})$
$M_{rem}$	Remanentní magnetický moment	$(\text{A.m}^2)$
$M_{sat}$	Saturovaný magnetický moment	$(\text{A.m}^2)$
$Mn_{Ga}$	Substituční atom Mn	
$Mn_{Int}$	Intersticiální atom manganu	
$T_C$	Kritická teplota	(K)
$x_{Mn}$	Nominální koncentrace manganu	(%)

## Seznam zkratk

AHE	Anomalous Hall effect - anomální Hallův jev
ALD	Atomic Layer Deposition - depozice atomárních vrstev

- AMR Anisotropic magnetoresistance - anizotropní změna odporu v závislosti na magnetickém poli
- BEP Beam Equivalent Pressure - tok molekulárního svazku vyjádřený jako ekvivalentní tlak  $N_2$
- DMS Diluted Magnetic Semiconductors - zředěný magnetický polovodič
- GMR Giant magnetoresistance - obří magnetorezistence
- GPIB General Purpose Interface Bus - standardizovaná měřicí sběrnice
- HRXRD High-Resolution X-Ray Diffraction - difrakce rentgenového záření ve vysokém rozlišení
- ICP Inductively coupled plasma - leptací technologie na fyzikální bázi
- MBE Molecular Beam Epitaxy - epitaxe z molekulárních svazků
- MIS Metal Insulator Semiconductor - struktura kov-izolátor-polovodič
- MRAM Magnetoresistive Random Access Memory - magnetorezistivní paměť s náhodným přístupem
- OSTT Optical Spin Transfer Torque - přenos opticky generovaného spinového momentu
- PMMA Polymethylmethakrylát - syntetický polymer (plexisklo nebo akrylátové sklo)
- RHEED Reflection High Energy Electron Diffraction - difrakce vysokoenergetických elektronů v uspořádání na odraz
- RIE Reactive ion etching - leptací technologie na fyzikálně-chemické bázi
- SHE Spin Hall Effect - spinový Hallův jev
- SO Spin-orbitální interakce
- SOT spin-orbit-induced spin transfer torque - přenos spinového momentu generovaného SO-interakcí
- SQUID Superconducting QUantum Interference Device - supravodivé kvantové interferenční zařízení
- STT Spin Transfer Torque - přenos spinového momentu
- TAMR Anisotropic tunneling magnetoresistance - tunelovací anizotropní magnetorezistence
- TMR Tunnel magnetoresistance - tunelovací magnetorezistence



# Seznam obrázků

1.1	Princip spintronické tranzistorové struktury navržené Dattou a Dassem. Převzato z [13]. . . . .	3
2.1	Schématiké znázornění aparatury MBE . . . . .	7
2.2	Statický obrázek ze stínítka RHEED (vlevo). Růstové oscilace vysokoteplotního růstu GaAs (vpravo). . . . .	8
2.3	Obraz ze stínítka RHEED při růstu materiálu (Ga,Mn)As s $x_{Mn} = 7\%$ , za růstových podmínek As:(Ga+Mn) = 1:1, jsou zde zobrazeny různé teploty substrátu $T_S$ , převzato z [22] . . . . .	9
2.4	Atomová mříž (Ga,Mn)As, kde jsou vyznačeny pozice jednotlivých atomů. Regulární pozice Ga, As. Jsou zde vyznačeny také substituční atom manganu $Mn_{Ga}$ a intersticiální porucha $Mn_{Int}$ . Převzato z [14]. . . . .	10
2.5	Princip difúze intersticiálních atomů Mn při procesu žhání . . . . .	12
2.6	Závislost kritické teploty na době žhání, pro různé žhací teploty. Závislosti byly naměřeny na materiálu (Ga,Mn)As s nominální koncentrací $x_{Mn} = 13\%$ a jmenovitou tloušťkou 15 nm [22]. . . . .	13
2.7	Výsledky měření remanentního momentu pro různé krystalografické směry (vlevo). Hysterezní smyčka změřená na vzorku F055#9 ve směru [110] při teplotě 5 K (vpravo). . . . .	14
2.8	Schématiké znázornění vektoru magnetizace $M$ vzhledem ke krystalografickým osám. . . . .	16
2.9	Teplotní závislost magnetického momentu $M(T)$ (horní panel, levá osa), měrného odporu $\rho(T)$ (dolní panel) a teplotní derivace měrného odporu $d\rho/dT(T)$ (horní panel, pravá osa) ukazuje shodu polohy singularity s kritickým bodem $M(T) = 0$ závislosti magnetizace. Výsledky měření na optimalizované vrstvě (Ga,Mn)As s nominální dotací $x_{Mn} = 11\%$ . Převzato z [33]. . . . .	17
2.10	Schématiké zapojení obvodu pro měření na Hallovském tráměčku. Pro podélný a příčný odpor platí $R_{xx} = U_{xx}/I$ , resp. $R_{xy} = U_{xy}/I$ . . . . .	19
2.11	Závislost příčného odporu $R_{xy}$ v závislosti na magnetickém poli $B_z$ . Teprve pro velké magnetické pole (zde $B \gtrsim 15$ T) nabývá závislost $R_{xy}(B)$ sklonu odpovídajícímu klasickému hallovskému odporu $R_H$ . . . . .	19
2.12	Schématiké znázornění jednotlivých vrstev struktury G052, s vyznačením typu polovodiče a růstové teploty. . . . .	24
2.13	Mikrofotografie struktury MIS v podobě hallovského tráměčku s vrchním hradlem, (vzorek G007#8B). . . . .	26
2.14	Mikrofotografie struktury MIS, detail napojení potenciálových sond. Rozteč krčků potenciálových sond je 80 $\mu\text{m}$ , šířka kanálu je 40 $\mu\text{m}$ . . . . .	26

2.15	Mikrofotografie hotové struktury MIS kontaktované metodou ultrazvukového svařování. . . . .	26
3.1	Schématické zobrazení struktury PIN, je zobrazeno rozložení náboje $\rho$ , intenzity elektrického pole $E$ a napětí $U$ . . . . .	28
3.2	Schématické zobrazení struktury MIS, kde je zobrazeno rozložení náboje $\rho$ , intenzity elektrického pole $E$ a napětí $U$ . . . . .	30
3.3	Pásový diagram struktury PIN s bariérou z $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , pro $x_{\text{Al}} = 0,4$ . Šipkami jsou vyznačeny dva mechanismy tunelování, tunelování skrze bariéru (1) a mezipásové tunelování (2). . . . .	33
3.4	Výpočet koncentrace nosičů na struktuře PIN, pro tři různá přiložená napětí. . . . .	34
3.5	Simulovaná VA charakteristika PIN struktury s bariérou z $\text{AlGaAs}$ $x=0,4$ . Proud $I_A$ je přepočtený na strukturu tvaru disku o průměru $300 \mu\text{m}$ . . . . .	34
3.6	Pásový diagram struktury MIS s dielektrikem $\text{HfO}_2$ , pro hradlové napětí $U_g = 0\text{V}$ . Na pravé $y$ -ose je vynesena koncentrační profil děr v kanále o tloušťce $5 \text{ nm}$ . . . . .	35
3.7	Vypočtené koncentrace děr v kanále struktury MIS, v závislosti na přiloženém (kladném) hradlovém napětí $U_g$ . Tloušťka kanálu $5 \text{ nm}$ s objemovou dotací $p = 2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	36
3.8	Vypočtené koncentrace děr v kanále struktury MIS, v závislosti na přiloženém (záporném) hradlovém napětí $U_g$ . Tloušťka kanálu $5 \text{ nm}$ s objemovou dotací $p = 2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	36
3.9	Závislost relativní změny koncentrace děr v kanále struktury MIS v závislosti na přiloženém hradlovém napětí $U_g$ . . . . .	37
4.1	Znázornění hranice růstové teploty mezi růstovými režimy 2D a 3D v závislosti na nominální koncentraci $x_{\text{Mn}}$ . Jednotlivé křivky vyjadřují poměry $\text{As}:(\text{Ga}+\text{Mn}) = 1:1$ (černá), $2:1$ (modrá), $3:1$ (červená) [22]. . . . .	39
4.2	Porovnání změřených závislostí rezistivity $\rho(T)$ a $d\rho/dT(T)$ závislosti na teplotě u vrstev materiálu $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ s tloušťkami $20$ a $50 \text{ nm}$ a nominální dotací $x_{\text{Mn}} = 7\%$ . . . . .	39
4.3	Závislost měrné vodivosti materiálu $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ s různou nominální koncentrací $x_{\text{Mn}}$ na teplotě. Pro nízké dotace materiál vykazuje polovodičové chování ( $x_{\text{Mn}}=0,07\%$ , $x_{\text{Mn}}=1\%$ ), pro vyšší dotace ( $x_{\text{Mn}}=2\%$ , $x_{\text{Mn}}=7\%$ ) se materiál chová jako kov. Převzato z [49]. . . . .	40
4.4	Závislost vodivosti při nízké teplotě $4,2 \text{ K}$ na nominální koncentraci, na křivce je vidět strmý nárůst vodivosti pro $x_{\text{Mn}} \sim 1,5 \%$ (červená). Závislost kritické teploty na nominální koncentraci (černá) [22]. . . . .	41
4.5	Změřené závislosti $d\rho/dT$ na sérii vzorků s nominální koncentrací $x_{\text{Mn}} = 1,5$ až $13 \%$ , které dosahují kritické teploty v rozmezí od $25$ do $186 \text{ K}$ [22]. . . . .	41
4.6	Magneto-transportní měření vybraných vzorků na Hallovsém trámečku. a) Normalizovaný podélný odpor na $R_{xx}$ při $B = 0$ . b) Hallovský (příčný) odpor s patrným příspěvkem AHE. Převzato z [22]. . . . .	42
4.7	a) Koncentrace děr při $4,2 \text{ K}$ odvozená z magnetotransportního měření. b) Pohyblivost nosičů (děr) při teplotě $4,2 \text{ K}$ . Vložený obrázek je závislost pohyblivosti nosičů na koncentraci [22]. . . . .	43

4.8	Závislost saturovaného magnetického momentu $M_{sat}$ na nominální koncentraci $x_{Mn}$ (zelené čtverečky - levá y-osa), vyjádřená také jako počet magneticky nekompensovaných substitučních atomů $N_{Mn}$ (pravá osa). Černé body vyjadřují koncentraci děr (pravá osa), viz také obrázek 4.7. Převzato z [22]. . . . .	44
4.9	Závislost změřené kritické teploty $T_C$ na $M.p^{1/3}$ . . . . .	44
4.10	Naměřené hodnoty měrné vodivosti série vzorků kompenzovaného (Ga,Mn)As s nominální koncentrací $x_{Mn} = 6\%$ v závislosti na nominální kompenzaci $k_{As}$ . Naměřená data jsou zobrazena pro nízké teploty při 4,2 K ( $\Delta$ - modrá) a pro pokojovou teplotu ( $\circ$ - červená). . . . .	47
4.11	Saturovaný magnetický moment kompenzovaného (Ga,Mn)As v závislosti na nominální kompenzaci, měření pomocí magnetometru (SQUID). . . . .	48
4.12	Kritická teplota kompenzovaného (Ga,Mn)As s nominální hodnotou $x_{Mn}=6\%$ v závislosti na nominální kompenzaci. Hodnoty určené z transportních měření před žíháním - ( $\circ$ ), a po tepelném žíhání - ( $\Delta$ ). . . . .	48
4.13	Zobrazení série optimálně připravených vzorků ( $\times$ ) a série kompenzovaných vzorků ( $\Delta$ ) v rovině ( $\sigma_{4,2} K$ ; $M_{sat}$ ). V sérii optimálně připravených vzorků roste nominální dotace $x_{Mn}$ ve směru šipky od 1,5 do 14 %. V sérii kompenzovaných vzorků je nominální dotace, $x_{Mn} = 6\%$ , a ve směru šipky roste nominální kompenzace $k_{As}$ od 1:1 do 7:1. . . . .	50
4.14	Zobrazení série optimálně připravených vzorků ( $\times$ ) a série kompenzovaných vzorků ( $\Delta$ ) v rovině ( $\sigma_{4,2K}$ ; $T_C$ ). Ve shodě s obrázkem 4.13 v sérii optimálně připravených vzorků nominální dotace $x_{Mn}$ roste ve směru šipky od 1,5 do 14 %, v sérii kompenzovaných vzorků roste nominální kompenzace $k_{As}$ ve směru šipky od 1:1 do 7:1. . . . .	50
4.15	Změřené hysterezní smyčky ve směru $[1\bar{1}0]$ . Normováno na hodnotu magnetického momentu $M_{sat}$ pro $B = 1T$ . . . . .	52
4.16	Změřené hysterezní smyčky ve směru $[110]$ . Normováno na hodnotu magnetického momentu $M_{sat}$ pro $B = 1T$ . . . . .	52
4.17	Změřené hysterezní smyčky ve směru $[1\bar{1}0]$ , normované na hodnotu $M_{sat}$ vzorku F120. . . . .	53
4.18	Změřené hysterezní smyčky ve směru $[110]$ , normované na hodnotu $M_{sat}$ vzorku F120. . . . .	53
4.19	Normované hodnoty anizotropních konstant magnetického momentu pro vzorky připravené optimalizovanou metodou MBE. Závislost $K_{cu}(x_{Mn})$ je normována hodnotou $K_{cu0} = 55,4$ mT, pro $x_{Mn} = 4,5\%$ , závislost $K_{un}(x_{Mn})$ je normována na hodnotu $K_{un0} = 27$ mT, pro $x_{Mn} = 9\%$ . . . . .	55
4.20	Anizotropní konstanty $K_{cu}$ a $K_{un}$ magnetického momentu v závislosti na $k_{As}$ kompenzovaných vzorků. Závislost $K_{cu}(k_{As})$ je normována na hodnotu $K_{cu0} = 226,6$ mT, hodnota pro materiál G017, závislost $K_{un}(k_{As})$ jsme normovali na hodnotu pro materiál F120, $K_{un0} = 24,6$ mT. . . . .	55
4.21	Úhel $\varphi_M$ v závislosti na nominální dotaci pro optimálně připravené materiály (Ga,Mn)As. . . . .	56
4.22	Závislost úhlu $\varphi_M$ na nominální kompenzaci materiálu (Ga,Mn)As. . . . .	56
4.23	Porovnání hysterezních smyček ve směru $[001]$ kolmém na vrstvu. Normováno na hodnotu magnetického momentu $M_{sat}$ pro $B = 1 T$ . Jsou vyznačeny tečny pro odečtení hodnot $\mu_0 H_{sat}$ . . . . .	58
4.24	Normalizovaná anizotropní konstanta $K_{un}^{out}$ ve směru kolmém na vrstvu. Normalizováno pro hodnotu nominální kompenzace 1,1 pro $K_{un}^{out} = 245$ mT. . . . .	58

4.25	Normalizovaný podélný odpor měřený na Hallovsém trámečku, při teplotě 5 K pro tři různé materiály. . . . .	60
4.26	Příčný (Hallovsý) odpor měřený na Hallovsých trámečcích pro různé materiály. . . . .	60
4.27	Změřené VA charakteristiky na testovacích MIS strukturách, (Ga,Mn)As-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Al a (Ga,Mn)As-HfO <sub>2</sub> -Al. . . . .	62
4.28	Schématické znázornění tranzistorové struktury typu PIN s aktivní vrstvou (Ga,Mn)As ve tvaru Corbinova disku. . . . .	65
4.29	Voltampérové charakteristiky struktur typu PIN. Měření byla prováděna při teplotě 4,2K. Polarita přiloženého napětí odpovídá smyslu PIN struktury, tedy při $U > 0$ je kladný pól zdroje na vrstvě (Ga,Mn)As typu vodivosti p, záporný na hradlové elektrodě typu vodivosti n. . . . .	65
4.30	Teplotní závislost odporu aktivní vrstvy (Ga,Mn)As struktury G061#9b pro tři různá napětí na hradlové elektrodě. Kladné napětí $U_g$ na hradlové elektrodě odpovídá ochuzení aktivní vrstvy (Ga,Mn)As a tedy vzrůstu jejího odporu. . . . .	66
4.31	Teplotní derivace závislosti odporu kanálu z obrázku 4.30. . . . .	66
4.32	Schéma elektrického zapojení struktury MIS s vrchním hradlem. . . . .	68
4.33	Závislost plošného odporu kanálu hallovského trámečku na hradlovém napětí. Měřeno na vzorku J052#8A za nízké teploty $T = 5$ K. . . . .	69
4.34	Koncentrace děr v závislosti na intenzitě elektrického pole $p(E_g)$ , která je vypočtená ze závislosti $R_{xx}(U_g)$ uvedené na obrázku 4.33. . . . .	69
4.35	Změřené závislosti podélného odporu na teplotě $R_{xx}(T)$ pro různé hradlové napětí (levý sloupec), a odpovídající vypočtené závislosti $d\rho/dT(T)$ (pravý sloupec). Výsledky měření pro vzorek G007#8B panely a), b) měření na vzorku G007#9C panely c), d) a výsledky pro J052#8A panely e), f). . . . .	72
4.36	Kritické teploty $T_C$ v závislosti na hradlovém napětí $U_g$ . . . . .	73
4.37	Relativní změny kritických teplot $\Delta T_C/T_C$ v závislosti na hradlovém napětí $U_g$ . . . . .	73
4.38	Normovaný příčný odpor $R_T$ dle rovnice 4.7 pro různá předpětí $U_g$ . . . . .	76
4.39	Normovaný příčný odpor $R_L$ dle rovnice 4.8 pro různá předpětí $U_g$ . . . . .	76
4.40	Normované hodnoty určených konstant $C_I$ , $C_{IC}$ a $C_C$ v závislosti na hradlovém napětí $U_g$ . . . . .	77
B.1	Náčrt struktury hallovského trámečku s označením rozměrů. . . . .	94
B.2	Návrh motivu masky hallovského trámečku pro optickou litografii. . . . .	94
C.1	Grafická podoba aplikace set_LRC_meter.v04.vi pro nastavení parametrů měření LRC měřiče E4980. . . . .	96
C.2	Grafická podoba aplikace set_list_sweep_V02.vi pro zápis seznamu zvoleného parametru. . . . .	97
C.3	Grafická podoba aplikace read_MEM.v01.vi pro vyčtení naměřených hodnot z vnitřní paměti přístroje. . . . .	97

# Seznam tabulek

3.1	Tabulka vlastností polovodičových a dielektrických materiálů. Hodnoty relativní permitivity jsou převzaty z [43, 36, 42]. Hodnoty pro dielektrickou pevnost jsou převzaty z literatury [44] a [45], hodnoty zakázaných pásů ze [46]. . . . .	30
4.1	Tabulka vlastností vzorků připravených optimalizovanou metodou MBE. Převzato z [22]. . . . .	45
4.2	Změřené hodnoty kritické teploty, saturovaného magnetického momentu a vodivosti v závislosti na nominální kompenzaci $k_{As}$ materiálu (Ga,Mn)As s nominální koncentrací $x_{Mn} = 6\%$ pro stav před a po žhání. . . . .	46
4.3	Hodnoty mikromagnetických parametrů u vybraných optimalizovaných a kompenzovaných materiálů (Ga,Mn)As. . . . .	51
4.4	Hodnoty mikromagnetických parametrů u kompenzovaných vzorků materiálu (Ga,Mn)As měřených ve směru kolmém na vrstvu materiálu. . . . .	57
4.5	Vypočtené hodnoty z hallovských měření na některých vzorcích série kompenzovaného materiálu (Ga,Mn)As. Uvádíme určenou koncentraci děr ( $p$ ), vypočtenou koncentraci substitučních atomů Mn ( $x_{Mn_{sub}}$ ), změřenou vodivost za nízké teploty ( $\sigma_{4,2K}$ ) a vypočtenou pohyblivost děr ( $\mu_p$ ). . . . .	59
4.6	Uvádíme tloušťku ( $t_{GaMnAs}$ ), nominální dotaci ( $x_{Mn}$ ) a nominální kompenzaci ( $k_{As}$ ) vrstvy GaMnAs, tloušťku intrinzické bariéry ( $t_{AlGaAs}$ ), obsah Al v bariéře ( $x_{Al}$ ), tloušťku vysoce dotované (hradlové) vrstvy typu N ( $t_{GaAs:Si}$ ) a dotaci této vrstvy ( $N_{D++}$ ) vyrobených struktur PIN. . . . .	64
4.7	Přehled vzorků s materiálem (Ga,Mn)As použitých při měření změn magnetických vlastností v závislosti na elektrickém napětí. Uvádíme nominální koncentraci $x_{Mn}$ materiálu a jejich kompenzaci As:(Mn+Ga). . . . .	67
4.8	Uvádíme vypočtené hodnoty vodivosti ( $\sigma$ ), pohyblivosti ( $\mu$ ) a koncentrace děr ( $p$ ) při nulovém hradlovacím napětí ( $U_g = 0$ V), při uvedené teplotě měření ( $T_{mer.}$ ), pro několik struktur hallovských trámečků s vrchním hradlem. . . . .	68
4.9	Hodnoty kritických teplot $T_C$ v závislosti na hradlovém napětí pro vzorky G007#8B, G007#9C a J052#8A. . . . .	71
4.10	Hodnoty určených anizotropních konstant magnetorezistence pro vzorek J052#8A pro různá hradlová napětí. . . . .	77
A.1	Předpis pro čištění povrchu pomocí $O_2$ plasmy . . . . .	87
A.2	Předpisy pro leptání GaAs pomocí $SiCl_4$ a Ar. . . . .	90
A.3	Předpisy pro suché leptání oxidu $HfO_2$ pomocí plynů $SF_6$ , $CF_4$ a Ar. . . . .	90
A.4	Předpisy pro leptání GaAs pomocí $H_3PO_4$ . . . . .	90
A.5	Předpis pro přípravu leptacího roztoku ozn. K2. Leptací rychlost je uvedena pro intrinzický GaAs. . . . .	91

A.6	Typické parametry při depozici kovového kontaktu Cr/Au. . . . .	92
A.7	Typické parametry při depozici kovových vrstev Al pro vytvoření kontaktu a hradla. . . . .	92
A.8	Typické tloušťky jednotlivých vrstev při depozici kontaktu Ni/AuGe/Ni/Au.	92

# Abstrakt

Disertační práce se zabývá přípravou zředěného feromagnetického polovodiče (Ga,Mn)As, realizací struktur MIS a PIN s tímto materiálem v aktivní vrstvě a měřením změn jeho magnetických parametrů vlivem elektrického pole hradlové elektrody.

Práce se ve zvláštní kapitole věnuje růstu monokrystalických tenkých vrstev (Ga,Mn)As technologií molekulární svazkové epitaxe (MBE). Kvůli omezené rozpustnosti Mn v GaAs vyžaduje příprava tohoto materiálu specifické růstové podmínky, zejména nízkou růstovou teplotu a přesně stechiometrický poměr molekulových svazků. Ukazujeme, že za těchto podmínek zvýšení podílu prvku páté skupiny (As) vede k výraznému růstu hustoty kompenzujících defektů určitého druhu. Toho se v práci využívá k záměrné redukci koncentrace nosičů náboje a tím k relativnímu zvýšení účinku ochuzení či akumulace nosičů pomocí hradlové elektrody. Nezbytnou součástí přípravy materiálu je porůstové žíhání. Pozornost je věnována také technologii laterálního strukturování tenkovrstvého materiálu pomocí optické a elektronové litografie, a způsobům depozice dielektrik a kontaktních kovů.

V další části práce uvádíme přehled charakteristických vlastností materiálu (Ga,Mn)As, parametrů, které je popisují, a experimentálních metod, kterými se měří. Mezi nejdůležitější magnetické parametry patří kritická teplota feromagnetického přechodu a velikost saturovaného magnetického momentu. Vzhledem k malé tloušťce filmu (Ga,Mn)As je oba parametry nutno měřit magnetometrem typu SQUID. Pro vyjádření anizotropie magnetických vlastností jsme použili fenomenologický popis pomocí konstant anizotropie v různých krystalografických směrech. Jejich velikosti jsme určili z měření magnetického momentu ve vybraných směrech, simulací těchto měření na základě fenomenologického popisu a numerickou minimalizací odchylky mezi měřeními a simulovanými závislostmi. Nejdůležitějším elektrickým parametrem materiálu je koncentrace nábojových nosičů - děr, kterou jsme zjišťovali pomocí klasického Hallova jevu. Vlivem silného příspěvku anomálního Hallova jevu, typického pro feromagnetické materiály, je nutné měření provádět ve vysokých magnetických polích. Pro určení kritické teploty feromagnetického přechodu jsme využili rovněž teplotní závislost měrné vodivosti, která v Curieově bodu vykazuje singularitu v teplotní derivaci.

Technologií MBE jsme připravili dvě série vrstev (Ga,Mn)As: jednu s různým obsahem Mn a s růstovými podmínkami optimalizovanými pro dosažení co nejvyšší kritické teploty, druhou s konstantním obsahem Mn a různým stupněm kompenzace děr. Materiály jsme charakterizovali výše uvedenými magnetometrickými a transportními metodami.

Z vybraných vrstev byly litograficky vyrobeny prototypy struktur PIN a MIS s aktivní vrstvou tvořenou materiálem (Ga,Mn)As a dielektrickými vrstvami  $\text{Al}_2\text{O}_3$  a  $\text{HfO}_2$  připravenými technologií depozice atomárních vrstev (ALD). Pro návrh struktur jsme využili jednak odhady založené na aproximaci vyprázdněné vrstvy, jednak numerický simulační software. Na vyrobených strukturách jsme testovali možnosti změny transportních a magnetických vlastností materiálu (Ga,Mn)As pomocí elektrického pole hradlové elektrody. Kromě očekávané změny vodivosti jsme demonstrovali zejména změnu kritické teploty a změny anizotropní magnetorezistence materiálu.

# Abstract

This thesis deals with preparation of diluted ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As, with realization of the MIS and PIN structures containing this material in the active layer, and with investigation of changes of its magnetic properties induced by electric field of the gate electrode.

The first chapter is devoted to growth of monocrystalline thin films of (Ga,Mn)As by technology of molecular beam epitaxy (MBE). Due to the limited solubility of Mn in GaAs specific growth conditions are required, especially the low growth temperature and precisely stoichiometric ratio of the molecular beams. We show that increase of the content of group V element (As) leads to a significant increase of density of compensating defects of certain type. In this work we utilize this effect to intentionally reduce the charge carrier density and thus to increase the efficiency of depletion or accumulation of charge carriers due electric field of a gate electrode. Another necessary step in the material preparation is post-growth annealing. The first chapter deals also with technology for lateral patterning of the thin film material by optical and electron-beam lithography, and with technologies for deposition of dielectrics and contact metals.

Next, we give a survey of characteristic properties of the (Ga,Mn)As material, of the parameters which describe these properties, and of the methods which are used for their measurements. Critical temperature of the ferromagnetic transition and the saturated magnetic moment are among the most important magnetic parameters. Due to small thickness of the (Ga,Mn)As film these parameters must be measured by SQUID magnetometer. Anisotropy of the magnetic parameters can be described phenomenologically using various anisotropy constants for various crystallographic directions. We determined their values by measuring the magnetic moments in selected directions and by varying the phenomenological anisotropy constants to obtain the best fit to these measurements. The most important electrical parameter is the density of charge carriers - holes. We used the Hall effect to determine this density. Because of strong anomalous Hall effect, typical for ferromagnetic materials, it was necessary to apply high magnetic fields for this measurement. To determine the critical temperature of the ferromagnetic transition we used temperature dependence of conductivity which shows a singularity of its derivative in the Curie point.

Using the MBE technology we prepared two series of (Ga,Mn)As layers: the first one with varying Mn content and with growth conditions optimized to achieve the highest critical temperature, the second one with a constant Mn content and with varying degree of compensation of holes. The materials were characterized by the above mentioned magnetometry and transport methods.

Prototypes of PIN and MIS structures were prepared from selected materials, with (Ga,Mn)As as the active layer, and with dielectric layers of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  and  $\text{HfO}_2$  made by atomic layer deposition (ALD). When designing the structures we utilized estimations based on depleted layer approximation and on numerical simulation software. The structures were used to investigate the changes of transport and magnetic properties of the (Ga,Mn)As material induced by the electric field of the gate electrode. Besides the expected change of conductivity we demonstrated changes of critical temperature and of anisotropic magnetoresistance of the material.



# Kapitola 1

## Úvod

### 1.1 Motivace - úvod do spintroniky

Polovodičová elektronika prošla v uplynulých desetiletích dramaticky rychlým vývojem. Jeden z důležitých parametrů tohoto vývoje — hustotu integrace — dobře ilustruje tzv. Mooreův zákon. Dle této empiricky zjištěné závislosti roste počet prvků v typickém integrovaném obvodu už čtyřicet let přibližně exponenciálně. Je zřejmé, že tato cesta vývoje je z fyzikálních důvodů striktně ohraničená velikostí základních stavebních kamenů hmoty — atomů. Extrapolací Mooreova zákona lze odhadnout, že tohoto limitu může být dosaženo během následujících několika let.

Zkoumána je řada alternativních cest, jak navzdory tomuto principiálnímu omezení dosáhnout dalšího zvyšování funkčnosti elektronických struktur. Pracuje se na objemové integraci obvodů, na snižování ztrátového výkonu, zvyšování rychlosti, atd. Všechna zmíněná vylepšení jsou spíše technologické povahy a zachovávají základní princip dosavadní elektroniky (pevnolátkové i vakuové), jímž je řízený transport elektrického náboje. Velikost (přítomnost či absence) náboje na určitém místě je využívána pro kódování informace, přenos informace je pak ekvivalentní transportu elektronů z místa na místo, a to i s nežádoucími fyzikálními důsledky, jako je např. přeměna pohybové energie elektronů na teplo.

Novou a kvalitativně odlišnou alternativu ke klasické elektronice nabízí využití spinového magnetického momentu (spinu). Historicky je spin — přesněji schopnost jeho kolektivní orientace v pevné látce — využíván ve formě feromagnetických pamětí (magnetických záznamových médií), kdy orientace spinů v určité oblasti vhodného materiálu slouží pro kódování informace. Změnit ji lze pouze působením dostatečně silného vnějšího magnetického pole. To je na jednu stranu výhoda, protože uchování takto zapsané informace nevyžaduje napájení paměťové buňky. Na druhou stranu však tento způsob využití spinu v pasivním záznamovém médiu neumožňuje řízený přenos informace mezi buňkami, ani logické operace. K tomu je potřeba nalézt jednak vhodný fyzikální mechanismus šíření spinové orientace, jednak vhodnou fyzikální interakci, s jejíž pomocí by bylo možné spinovou orientaci lokálně měnit, detekovat, případně konvertovat na elektrický (nábojový) signál. Pro tyto účely byla v posledních letech navržena a studována řada principů, z nichž některé už byly dovedeny do stadia praktické aplikace. V analogii s elektronikou je takto vznikající výzkumný a aplikační obor nazýván spintronicou.

Praktická realizace spintronických principů slibuje přinést některé významné výhody. Například samotné kódování pomocí spinové polarizace může znamenat podstatnou úsporu energie či odpovídající zvýšení rychlosti pamětí, neboť k reorientaci spinu stačí řádově méně

energie než k akumulaci či vyprázdnění náboje v paměťové buňce. Paměť založená na spinové orientaci může dále být z principu odolnější proti ionizujícímu záření, než polovodičová nábojová paměť. Konečně spintronika nabízí možnost spojit rychlou nonvolatilní paměť a navazující operační logiku do jediného pevnolátkového čipu.

Spintroniky se bezprostředně týká dlouhá řada fyzikálních jevů. Kromě výše zmíněného feromagnetismu je jedním z historicky nejdříve popsáných jevů anizotropní magnetorezistence (AMR), který spočívá v závislosti elektrického odporu materiálu na vzájemné orientaci proudu a magnetického pole. Objevil jej lord Kelvin [1] a v moderní době se používal například ve čtecích hlavách prvních generací pevných disků. Jde o objemový jev, který je jedním z mnoha projevů tzv. spin-orbitální interakce. Spin-orbitální (SO) interakce je relativistická korekce kvantově-mechanického popisu pohybujícího se elektronu, která určuje závislost mezi  $k$ -vektorem elektronu, orientací jeho spinu a elektrickým polem. Tato interakce poskytuje velmi univerzální nástroj, kterým je možné působit na spin pomocí nemagnetických veličin a pravděpodobně bude v nejbližších letech v centru pozornosti spintronického výzkumu.

Jevem, který na konci dvacátého století stál u zrodu spintroniky jako samostatného aplikačního oboru, je gigantická magnetorezistence (GMR), [2, 3]. Spočívá v tom, že elektron s určitou spinovou orientací podléhá relativně silnému rozptylu, pokud přechází do prostředí s převládající orientací opačnou. Sendvičová struktura skládající se z nemagnetické vodivé vrstvy obklopené z obou stran vrstvami feromagnetickými pak vykazuje výrazně větší odpor (v kolmém i podélném směru), pokud je polarizace feromagnetických vrstev opačná. Praktická aplikace tohoto jevu ve čtecích hlavách pevných disků znamenala řádové zvýšení jejich kapacity a nepochybně přispěla k rozvoji příslušného průmyslového odvětví. Poznamenejme ještě, že podstatné pro GMR je rozhraní mezi dvěma materiály — nejde tedy o objemový jev a SO-interakce se při něm neuplatňuje.

Struktura podobná struktuře GMR vznikne nahrazením vnitřní vodivé vrstvy tenkou vrstvou dielektrika. Kolmo na tuto sendvičovou strukturu může proud protékat tunelováním, velikost proudu je ale silně závislá na pásové struktuře obou feromagnetických vrstev a tím i na jejich vzájemné magnetické orientaci. Jev se nazývá tunelovací magnetorezistence (tunnel magnetoresistance, TMR), případně tunelovací anizotropní magnetorezistence (TAMR), pokud je materiál některé z vrstev výrazně krystalově anizotropní. Jev TAMR byl pozorován i v tunelovacích strukturách s pouze jedinou feromagnetickou vrstvou.

Principy GMR a TMR byly použity i pro konstrukci nonvolatilních operačních pamětí s náhodným přístupem (MRAM). Každá paměťová buňka takové paměti obsahuje GMR či TMR sendvič (na bázi kovů) a klasickou čtecí elektroniku. Zápis se v první generaci MRAM prováděl magnetickým polem zkřížených vodičů, což mělo za následek malou dosažitelnou hustotu integrace a tím i komerční neúspěch.

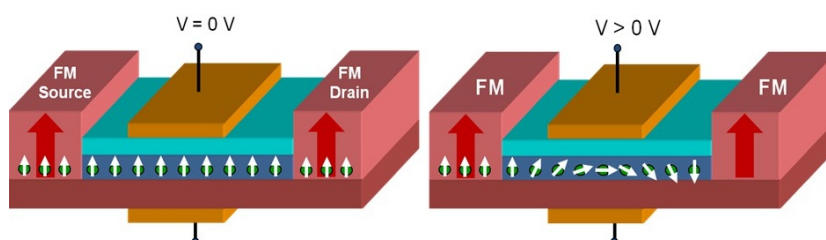
Aktuální generace MRAM využívá pro zápis dalšího mimořádně důležitého jevu, přenosu spinového momentu (spin transfer torque, STT), [4]. Spočívá v tom, že díky zákonu zachování hybnosti si pohybující se elektron a stojící magnetický atom během vzájemného rozptylu vyměňují část svých magnetických momentů. Elektrickým proudem spinově polarizovaných elektronů je pak možné měnit polarizaci vhodného feromagnetického materiálu. Na tomto principu je aktuálně vyvíjena rovněž paměť využívající sled magnetických domén v dlouhém vodivém kanálku feromagnetického materiálu (magnetic racetrack memory); přístup k informaci (jednotlivým doménám) v této paměti je sériový a posun doménových stěn se realizuje proudem za pomoci STT jevu, [5].

K využití jevu STT je nezbytný zdroj polarizovaných elektronů. Tím je zpravidla feromagnetická injekční elektroda, lze však využít například i kruhově polarizovaného světla (tedy polarizovaných fotonů), které ve vhodném polovodivém materiálu způsobuje generaci

spinově polarizovaných nosičů. Tato varianta STT se nazývá přenos opticky generovaného spinového momentu (optical spin transfer torque, OSTT), [6], a představuje jednu z cest, jak lze světlem měnit polarizaci feromagnetického materiálu.

Spinové polarizace elektronů lze kromě průchodu feromagnetickým vodičem, či generací kruhově polarizovaným světlem, dosáhnout též využitím spin-orbitální interakce. Například v proudem protékaném materiálu s dostatečně silnou SO interakcí dochází podél protilehlých bočních stěn proudového kanálu k akumulaci elektronů s opačným spinem, tedy ke spinové polarizaci. Tento jev se nazývá spinový Hallův jev (spin Hall effect, SHE), [7, 8], a lze jej využít ke spinové injekci do přilehlého materiálu [9]. Inverzní spinový Hallův jev, tedy převod spinové polarizace na elektrický proud, může sloužit jako spinový detektor. Spinová polarizace vybuzená pomocí SO-interakce dále rozšiřuje rodinu STT jevů o přenos spinového momentu generovaného SO-interakcí (spin-orbit-induced spin transfer torque, SOT), [10], a o kombinaci optické generace (tedy změny obsazení pásů) a SO-interakce (jejíž charakter je různý pro různé pásy); tento kombinovaný jev se označuje jako optický spin-orbitální přenos momentu (optical spin-orbit torque, OSOT), [11]. Oba opticky generované jevy, OSTT i OSOT, jsou zajímavé i tím, že nabízejí mimořádně krátkou časovou odezvu, neboť pro jejich vybuzení lze použít femtosekundové laserové světlo a reorientace spinů probíhá v časové škále precesního pohybu.

Historicky důležitou modelovou strukturou (byť prakticky dosud nerealizovanou), která kombinuje spinovou injekci, SO-interakci a rozptyl na rozhraní, je spintronická tranzistorová struktura navržená Dattou a Dassem, [12], viz obrázek 1.1. V ní se do kanálu z nemagnetického vodivého materiálu injektují spinově polarizované elektrony z feromagnetické elektrody. Na pohybující se elektrony působí kolmé elektrické pole z hradlové elektrody umístěné podél kanálu. Díky SO-interakci dochází během pohybu elektronů ke změně orientace jejich spinu, takže k detekční elektrodě (opět z feromagnetického materiálu) dorazí s orientací závislou na přiloženém hradlovém napětí. Vlivem rozptylu na rozhraní mezi kanálem a detekční elektrodou (jejíž spinová orientace je fixní) je potom výstupní proud modulovaný napětím hradla.



Obrázek 1.1: Princip spintronické tranzistorové struktury navržené Dattou a Dassem. Převzato z [13].

Některé z jevů výše uvedeného přehledu probíhají v původně nemagnetických materiálech a polarizace v nich vzniká až SO interakcí či optickou generací. Podmínkou pak samozřejmě je, aby použitý materiál měl SO interakci dostatečně silnou, aby v něm byla možná optická generace nosičů a aby spinová relaxační doba byla dostatečně dlouhá. S výjimkou síly SO-interakce tyto podmínky velmi silně omezují použití kovů kvůli jejich příliš vysoké hustotě elektronů. Hlavní materiálovou základnou této oblasti spintroniky se tak přirozeně stávají polovodiče.

Jiné z výše zmíněných jevů vyžadují, aby alespoň některé části aktivní struktury byly

feromagnetické (krajní vrstvy GMR a TMR struktur, elektrody pro injekci či detekci spinové polarizace, aktivní kanál doménové paměti). Pro tento účel se zatím využívají feromagnetické kovy a jejich slitiny, s čímž ovšem souvisí některé problémy. Ty mohou být jednak technické povahy, jako například technologická nekompatibilita při kombinaci s polovodiči, jednak principální, jako je například problém impedančního nepřizpůsobení, který drasticky redukuje účinnost spinové injekce z feromagnetického kovu do polovodiče.

Z důvodů shrnutých v posledních dvou odstavcích se jako velmi žádoucí jeví materiál, který je současně polovodivý i spontánně feromagnetický. V takovém materiálu se pak nabízí i mimořádně zajímavá možnost, že podobně jako vodivost by mohlo být možné vnějšími vlivy (elektrickým polem, světlem) ovládat i feromagnetismus, v extrémním případě jej dokonce moci vypínat a zapínat. V současné době jsou nejbližší tomuto cíli tzv. zředěné magnetické polovodiče.

## 1.2 Magnetismus v polovodičích

Historie feromagnetických polovodičů se datuje od šedesátých let 20. století. Výzkum byl zaměřen na směsné polovodiče, jejichž jednu složku tvořil prvek s dostatečně silným magnetickým momentem. Jako nejslibnější se ukázala skupina chalkogenidů s obsahem europia. Z nich EuO a EuS jsou skutečně intrinsické polovodiče s feromagneticky uspořádanými momenty atomů Eu. Vodivosti lze dosáhnout vhodnou dotací, kritická (Curieova) teplota feromagnetického přechodu je však neprakticky nízká (70 K v případě EuO [14], 16 K v případě EuS [15]). Magnetické uspořádání je v těchto materiálech způsobeno tzv. výměnnou interakcí mezi atomy Eu, na kterou nemá vliv přítomnost či absence volných nosičů. Nízká kritická teplota, nemožnost ovlivnění magnetismu a technologické obtíže vedly k útlumu zájmu o tyto materiály.

Další vlna zájmu o magnetické polovodiče proběhla v osmdesátých letech, kdy byly ve třídě polovodičů typu II-VI zkoumány sloučeniny, ve kterých byla část atomů druhé skupiny substituována manganem. Paradoxně, ve všech polovodičích tohoto typu jsou Mn atomy uspořádány antiferomagneticky, či tvoří spinové sklo. Přesto jejich studium přineslo — kromě samotného pojmu zředěný magnetický polovodič (diluted magnetic semiconductor, DMS) — i výsledky v oblasti laditelné elektroluminiscence, teorie rozptylu na magnetických nečistotách, či detektorů se spektrální citlivostí laditelnou magnetickým polem. Byly rovněž vytvořeny základní teoretické postupy pro modelování materiálů s magnetickými ionty náhodně rozmístěnými v jinak pravidelné mřížce hostitelského polovodiče.

Průlom nastal v devadesátých letech, kdy byly připraveny první vzorky InAs dotovaného několika procenty manganu, [16]. Substituční mangan v InAs působí jednak jako magnetická příměs, jednak jako mělký akceptor. Ukázalo se, že pohyblivé díry v tomto materiálu zprostředkovávají interakci mezi jinak izolovanými magnetickými momenty Mn a výsledkem je jejich feromagnetické uspořádání. Tento mechanismus se nazývá itinerantní feromagnetismus. Z hlediska rozmístění atomů v hostitelské mřížce jde opět o zředěný magnetický polovodič. Záhy po objevu feromagnetismu v (In,Mn)As byl ohlášeno podobný výsledek rovněž v (Ga,Mn)As a tento materiál se od té doby stal nejpodrobněji studovaným DMS.

Díky feromagnetickému polovodiči (Ga,Mn)As se v posledních několika letech podařilo prostudovat — v některých případech i objevit — mnohé z jevů zmíněných v kapitole 1.1, jako například TAMR, SOT a OSOT, podrobně studována mohla být například i dynamika doménových stěn. Vyzkoušeny a testovány byly rovněž různé funkční principy součástek s potenciálním praktickým využitím. To vše bylo podmíněno komplexní optimalizací techno-

logie přípravy, umožňující v důsledku získat vysoce kvalitní materiál s minimem defektů. Jak optimalizovaná příprava, tak výzkum jednoho z funkčních principů — palem řízeného feromagnetizmu — jsou předmětem této práce.

Závěr této motivační kapitoly je nutno doplnit poznámkou k pravděpodobnému dalšímu vývoji spintroniky a zvláště k materiálu (Ga,Mn)As. Díky technologické optimalizaci vzrostla jeho Curieova teplota z původních několika desítek v době jeho objevu na dnešních téměř 200K. Existují však fyzikální důvody, kvůli nimž je další zvyšování kritické teploty velmi nepravděpodobné; jedním z nich je například tendence Mn akceptorů v GaAs k autokompensaci, dalším je velmi omezená rozpustnost Mn v GaAs. Přestože je tedy (Ga,Mn)As stále velmi užitečný modelový materiál, pro praktickou aplikaci bude zřejmě třeba nalézt jiný, s kritickou teplotou bezpečně vyšší, než pokojovou. Jednou z možných cest by mohlo být nahrazení hostitelského polovodiče jiným, ve kterém by substituční Mn nepůsobil současně jako akceptor. Takovým materiálem, odvozeným od (Ga,Mn)As, je například Li(Zn,Mn)As, vyznačující se krystalovou strukturou podobnou GaAs, podobnou šířkou zakázaného pásu a feromagnetickým uspořádáním Mn atomů, byť zatím s nižší Curieovou teplotou, [17, 18]. K radikálně nové alternativě potom vede extrémní případ předchozího materiálu se sto procenty Mn, tedy ternární polovodič LiMnAs, [19]. Jeho magnetické uspořádání (stejně jako u většiny I-Mn-V materiálů) je sice antiferomagnetické, díky polovodivosti a silné SO-interakci by v něm však měla existovat řada ze zmíněných charakteristických spintronických jevů. Tzv. antiferomagnetická spintronika je zcela novým a rychle se rozvíjejícím podoborem.

## 1.3 Cíle a struktura dizertační práce

Cílem této dizertační práce je příprava zředěného feromagnetického polovodiče (Ga,Mn)As, optimalizace jeho vlastností, experimentální realizace polem řízené tranzistorové struktury s materiálem (Ga,Mn)As v aktivní vrstvě a studium změn magnetických vlastností tohoto materiálu vlivem elektrického pole hradlové elektrody.

### **Práce je členěna podle následujícího schématu:**

První kapitola obsahuje obecný úvod do problematiky a představení spintroniky jakožto nového odvětví elektroniky, založeného na využití spinu. Popisuje některé fyzikální jevy, které se uplatňují ve spintronických strukturách a aplikacích, a uvádí některé pro spintroniku vhodné materiály.

Druhá kapitola se zabývá technologií přípravy feromagnetického polovodiče (Ga,Mn)As, obecnými vlastnostmi tohoto materiálu a metodami, které se používají pro jeho charakterizaci. Popisuje rovněž způsob laterálního strukturování tenkých vrstev materiálu pomocí optické a elektronové litografie a technologii depozice dielektrických vrstev a kovů pro kontaktování.

Ve třetí kapitole je popsán návrh a numerická simulace dvou typů struktur: struktury typu PIN s vestavěným hradlem, a struktury typu MIS s kovovým hradlem odděleným dielektrickou vrstvou. Uvádíme výsledky simulace těchto struktur a stručně popisujeme použité metody a modely.

Ve čtvrté kapitole jsou uvedeny výsledky měření a jejich diskuse. Měření se týkají tří skupin vzorků (Ga,Mn)As: série vzorků s různým obsahem Mn a s růstovými parametry optimalizovanými na dosažení co nejvyšší kritické teploty, série vzorků s konstantním obsahem Mn a různým stupněm kompenzace děr, a konečně vzorků vybraných materiálů s hradlovou elektrodou. Na poslední skupině vzorků je studována změna transportních a magnetických parametrů se změnou napětí na hradlové elektrodě.

Pátá kapitola shrnuje dosažené výsledky.

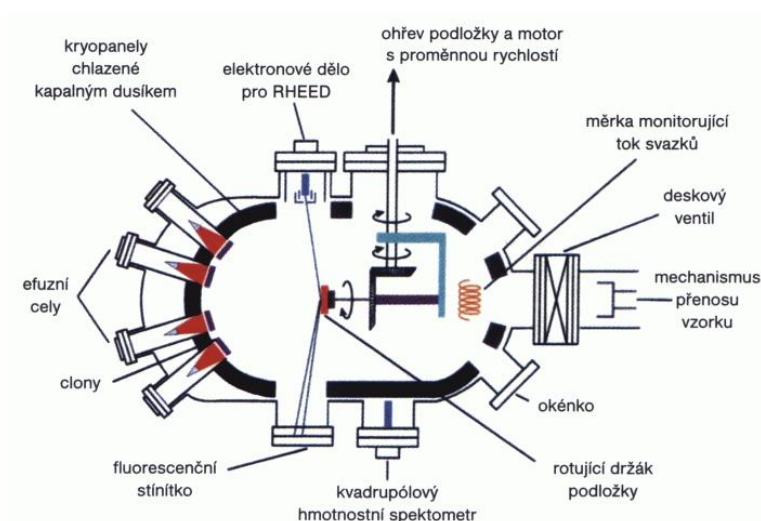
Na závěr je uveden seznam použité literatury a seznam vlastních publikací, jak ve formě článků v impaktovaných časopisech, tak konferenčních příspěvků.

## Kapitola 2

# Technologie růstu (Ga,Mn)As a výroby struktur

### 2.1 Epitaxní technologie přípravy GaAs

Princip růstu polovodičových materiálů technologií epitaxe z molekulárních svazků (Molecular Beam Epitaxy, MBE) spočívá v depozici atomů a molekul v jednotlivých atomárních vrstvách na povrch substrátu. Jednotlivé materiály jsou v Knudsenových efúzních celách, v pevné nebo kapalné fázi. Materiály jsou zahřívány na teplotu, při které sublimují z efúzních cel. V aparatuře je ultravysoké vakuum, řádově se jedná o tlak  $\sim 10^{-8}$  Pa, při kterém jsou atomy a molekuly bezsrážkově transportovány na povrch substrátu. Ten je udržován na teplotě, při které jsou dopadnuvší atomy adsorbovány, mohou však po povrchu ještě určitou vzdálenost migrovat. Při stechiometricky nastaveném poměru dopadajících atomů tyto atomy vytváří monokrystalickou mříž. V průběhu růstu substrát rotuje, čímž se dosáhne vyšší uniformity epitaxní vrstvy.

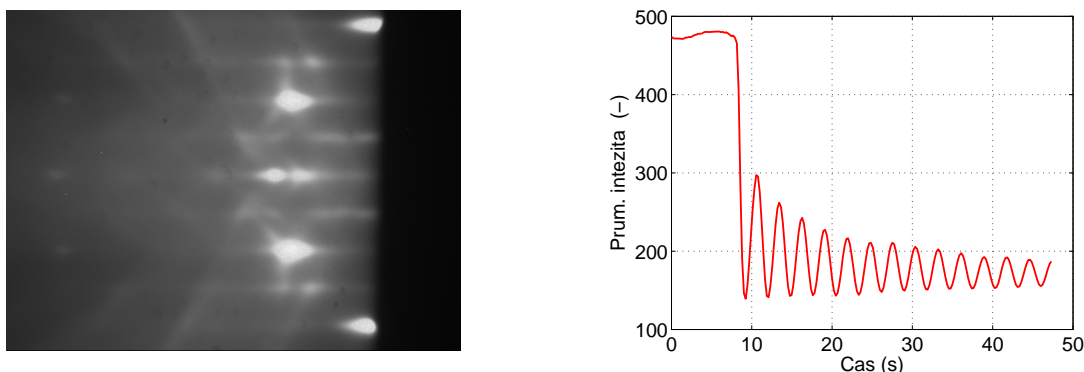


Obrázek 2.1: Schématické znázornění aparatury MBE

Schématické znázornění ultravakuové aparatury MBE je na obrázku 2.1. Držák se substrátem je uprostřed komory MBE aparatury. Součástí držáku je substrátové topení a

mechanismus pro rotaci substrátu. Proti substrátu jsou ústí Knundsenových efúzních cel. Součástí aparatury jsou nezbytné měřicí přístroje pro kontrolu kvality vakua a měření toku svazků.

Paralelně s rovinou substrátu je instalován monitorovací systém růstu. Tento systém dokáže "in situ" během růstu monitorovat kvalitu rostoucího filmu a rychlost růstu. Pracuje na principu difrakce vysokoenergetických elektronů v uspořádání na odraz (Reflection High Energy Electron Diffraction, RHEED).



Obrázek 2.2: Statický obrázek ze stínítka RHEED (vlevo). Růstové oscilace vysokoteplotního růstu GaAs (vpravo).

Elektrony s energií 5–40 keV jsou emitovány z elektronového děla pod malým úhlem na povrch substrátu, kde dochází k difrakci. Odražený elektronový paprsek dopadá na fluorescenční stínítko, na kterém vznikne difrakční obraz odražených elektronů. Z difrakčních obrazců lze určit, zda růst je monokrystalický a o jakou rekonstrukci povrchu se jedná. Příklad difrakčního obrazce je na obrázku 2.2 vlevo. Jedná se o statický obraz při vysokoteplotním růstu materiálu GaAs.

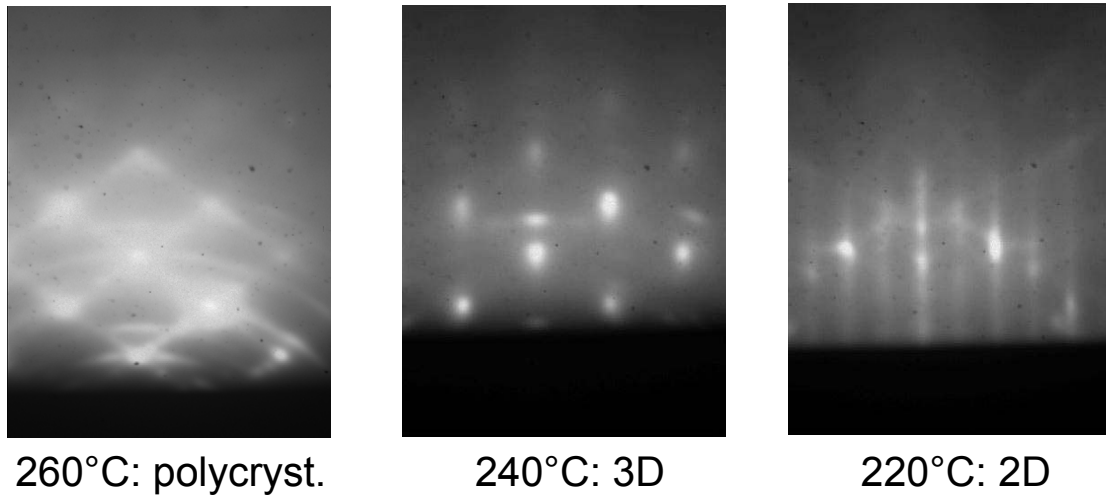
Z oscilací intenzity obrazce je možné určit rychlost růstu (v případě GaAs jedna perioda znamená přírůstek o jednu monovrstvu materiálu, tedy o polovinu mřížkové konstanty). Na obrázku 2.2 vpravo je zobrazen průběh oscilací intenzity jednoho z bodů na stínítku. Na počátku růstu ( $t = 8$  s) dochází k poklesu intenzity, následuje několik oscilací s přirozeným útlumem. V tomto případě je perioda cca 3 s, růstová rychlost je tedy 0,33 monovrstvy za sekundu (ML/s). Je tak možné velmi přesně kontrolovat tloušťku a kvalitu jednotlivých vrstev.

Neméně důležitým parametrem je růstová teplota. Základní možností je měření teploty pomocí termočlánku, který je umístěn v blízkosti držáku substrátu. Tato metoda je méně přesná, protože mezi povrchem substrátu a místem měření je teplotní spád. Další metodou je bezkontaktní měření pomocí optického pyrometru. Tuto nejrozšířenější metodu lze použít pouze pro teploty substrátu vyšší než cca 450°C. Nejpřesnější metodou je měření absorpčního spektra substrátu GaAs. Šířka zakázaného pásu GaAs se s teplotou mění a z polohy absorpční hrany lze teplotu substrátu vypočítat.

Optimální růstová teplota substrátu při růstu krystalu GaAs je přibližně 600°C. Rozpustnost jiných látek — dopantů — při této teplotě je dána fázovým diagramem. Přirozený limit rozpustnosti manganu v GaAs je v řádu  $10^{18}$  až  $10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$  [20]. Při optimální růstové teplotě není tedy možné dosáhnout požadované koncentrace manganu v jednotkách procent ve sloučenině, tak aby došlo k získání feromagnetických vlastností. Z tohoto důvodu je třeba



(Ga,Mn)As růst za nízkých teplot, v silně nerovnovážných podmínkách.



Obrázek 2.3: Obrázek ze stínítka RHEED při růstu materiálu (Ga,Mn)As s  $x_{Mn} = 7\%$ , za růstových podmínek  $As:(Ga+Mn) = 1:1$ , jsou zde zobrazeny různé teploty substrátu  $T_S$ , převzato z [22]

V průběhu růstu je možné sledovat kvalitu a režim růstu pomocí monitorovacího systému RHEED. Získané difrakční obrazce (na stínítku) ukazují kvalitu monokrystalu. Obrazce RHEED získané při růstu (Ga,Mn)As s nominální dotací  $x_{Mn} = 7\%$  jsou zobrazeny na obrázku 2.3. Jsou zde uvedeny tři případy pro různé teploty substrátu. V difrakčním obrazci (vlevo) je indikován polykrystalický růst kružnicemi. Pokud jsou vidět na difrakčním obrazci symetricky uspořádané body, pak se na povrchu vyskytují ostrůvky nebo atomární schody. Jedná se o tzv. 3D povrch, symetrie odpovídá monokrystalickému růstu (uprostřed). Povrch zakončený monoatomární vrstvou, bez ostrůvků nebo atomárních schodů tzv. 2D povrch, je na difrakčním obrazci charakterizován proužky (vpravo). Z uvedených růstových teplot vyplývá, že pro daný příklad ((Ga,Mn)As s  $x_{Mn} = 7\%$ ) přechod mezi 2D a 3D růstovým režimem nastává v rozmezí teplot  $T_S \sim 220 \div 240^\circ\text{C}$ .

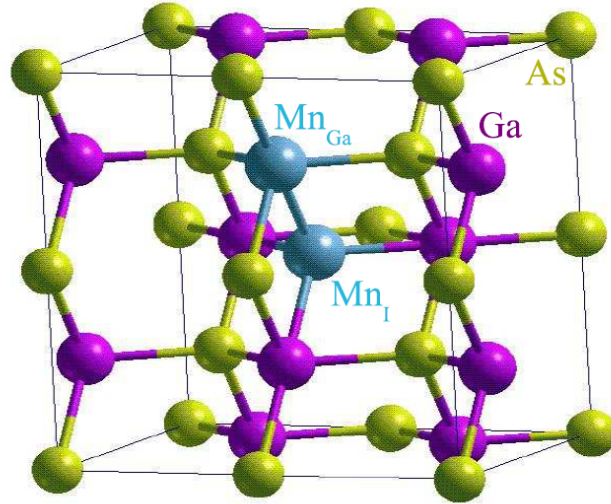
### 2.1.1 Růst tenkých vrstev (Ga,Mn)As

Růstová teplota pro materiál (Ga,Mn)As se volí v závislosti na nominální koncentraci. Pro málo dotované vrstvy ( $\sim 1\%$ ) je to  $\sim 300^\circ\text{C}$ , s rostoucí dotací je třeba teplotu snižovat až na  $\sim 180^\circ\text{C}$  [21]. Při těchto růstových podmínkách krystal obsahuje relativně velké množství poruch, ale je možné dosáhnout požadované koncentrace manganu v (Ga,Mn)As [22].

Epitaxní vrstvy materiálu (Ga,Mn)As jsou připravovány v MBE aparatuře Veeco Gen II na pracovišti FZÚ AV ČR. Jako základní materiál (substrát) jsme použili semiizolační GaAs o průměru 2" a tloušťce 0,5 mm s orientací (001). Před začátkem vlastního růstu materiálu (Ga,Mn)As je třeba připravit substrát GaAs, tak aby jeho povrch byl atomárně čistý. Po vložení substrátu do MBE aparatury se substrát a držák odplyňuje v preparační komoře při teplotě  $300^\circ\text{C}$  po dobu alespoň 8 hodin. Následně se přesune do růstové komory, kde se z povrchu substrátu desorbují oxidová vrstva při teplotě vyšší než  $600^\circ\text{C}$  za přítomnosti As.

Pro vyrovnání povrchu substrátu GaAs se nejdříve roste epitaxní vrstva o tloušťce alespoň několik desítek nm za standardní vysoké teploty  $600^\circ\text{C}$ . Poté se substrát ochladí pro

nízkoteplotní růst. Když teplota během chladnutí klesne pod 400°C, zavře se As efúzní cela, aby nedocházelo k usazování nadbytečného arsenu na povrchu substrátu.



Obrázek 2.4: Atomová mříž (Ga,Mn)As, kde jsou vyznačeny pozice jednotlivých atomů. Regulérní pozice Ga, As. Jsou zde vyznačeny také substituční atom manganu Mn<sub>Ga</sub> a intersticiální porucha Mn<sub>Int</sub>. Převzato z [14].

Toky atomů z jednotlivých efúzních cel se řídí pomocí teplot v celách a na jejich hrdlech. V případě Ga je obvyklé nastavení teplot 940°C v ústí a 920°C v objemu efúzní cely. Teplota Mn cely se podle dotace pohybuje od 770 do 840°C. Nominální koncentrace  $x_{Mn}$  je určena poměrem toků  $\Phi_{Mn}$  a  $\Phi_{Ga}$  manganové a galiové cely

$$x_{Mn} = \frac{\Phi_{Mn}}{\Phi_{Mn} + \Phi_{Ga}} \quad (2.1)$$

$x_{Mn}$  je čistě technologický parametr, skutečný obsah Mn ve vrstvě může být poněkud jiný, jak bude ukázáno dále v podkapitole 4.1.2. Tok svazků atomů se kontroluje před každým růstem metodou měření tlaku svazku atomů (Beam Equivalent Pressures, BEP).

Při nízkoteplotním růstu je třeba co nejpřesněji dodržet stechiometrický poměr toků As:(Ga+Mn)  $\approx$  1:1. To se děje nastavením parciálního tlaku As pomocí jehlového ventilu u ústí As cely. Nastavení těchto podmínek přibližně odpovídá růstové rychlosti 0,2 monovrstvy/s materiálu (Ga,Mn)As. Poměr As:(Ga+Mn) se kalibruje pomocí arsenem limitovaných růstových oscilací RHEED. Při této proceduře se substrát zahřeje na teplotu  $T_S = 500^\circ\text{C}$ . Uzavře se As cela a současně se otevře Ga cela po dobu 30 s. Za tuto dobu se na substrátu vytvoří vrstva z Ga o tloušťce několika monovrstev. Po uzavření Ga cely a opětovném otevření As cely dochází k růstu několika monovrstev GaAs a jim odpovídajícím růstovým oscilacím na stínítku RHEED. Perioda těchto oscilací odpovídá velikosti toku As atomů.

Po dobu růstu je třeba udržovat růstové podmínky konstantní, především teplotu substrátu. Teplota substrátu při růstu má zásadní vliv na kvalitu epitaxních vrstev. K přesnému měření teploty používáme spektrometr kSA BandiT, který vyhodnocuje spektrum záření prošlého měřeným substrátem. Při této konfiguraci je možné měřit teplotu v širokém

rozsahu, což je vhodné jak pro nízkoteplotní, tak pro standardní vysokoteplotní růst GaAs. Během růstu může docházet ke změně vodivosti vrstvy a tím pádem i k větší absorpci tepla a vyššímu ohřevu substrátu. Teplota se udržuje řízením výkonu substrátového topení.

## 2.2 Charakteristické defekty krystalové mříže (Ga,Mn)As

Atomy Mn mohou obsadit v krystalové mříži obecně různá místa. Přednostně obsazují pozice Ga, a tyto Mn příměsi označujeme jako substituční atomy,  $Mn_{Ga}$ . Tyto atomy mají charakter jednoduchého akceptoru.

Při nízkoteplotním růstu vznikají defekty krystalové mříže, které negativně ovlivňují elektrické i magnetické vlastnosti materiálu (Ga,Mn)As. Nejvýznamnější poruchy v krystalové mříži jsou:

a) atom arsenu v pozici galia,  $As_{Ga}$ . Chová se jako dvojitý donor. Vzniká, pokud jsou zvoleny růstové podmínky takové, že v růstové komoře je přebytek arsenu a tedy poměr atomů  $As/(Ga+Mn) > 1$ .

b) intersticiální porucha,  $Mn_{Int}$ . Atom manganu není v regulární pozici krystalové mříže GaAs, ale je uvnitř krystalové mříže mezi atomy Ga a As. Tyto pozice jsou vymezeny čtyřstěnem mezi čtyřmi sousedními atomy Ga nebo As.  $Mn_{Int}$  má charakter dvojitého donoru, kompenzuje dvě díry, pomocí svých dvou slabě vázaných valenčních elektronů. Tento typ poruchy je možné do značné míry odstranit procesem žíhání, který je popsán v následující kapitole (kap. 2.2.2). Pokud se  $Mn_{Int}$  vyskytuje v blízkosti substitučního manganu  $Mn_{Ga}$ , antiferomagnetickou vazbou kompenzuje (pasivuje) jeho magnetický moment [21].

Koncentraci intersticiálních Mn v různých pozicích krystalové mříže je možné určit pomocí rentgenové difrakce. Metoda je založena na přesném měření difrakce rentgenového záření (High-Resolution X-Ray Diffraction Method, HRXRD) na recipročních bodech krystalové mříže. Ze závislosti intenzit na Mn atomech lze pomocí ab-initio výpočtu na vhodně zvolených modelech určit koncentraci  $Mn_{Int}$  v arsenovém a galiovém čtyřstěnu krystalové mříže GaAs. Popis metody a výsledky měření na materiálu (Ga,Mn)As jsou uvedeny v [23].

Označíme-li  $Mn_{celk}$  celkový počet atomů Mn ve vrstvě materiálu, pak platí:

$$Mn_{celk} = Mn_{Ga} + Mn_{Int} \quad (2.2)$$

Celkový efektivní počet děr  $p$  v materiálu, dodaných pomocí  $Mn_{Ga}$  atomů, se dá pak vyjádřit, pomocí následující rovnice:

$$p = Mn_{Ga} - 2 \cdot Mn_{Int} - 2 \cdot As_{Ga} \quad (2.3)$$

Je zřejmé, že přítomnost  $Mn_{Int}$  a  $As_{Ga}$  může zcela kompenzovat volné díry, výsledkem čehož je nevodivý materiál bez feromagnetického uspořádání. Počet poruch roste s klesající růstovou teplotou. Jednotlivé poruchy jsou zobrazeny na obrázku 2.4.

Další možné defekty jsou tzv. manganové klastry, což jsou shluky atomů manganu. Nežádoucí je i přítomnost inkluzí sloučeniny MnAs, která může vznikat v průběhu růstu nebo při procesu žíhání. Obecně se může vyskytovat uvnitř, nebo na povrchu epitaxní vrstvy.

### 2.2.1 Kompenzovaný polovodič (Ga,Mn)As

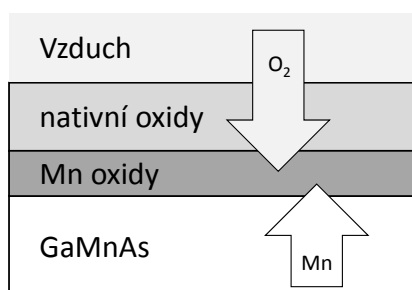
Vlivem defektů dochází k efektivnímu snížení (kompenzaci) počtu děr, které přirozeně vzniknou v (Ga,Mn)As díky substitučním  $Mn_{Ga}$  atomům. U nežíhaného materiálu je vlastní kompenzace výrazná zejména v důsledku vysokého počtu intersticiálních defektů ( $Mn_{Int}$ ) a defektů As v pozici Ga ( $As_{Ga}$ ). Intersticiální defekty i jejich vliv na koncentraci děr je možné

odstranit procesem žíhání. Druhý typ defektu je však nízkoteplotním žíháním neodstranitelný.

Růstové podmínky je možno záměrně nastavit tak, aby při růstu ve vyšší míře vznikaly defekty  $As_{Ga}$ . Tyto defekty se chovají jako dvojitý donor kompenzující díry. Za těchto podmínek získáme materiál s výrazně potlačeným množstvím děr, aniž by současně došlo ke snížení magnetického momentu substitučních atomů  $Mn_{Ga}$ .

### 2.2.2 Princip tepelného žíhání

Žíhání materiálu (Ga,Mn)As, které zlepšuje elektrické a magnetické vlastnosti materiálu se obvykle provádí při žíhacích teplotách od 140°C do 300°C. Žíhací teploty nesmí být vyšší než teploty růstové, aby nedocházelo k segregaci Mn atomů. Volba optimální doby žíhání závisí jak na koncentraci Mn, tak na tloušťce žíhaného materiálu. Časový interval žíhání se může pohybovat v rozmezí jednotek minut až po stovky hodin.



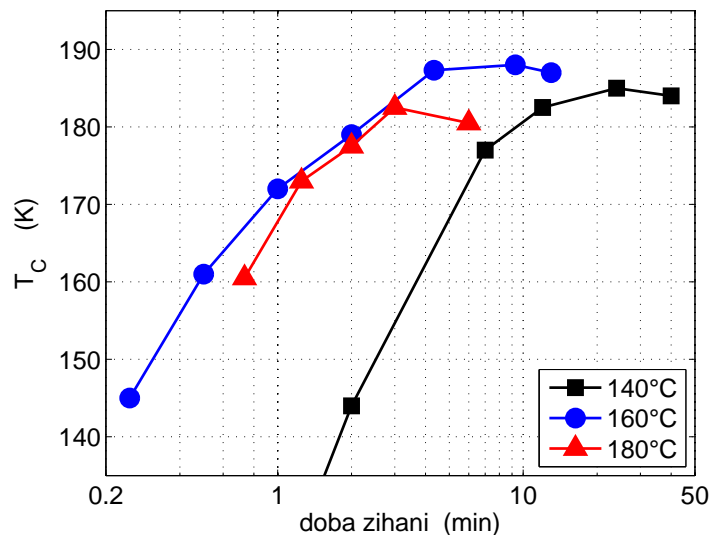
Obrázek 2.5: Princip difúze intersticiálních atomů Mn při procesu žíhání

Mechanismus nízkoteplotního žíhání na vzduchu (za přístupu kyslíku) je následující: při zvýšené teplotě tenké vrstvy (Ga,Mn)As se podstatně zvětší difuzivita  $Mn_{Int}$ , které nejsou chemicky vázány. Každý  $Mn_{Int}$  nese kladný náboj (+2e), takže jeho akumulace není možná, pokud jeho náboj není kompenzován. Směrem do substrátu difúzi brání vzniklé elektrické pole na rozhraní mezi dotovanou a nedotovanou částí. Difúze směrem k povrchu může probíhat, protože tam je náboj neutralizován reakcí se vzdušným  $O_2$  za vzniku oxidů. Tento proces je schématicky znázorněn na obrázku 2.5. Molekuly kyslíku z okolního prostředí difundují hůře skrze vrstvy oxidů k povrchu (Ga,Mn)As, proto se proces žíhání zpomaluje. Odstráníme-li horní vrstvy oxidů chemickým leptáním, např. vodným roztokem kyseliny HCl, proces žíhání se obnoví [24]. Na základě hloubkových profilů koncentrace  $Mn_{Int}$  ve vrstvách (Ga,Mn)As získaných metodou HRXRD v kombinaci s chemickým leptáním oxidů, byl vytvořen numerický model difúze  $Mn_{Int}$  při procesu žíhání. Tento model ukazuje, že difúzní pohyb Mn intersticiálů je ovlivněn vnitřním elektrickým polem, které vzniká kvůli nehomogenní distribuci děr a kladně nabitých Mn intersticiálů [25].

Neutralizace kladných iontů  $Mn_{Int}$  a tedy i žíhání může probíhat i bez přístupu  $O_2$  přímo v růstové komoře, pokud povrch (Ga,Mn)As vystavíme svazku As. Parciální tlak As v komoře, resp. jednotlivé atomy As neutralizují difundující ionty  $Mn_{Int}$  na povrchu vrstvy. Během tohoto procesu vznikají na povrchu vrstvy ostrůvky MnAs.

Příklad vývoje kritické teploty v závislosti na době žíhání je zobrazen na obrázku 2.6. Jedná se vzorek s nominální koncentrací  $x_{Mn} = 13\%$  a jmenovité tloušťce 15 nm (ozn.

vzorku E077). Ze zobrazených závislostí je patrný pokles kritické teploty pro delší žíhací doby. Vhodně zvolenou žíhací teplotou a dobou žíhání je možné dosáhnout maximální kritické teploty. V tomto případě bylo dosaženo rekordní kritické teploty  $T_C = 188$  K. Pro materiál s vyšší nominální koncentrací ( $x_{Mn} \geq 8\%$ ) je vhodnější použít nižší žíhací teplotu ( $\sim 160^\circ\text{C}$ ). Pro materiál s nižší nominální koncentrací je možné použít vyšší žíhací teplotu ( $\sim 200^\circ\text{C}$ ) a žíhací proces tak urychlit, aniž by došlo k degradaci materiálu. Fyzikální mechanismus poklesu kritické teploty s dobou žíhání není v literatuře popsán, ale lze předpokládat následující princip: během difúze intersticiálů mohou náhodným setkáním vznikat nepohyblivé klastry dvou substitučních atomů Mn a jednoho intersticiálního atomu Mn ( $2\text{Mn}_{Ga} + \text{Mn}_{Int}$ ). Tato situace může nastat s vyšší pravděpodobností u materiálů s vyšší nominální dotací Mn a u vrstev s větší tloušťkou. Zachycený  $\text{Mn}_{Int}$  pak trvale kompenzuje dvě díry a jeden magnetický moment. Další možnou příčinou je postupné ztenčování epitaxní vrstvy vlivem povrchové oxidace.



Obrázek 2.6: Závislost kritické teploty na době žíhání, pro různé žíhací teploty. Závislosti byly naměřeny na materiálu (Ga,Mn)As s nominální koncentrací  $x_{Mn} = 13\%$  a jmenovitou tloušťkou 15 nm [22].

Při velmi vysoké teplotě ( $\sim 500^\circ\text{C}$  - podstatně vyšší než je růstová teplota) dochází k degradaci materiálu dalšími mechanismy. Substituční Mn se stává pohyblivým a za předpokladu existence galiové vakance vznikají klastry MnAs. Teoretická studie [26] na základě simulace Monte Carlo zkoumá vznik MnAs v závislosti na teplotě a době žíhání.

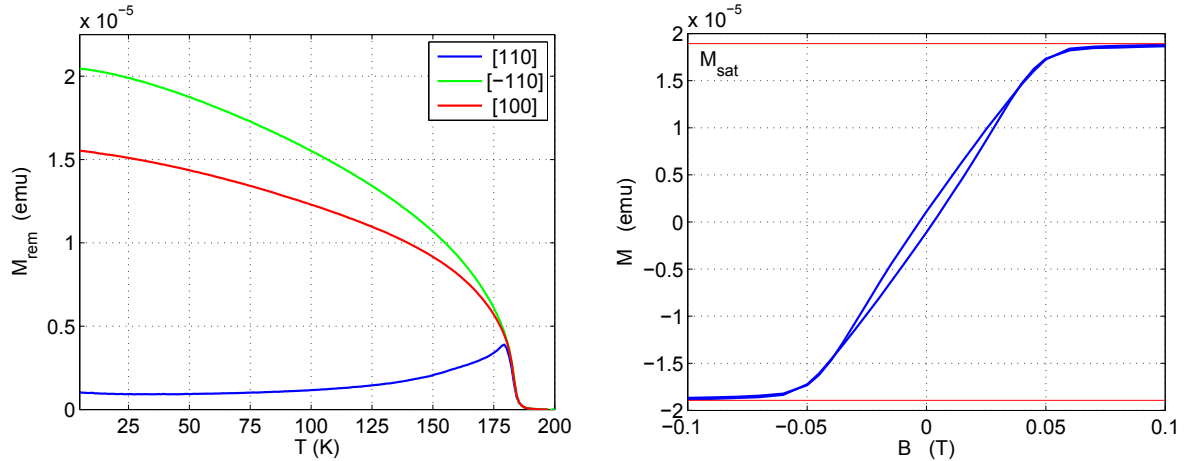
## 2.3 Metody charakterizace

U feromagnetického polovodiče jsou podstatnými materiálovými parametry vodivost, koncentrace děr, jejich pohyblivost, kritická teplota  $T_C$  feromagnetického přechodu (označovaná také jako Curieova teplota), velikost saturovaného magnetického momentu. Vzhledem k silné spin-orbitální interakci lze očekávat výraznou magnetickou anizotropii a také anizotropní magnetorezistenci (AMR). U materiálu (Ga,Mn)As jsme provedli systematickou charakterizaci těchto magnetických a elektrických vlastností. Popisované vlastnosti materiálu (Ga,Mn)As jsou závislé jak na nominální dotaci Mn, tak i na teplotě. Materiál s rostoucí koncentrací Mn mění svůj charakter od izolantu přes polovodič až po polokov.

### 2.3.1 Magnetická měření - Magnetometrie

Pro měření remanentního magnetického momentu ( $M_{rem}$ ) a saturovaného magnetického momentu ( $M_{sat}$ ) jsme použili magnetometr MPMS-XL firmy Quantum Design. Jedná se o supravodivé kvantové interferenční zařízení (Superconducting QUantum Interference Device, SQUID). Citlivost měření magnetického momentu je udávána  $\leq 1 \times 10^{-11}$  A.m<sup>2</sup> [27], proto je vhodný i pro měření malých magnetických momentů tenkých vrstev (Ga,Mn)As. V technické praxi a odborné literatuře se často používá pro magnetický moment a magnetizaci jednotky v soustavě CGS. Pro převod do soustavy SI platí následující převodní vztahy: magnetický moment ( $1 \text{ A.m}^2 = 10^3 \text{ emu}$ ), magnetizace ( $1 \text{ A.m}^{-1} = 10^{-3} \text{ emu.cm}^{-3}$ ) [28].

Měření lze provádět v rozsahu teplot od 1,9 K do 400 K v magnetickém poli až  $\pm 7$  T. Při použití speciálního přídatného zařízení je možné měřit v rozsahu vyšších teplot od 300 K do 800 K [27].



Obrázek 2.7: Výsledky měření remanentního momentu pro různé krystalografické směry (vlevo). Hysterezní smyčka změřená na vzorku F055#9 ve směru [110] při teplotě 5 K (vpravo).

Typická velikost měřených vzorků je  $4,5 \times 3$  mm s nominální tloušťkou (Ga,Mn)As vrstvy od 5 do 100 nm. Magnetický moment těchto vzorků se pohybuje v řádu  $\sim 1 \times 10^{-9}$  A.m<sup>2</sup>. V měření se projevuje silný diamagnetický příspěvek od GaAs substrátu, ten je však s magnetickým polem lineární a nezávislý na teplotě. Vliv substrátu na měření je možné snadno odečíst.

Na obrázku 2.7 vlevo je příklad měření závislosti remanentního momentu  $M_{rem}$  na tep-

lotě na vzorku F055#9 v různých krystalografických směrech materiálu. Je patrné, že materiál (Ga,Mn)As vykazuje silné anizotropní chování remanentního magnetického momentu. Z těchto závislostí je možné určit kritickou teplotu  $T_C$ . Saturovaný magnetický moment  $M_{sat}$  lze určit z hysterezní smyčky, po odečtení diamagnetického příspěvku od GaAs substrátu. Na obrázku 2.7 vpravo je příklad takové hysterezní smyčky, která byla měřena při orientaci vzorku ve směru [110]. Měření hysterezní smyčky bylo provedeno při teplotě 5 K.

### Magnetická anizotropie

Anizotropní chování magnetického momentu v epitaxní vrstvě materiálu (Ga,Mn)As má původ v anizotropii energie valenčního pásu v závislosti na orientaci magnetického momentu vůči krystalografickým osám. V materiálu (Ga,Mn)As byly pozorovány tři hlavní složky magnetické anizotropie: a) kubická anizotropie; b) uniaxiální anizotropie v kolmém směru na vrstvu; c) uniaxiální anizotropie v ploše vrstvy.

Příspěvek ke kubickému chování magnetické anizotropie je dán základní symetrií krystalu hostitelského materiálu GaAs.

Příspěvek k uniaxiálnímu chování magnetické anizotropie v kolmém směru na vrstvu je určen velikostí materiálového napětí (strain) vlivem rozdílných mřížkových konstant v materiálu substrátu a epitaxní vrstvy (Ga,Mn)As. Poměr těchto mřížkových konstant určuje, je-li snadná osa v rovině nebo v kolmém směru na epitaxní vrstvu. V případě (Ga,Mn)As vrstvy připravené na substrátu z GaAs, který má menší mřížkovou konstantu než (Ga,Mn)As, je snadná osa v rovině vrstvy. Jedná se o případ kompresivního mechanického pnutí ve vrstvě (Ga,Mn)As. Zvolíme-li typ substrátu s větší mřížkovou konstantou jako např. InGaAs, pak působí tahové mechanické pnutí ve vrstvě (Ga,Mn)As a (Ga,Mn)As vrstva bude mít snadnou osu ve směru kolmém na vrstvu. Vliv na mřížkovou konstantu (Ga,Mn)As má nominální koncentrace Mn. S rostoucí nominální koncentrací roste i velikost mřížky, viz podkapitola 2.1.1. Anizotropie je tedy závislá i na velikosti nominální dotace Mn. Magnetickou anizotropii v kolmém směru na vrstvu lze vyjádřit následujícím vztahem, viz [29]:

$$K_{un}^{out} = \frac{\mu_0 H_{sat}}{2} - \frac{\mu_0 M_S}{2} \quad (2.4)$$

kde  $K_{un}^{out}$  je konstanta magnetické anizotropie v kolmém směru na vrstvu,  $M_S$  je saturovaná magnetizace materiálu,  $\mu_0$  je permeabilita vakua. Druhý člen rovnice  $\mu_0 M_S/2$  vyjadřuje příspěvek tvarové anizotropie. Intenzita magnetického pole  $H_{sat}$  je hodnota, při které se magnetizace materiálu saturuje.

Dalším příspěvkem k magnetické anizotropii je uniaxiální složka v rovině vzorku. Její fyzikální podstata není dosud přesně popsána. Předpokládá se, že je dána růstovými podmínkami, jako jsou teplota růstu, koncentrace Mn atomů a zvolený přetlak As v růstové komoře při růstu. Záleží na způsobu jakým se zabudovávají Mn atomy do epitaxní vrstvy. V průběhu růstu se vytvářejí páry substitučních Mn tzv. dimery, které spolu sousedí ve směru  $[\bar{1}10]$  a tím vzniká preferenční směr magnetizace. U tenkých vrstev je další z možných příčin vliv povrchu a povrchové rekonstrukce materiálu. Vliv této poruchy — tj. povrchu — v krystalu je v tenké vrstvě významější. Tyto závěry jsou odvozeny z ab initio simulace popsané v [30].

Pro popis chování magnetické anizotropie v rovině vrstvy je možné použít následující fenomenologický vztah [31, 32]:

$$E(\varphi) = M_S \left[ -\frac{K_{cu}}{4} \sin^2(2\varphi) + K_{un} \sin^2(\varphi) - \mu_0 H_{ext} \cos(\varphi_H - \varphi) \right] \quad (2.5)$$

kde  $E$  je celková energie systému,  $K_{cu}$  a  $K_{un}$  jsou konstanty pro kubickou a uniaxiální složku magnetické anizotropie;  $H_{ext}$  je intenzita externího magnetického pole,  $M_S$  je saturovaná magnetizace materiálu; úhly  $\varphi$  a  $\varphi_H$  popisují polohu magnetizace a externího magnetického pole vzhledem ke krystalografickému směru  $[1\bar{1}0]$ .

Směr vektoru magnetizace  $M$  v případě, že není přiloženo žádné externí magnetické pole označujeme jako snadnou osu magnetizace. Výsledný směr vektoru magnetizace  $M$  odpovídá směru s minimální energií systému, který lze nalézt minimalizováním funkce 2.5. Úhel, který svírá snadná osa magnetizace s osou  $[\bar{1}10]$  vypočteme z velikostí momentů  $M_0$   $[\bar{1}10]$  a  $M_0$   $[110]$  podle následujícího vztahu:

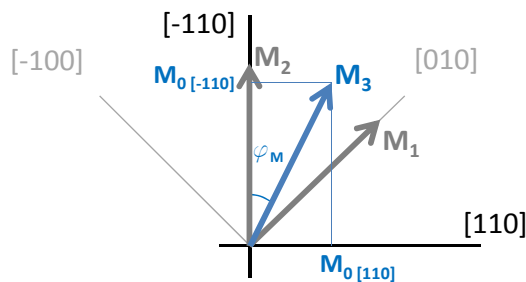
$$\operatorname{tg}\varphi_M = \frac{M_0 [\bar{1}10]}{M_0 [110]} \quad (2.6)$$

V případě materiálu (Ga,Mn)As pozorujeme několik základních typů chování magnetizace, schématicky znázorněných na obrázku 2.8:

a) magnetizace se chová kubicky v rovině, když snadnou osu má ve směru  $[010]$  a nebo ve směru  $[100]$  (směry na sebe kolmé — případ  $\mathbf{M}_1$ ). Kubická složka magnetické anizotropie převládá nad uniaxiální  $|K_{cu}| \gg |K_{un}|$ . V tomto případě se překlápí do uvedených směrů stejně snadno. Pokud by se magnetizace chovala zcela kubicky pak ze symetrie krystalové mřížky plyne, že magnetizace svírá s osou  $[\bar{1}10]$  úhel  $\varphi_M = 45^\circ$ .

b) pokud má magnetizace snadnou osu pouze ve směru  $[\bar{1}10]$ , kdy uniaxiální složka převládá  $|K_{un}| \gg |K_{cu}|$ , označujeme toto chování jako uniaxiální (případ  $\mathbf{M}_2$ ). Ostatní směry označujeme jako těžké směry.

c) magnetizace může směřovat pod obecným úhlem  $\varphi_M$  mezi uvedenými krystalografickými směry (případ  $\mathbf{M}_3$ ), v tomto případě jsou uniaxiální a kubická složka magnetické anizotropie přibližně stejné,  $|K_{cu}| \approx |K_{un}|$ .



Obrázek 2.8: Schématické znázornění vektoru magnetizace  $M$  vzhledem ke krystalografickým osám.

Mikromagnetické parametry  $K_{cu}$ ,  $K_{un}$  feromagnetického materiálu lze z naměřených magnetizačních křivek získat tak, že variací parametrů  $K_{cu}$  a  $K_{un}$  minimalizujeme odchylku mezi magnetizací naměřenou pro různé hodnoty  $H_{ext}$  a  $\varphi_H$  a příslušnou magnetizací vypočtenou z rovnice 2.5.

Výsledky magnetometrických měření jsou uvedeny v následujících kapitolách. Popis série optimálně připravovaných materiálů (Ga,Mn)As je uveden v kapitole 4.1, kompenzovaný materiál (Ga,Mn)As je popisován v 4.2. Vyhodnocení mikromagnetických parametrů na obou typech materiálu (Ga,Mn)As je uvedeno v kapitole 4.2.2.

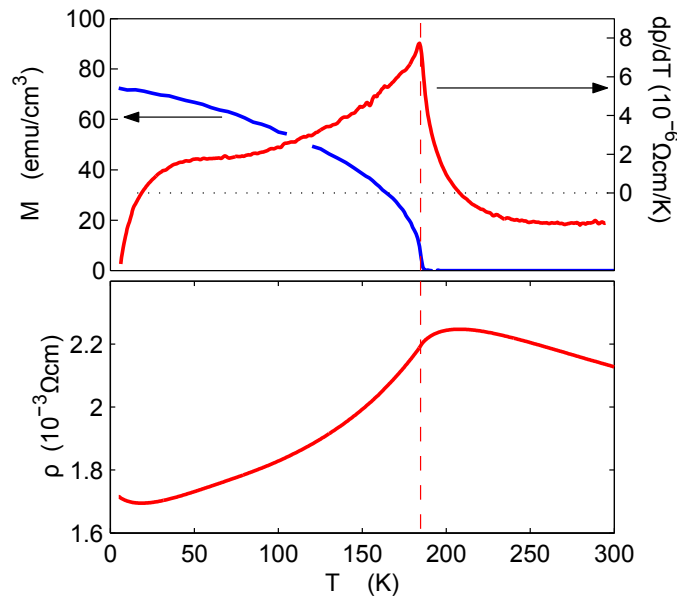


### 2.3.2 Transportní měření

Měrná vodivost se mění v závislosti na nominální koncentraci Mn v materiálu a silně závisí také na stavu vzorků, zda jsou v nežíhaném nebo žíhaném stavu. Vodivost v těchto stavech se může výrazně lišit, což je způsobeno kompenzací nosičů vlivem defektů, především vlivem intersticiálního manganu  $Mn_{int}$ . Měření měrné vodivosti tenkých vrstev materiálu (Ga,Mn)As jsme prováděli metodou dle van der Pauwa na vzorcích ve tvaru čtverečků s In kontakty, nebo na litograficky definovaných vzorcích ve tvaru Hallovských trámečků. Měření jsme provedli jak za pokojové teploty, tak při teplotě kapalného hélia. Změřené hodnoty vodivosti materiálu (Ga,Mn)As, koncentrace a vypočtená pohyblivost nosičů jsou uvedeny v následujících kapitolách.

#### Určení kritické teploty z rezistivity

Kritická teplota  $T_C$  odpovídá fázovému přechodu materiálu z feromagnetického stavu do paramagnetického stavu. Pod kritickou teplotou jsou jednotlivé magnetické momenty ve feromagnetických materiálech uspořádány souhlasně i bez působení vnějšího magnetického pole. Pokud je teplota materiálu vyšší než  $T_C$ , je vnitřní uspořádání magnetických momentů náhodné. Uspořádání magnetických momentů má vliv na rozptyl pohybujících se elektronů, a tedy na vodivost materiálu, přičemž v  $T_C$  dochází k náhlé změně teplotní závislosti  $\rho(T)$ . Tato změna je jasně patrná jako singularita na  $d\rho/dT$  [33]. Na obrázku 2.9 je příklad naměřených



Obrázek 2.9: Teplotní závislost magnetického momentu  $M(T)$  (horní panel, levá osa), měrného odporu  $\rho(T)$  (dolní panel) a teplotní derivace měrného odporu  $d\rho/dT(T)$  (horní panel, pravá osa) ukazuje shodu polohy singularity s kritickým bodem  $M(T) = 0$  závislosti magnetizace. Výsledky měření na optimalizované vrstvě (Ga,Mn)As s nominální dotací  $x_{Mn} = 11\%$ . Převzato z [33].

dat měrného odporu  $\rho(T)$  v závislosti na teplotě a z něho odvozená závislost  $d\rho/dT$ . Poloha singularity  $d\rho/dT$  přesně odpovídá hodnotě poklesu remanentního magnetického momentu

$M(T)$  na nulu, a tedy kritické teplotě  $T_C$ .

Je nutné zdůraznit, že  $T_C$  neodpovídá maximu závislosti  $\rho(T)$ , jak je patrné i z obrázku 2.9. Tak je tomu pouze v případě kovů a u magnetických polovodičů, kde není fyzikální podstatou itinerantní magnetismus.

### Určení koncentrace děr

Koncentraci nosičů a jejich pohyblivost lze určit z magneto-transportních měření na tenkých vodivých vrstvách v podobě Hallových trámečků. Schématické zapojení takového trámečku je na obrázku 2.10. Klasický Hallův jev můžeme vyjádřit následujícím vztahem

$$R_H = \frac{U_H}{I} = \frac{r_H}{e \cdot p} \quad (2.7)$$

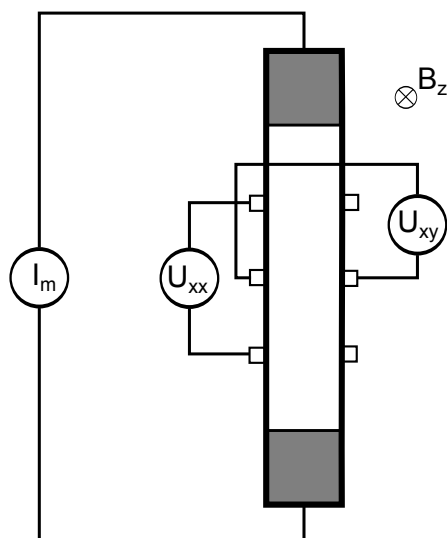
kde pro polovodičové materiály platí  $r_H \sim 1$ ,  $e$  je elementární náboj a  $p$  je koncentrace děr. Ve feromagnetických materiálech se však ke klasickému Hallovu jevu přičítá anomální Hallův jev (Anomalous Hall effect, AHE). Měřený příčný odpor  $R_{xy}$  se tedy skládá z příspěvku klasického Hallova jevu a anomálního Hallova jevu.

Anomální Hallův jev má původ v kombinaci spinové polarizace nosičů a spin-orbitální interakce v daném materiálu [34]. V oblasti, kde se spinová polarizace silně mění (tedy zejména pro magnetické pole blízké nule), může příspěvek AHE převýšit příspěvek klasického Hallova jevu, viz obrázek 2.11. Pro velká magnetická pole, ve kterých se spinová polarizace již nemění, je možné závislost příčného odporu popsat vztahem:

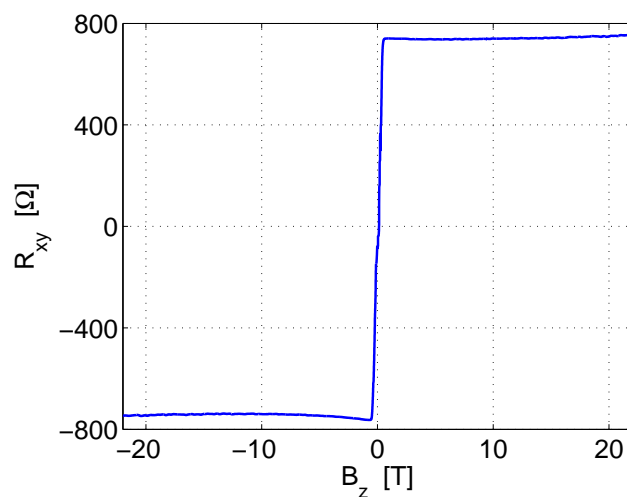
$$R_{xy} = R_H B + c_1 R_{xx} + c_2 R_{xx}^2 \quad (2.8)$$

kde  $R_H$  je klasický hallovský odpor a  $B$  je magnetická indukce pole kolmá na vzorek. Konstanty  $c_1$  a  $c_2$  ve druhém a třetím členu rovnice popisují vliv AHE [35],  $R_{xx}$  je podélný změřený odpor.

Aproximací závislosti  $R_{xy}(B)$  pomocí výrazu 2.8 pro velká pole lze získat hodnotu  $R_H$  a určit koncentraci a pohyblivost děr. Vyhodnocení a diskuze výsledků měření na sérii optimálně připravených materiálů (Ga,Mn)As jsou uvedeny v kapitole 4.1.2, výsledky měření na kompenzovaném materiálu (Ga,Mn)As je uvedeno v kapitole 4.2.4.



Obrázek 2.10: Schématické zapojení obvodu pro měření na Hallovsčém trámečku. Pro podélný a příčný odpor platí  $R_{xx} = U_{xx}/I$ , resp.  $R_{xy} = U_{xy}/I$ .



Obrázek 2.11: Závislost příčného odporu  $R_{xy}$  v závislosti na magnetickém poli  $B_z$ . Teprve pro velké magnetické pole (zde  $B \gtrsim 15$  T) nabývá závislost  $R_{xy}(B)$  sklonu odpovídajícímu klasickému hallovskému odporu  $R_H$ .

### 2.3.3 Kapacitní měření

Na strukturách s hradlovou elektrodou, ať už s vrchní (struktura typu MIS), nebo se zabudovanou (struktura typu PN a PIN), je možné měřit kapacitu mezi hradlovou elektrodou a aktivní vrstvou — (Ga,Mn)As. Celková kapacita je sériovou kombinací kapacity  $C_d$  přes dielektrickou vrstvu (existuje-li),

$$C_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \frac{A}{d} \quad (2.9)$$

kde  $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$  je permitivita vakua,  $\varepsilon_r$  je dielektrická konstanta materiálu dielektrika,  $A$  je plocha elektrody kondenzátoru a  $d$  je tloušťka dielektrika, a kapacity vyprázdněné vrstvy  $C_s$  v polovodičovém materiálu. Tato kapacita je vlivem prostorového náboje nelineárně závislá na přiloženém napětí a platí následující vztah [36]:

$$\frac{d(1/C_s^2)}{dV} = -\frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_s N} \quad (2.10)$$

kde  $\varepsilon_s$  je dielektrické konstanta a  $N$  je hustota náboje ve vyprázdněné vrstvě, čili dotace polovodiče. Kapacita  $C_d$  je nezávislá na přiloženém napětí  $U$ , vztah 2.10 lze použít i na celkovou kapacitu  $C$  sériové kombinaci  $C_s$  a  $C_d$ .

Šířku vyprázdněné oblasti na PN přechodu určíme dle vztahu:

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{C_s} \quad (2.11)$$

kde  $A$  je plocha kondenzátoru (přechodu)  $A$ , a  $C_s$  změřená kapacita.

Vztah 2.10 lze použít i pro asymetricky dotovaný PN přechod; je-li dotace jedné části přechodu mnohem větší, než druhé, celková kapacita je dána méně dotovanou vyprázdněnou vrstvou a vztah 2.10 lze použít pro určení její dotace. V případě struktur se zabudovaným hradlem (PN, PIN) je dotace vrstvy (Ga,Mn)As (část P) vždy mnohem větší, než prakticky dosažitelná dotace části N. Z toho plyne, že pro tento případ nemá vztah 2.10 praktický význam, neboť jim lze určit pouze dotace vrstvy N.

Extrapolací závislosti  $1/C^2(U)$  je možné určit vestavěné napětí  $\psi_{bi}$  na PN přechodu, tedy pro  $1/C^2(U_a) = 0$ . Pak platí:

$$U_a = \psi_{bi} - 2kT/q \quad (2.12)$$

## 2.4 Příprava kovových a dielektrických vrstev

Před každým technologickým krokem je nutno vyčistit povrch substrátu nebo již částečně vyrobené struktury. Čištění povrchu materiálu můžeme provést chemicky, tj. rozpouštědly jako je např. aceton. Je také možné použít fyzikální metodu plasmatického čištění pomocí kyslíkového plazmatu. To odstraní nečistoty organického původu (uhlohydráty). Pro tyto účely jsme měli k dispozici následující zařízení: PlasmaPro 100 od firmy Oxford Plasma Technology a Plasma System Femto od firmy Diener Electronic. U procesu plasmatického čištění může docházet k nežádoucí oxidaci povrchu materiálu. Většinou je nezbytné tyto oxidy odstranit vhodným chemickým leptadlem.

### 2.4.1 Napaření kontaktů - depozice kovů

Metalické kontakty a hradlové elektrody jsme připravili pomocí optické litografie a metodou napařování kovů. Při výrobě kontaktů na polovodič je třeba volit kov s vhodnou výstupní prací vzhledem k typu polovodiče tak, aby vznikl požadovaný ohmický kontakt (s ohledem na množství dotace polovodiče). Pro metalický kontakt na p-typový feromagnetický polovodič (Ga,Mn)As jsme použili vrstvený nežíhaný kontakt, buď kombinaci kovových vrstev Ti/Au nebo Cr/Au. V jednotlivých případech jsme volili pro titanovou vrstvu tloušťku  $t_{Ti} \sim 10$  nm, tloušťku chromové vrstvy  $t_{Cr} \sim 5$  nm. Vrstvy Ti a Cr jsou zde především pro zvýšení adheze Au k povrchu polovodiče. Tloušťku zlaté vrstvy jsme volili v rozmezí  $t_{Au} \sim 30 \div 100$  nm. Pro přípravu ohmického kontaktu na n-typový GaAs jsme použili eutektickou slitinu AuGe s poměrem složek 88 % zlata a 12 % germánia. Nominální tloušťka vrstvy AuGe je  $\sim 50$  nm. Použili jsme mezivrstvu Ni o tloušťce  $\sim 5$  nm pro zvýšení adhéze AuGe k povrchu.

V případě výroby hradel na dielektrické vrstvy, je třeba zvolit vhodný kovový materiál tak, aby nedocházelo k degradaci parametrů dielektrik, především snížení průrazného napětí a zvýšení průsakového proudu dielektrikem. Podle výsledků prezentovaných v [37] se zdá být pro dielektrikum  $Al_2O_3$  nejvhodnějším kovem Al. Mechanismus degradace dielektrik je zde přisuzován difúzi kovových kationtů do dielektrického materiálu. Hliník jako kontaktní kov jsme použili i v případě ostatních testovaných dielektrik.

### 2.4.2 Depozice dielektrických vrstev

Ve studovaných experimentálních strukturách jsme použili dielektrické vrstvy  $Al_2O_3$  a  $HfO_2$  ve funkci hradlového oxidu. Parametry těchto dielektrických materiálů, obvykle uváděných v literatuře, jsou uvedeny v tabulce 3.1. Dielektrické materiály je možné deponovat různými metodami. Použité metody ve stručnosti popíšeme v následujících odstavcích.

Historicky nejstarší a principiálně nejjednodušší je vakuové napařování. V případě materiálů s vysokou teplotou tání, jak je typické u oxidů, se nejčastěji používá ohřev elektronovým svazkem. Napařené vrstvy jsou polykrystalické, což se může projevit na jejich dielektrických vlastnostech. Typická je také jejich horší adheze.

Další rozšířenou metodou je magnetronové napařování, ve kterém je materiál odprašován ze zdroje (terče) dopadem iontů pracovního plynu, zpravidla Ar. Pro zvýšení hustoty ionizovaného plynu a tím i zvýšení účinnosti odprašování se používá magnetické pole. Mezi výhody této metody patří nízká teplota substrátu při depozici, relativně vysoká rychlost a dobrá reprodukovatelnost výroby tenkých vrstev. Deponovaný materiál je opět polykrystalický, vyznačuje se ale zpravidla dobrou adhezí díky vysoké energii dopadajících atomů.

Poslední použitou metodou je depozice atomárních vrstev (Atomic Layer Deposition - ALD). Princip ALD procesu spočívá ve střídavém aplikování nosných plynů (prekursorů),

jejichž molekuly obsahují požadované atomy. Jejich chemická reakce po vytvoření jedné atomární vrstvy se saturuje a dále nepokračuje. Tloušťka vrstev je definovatelná počtem cyklů aplikací prekursorů. V jednom pracovním cyklu se deponuje přibližně 0,1 nm materiálu, pro přípravu 20 nm je tedy třeba 200 cyklů. Substrát se během růstu temperuje na konstantní teplotu, v rozmezí od 100 do 200°C. Výsledná dielektrická vrstva je zpravidla monokrystalická.

### Příprava dielektrika $\text{Al}_2\text{O}_3$

Výsledná kvalita u vrstev připravených metodami napařování z terče a napařování pomocí elektronového svazku nebyla dostatečná. Dielektrická pevnost u těchto vrstev nedosahovala požadovaných hodnot. Podrobnější výsledky charakterizace jsou uvedeny v 4.3.1. Nejlepších výsledků bylo dosaženo u dielektrických vrstev  $\text{Al}_2\text{O}_3$  deponovaných pomocí ALD procesu. Při depozici byly použity TMA (trimethylaluminium - trimethylhliník) a  $\text{H}_2\text{O}$  jako prekursorů při pracovním tlaku 200 Pa. Teplota substrátu během depozice byla nastavena na 120°C. Příprava oxidu  $\text{Al}_2\text{O}_3$  byla provedena v aparatuře BENEQ TFS 200 v Cavendish Laboratory v Cambridge. Na základě teoretických výpočtů (viz kap. 3.3) a praktických zkušeností jsme zvolili nominální tloušťku dielektrické vrstvy  $t = 20$  nm. Výsledky měření na testovací vrstvě jsou uvedeny v kapitole 4.3.1.

### Příprava dielektrika $\text{HfO}_2$

Testovali jsme dva různé způsoby přípravy dielektrického materiálu  $\text{HfO}_2$ .

První sada vzorků byla připravena metodou ALD na pracovišti Johannes Kepler Universität Linz, Department of Semiconductor Physics. Požadovaná nominální tloušťka vrstvy byla 20 nm, což odpovídá 200 pracovním cyklům. Prekursorů jsou TDMAH (Tetrakis(diethylamion)hafnium) a  $\text{H}_2\text{O}$ . Teplota substrátu v průběhu depozice byla nastavena na 130°C. Kvalita vrstev připravených touto metodou byla relativně dobrá. Výsledky měření na testovací vrstvě jsou uvedeny v kapitole 4.3.1.

Druhá metoda je magnetronové napařování hafnia (Hf) z terče v atmosféře směsi argonu a kyslíku [38]. Argonové ionty odprašují atomy z kovového terče a následně ionty kyslíku vytváří molekuly oxidů  $\text{HfO}_2$ . Při depozici touto metodou dochází ovšem k částečné oxidaci podkladové vrstvy na níž se dielektrikum připravuje a tím ke ztenčení funkční vrstvy [39].

Pro omezení tohoto efektu jsme vyzkoušeli postup, při kterém se na povrch (Ga,Mn)As nejprve deponuje tenká vrstva samotného Hf ( $\sim 1$  nm). Tato vrstva má plnit ochrannou funkci, která však zoxiduje při následné depozici  $\text{HfO}_2$ . Ani tato modifikace však nepřinesla výrazné zlepšení, výsledné struktury byly špatně reprodukovatelné a vrstvy (Ga,Mn)As podstatně ztenčené. Takto připravené vrstvy byly vyřazeny z dalšího měření. Z tohoto důvodu byla pro přípravu dielektrické vrstvy  $\text{HfO}_2$  na MIS strukturách nakonec použita pouze metoda ALD. Měření na testovacích strukturách MIS, které byly připraveny pomocí ALD procesu, jsou uvedeny v kapitole 4.3.1.

## 2.5 Laterální strukturování

### Litografie

Při výrobě struktur jsme použili optickou a elektronovou litografii. Rezisty jsme nanášeli metodou odstředivého lití.

Zásadní výhodou optické litografie je rychlost. Doba expozice přes masku trvá řádově desítky sekund. Nevýhodou je nutnost jak pořízení optické masky s příslušným motivem, tak i závislost minimálního laterálního rozměru na vlnové délce exponujícího světla. V našem případě se laterální rozlišení pohybovalo kolem  $1\ \mu\text{m}$ . Pro optickou litografii používáme pozitivní rezisty řady maP-1200 a negativní rezisty řady maN-1400. Konkrétní technologické postupy jsou uvedeny v dodatku A.

Výhodou elektronové litografie je velká variabilita. Poskytuje laterální rozlišení v řádu desítek nanometrů. Rychlost přípravy motivu závisí na velikosti motivu. Nevýhodou je vysoká pořizovací cena zařízení. Návrh exponovaného motivu byl proveden v návrhovém a řídicím systému pro elektronový litograf eLine firmy Raith. Pro elektronovou litografii používáme pozitivní rezist PMMA A4 nebo negativní rezist ma-N 2400 od firmy Micro Resist Technology GmbH.

### Leptání

Pro definované leptání materiálu používáme různých technologických postupů a zařízení. Proces leptání probíhá v místech, kde po předchozí expozici a vyvolání chybí krycí rezistová vrstva.

Suché leptání (dry etching) zahrnuje chemický (Reactive ion etching, RIE) a fyzikální (Inductively coupled plasma, ICP) proces odstraňování molekul materiálu. Jedná se o vystavení povrchu účinkům iontů vytvořených v plazmatu reaktivních plynů, které reagují na povrchu materiálu a tím ho leptají. Pro leptání GaAs a (Ga,Mn)As suchým procesem (RIE/ICP) jsme použili kombinaci plynů  $\text{SiCl}_4$  (tetrachlorosilan) a Ar. Argon napomáhá desorpci chemických produktů z povrchu. Technickou nevýhodou je vysoký korozivní účinek  $\text{SiCl}_4$ . Výhodou je, že při leptání tímto postupem se nevytváří zbytkový polymer, který by se usazoval na leptaném materiálu a stěnách leptací komory [40].

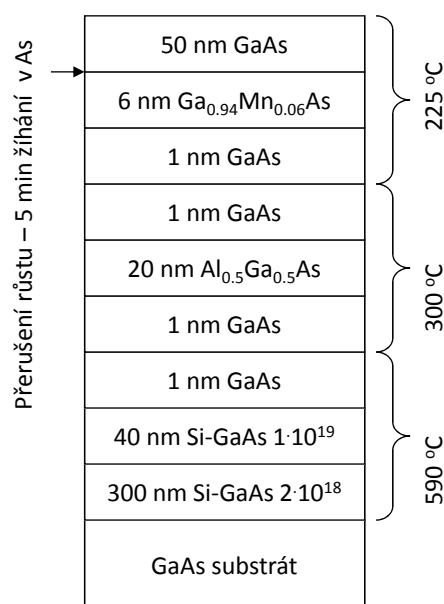
Pro mokré leptání materiálu GaAs a (Ga,Mn)As používáme vodné roztoky kyselin  $\text{H}_3\text{PO}_4$  nebo  $\text{H}_2\text{SO}_4$ . Ty se míchají ve vhodném poměru s deionizovanou vodou  $\text{H}_2\text{O}$  a peroxidem vodíku  $\text{H}_2\text{O}_2$ , který slouží jako oxidační činidlo. Koncentrace a poměr jednotlivých složek určuje rychlost leptání materiálu a kvalitu povrchu.

Leptání oxidu  $\text{Al}_2\text{O}_3$  je možné provádět ve vodném roztoku hydroxidu sodného (NaOH), případně i ve zředěné kyselině fluorovodíkové (HF) smíchané s fluoridem amoným ( $\text{NH}_4\text{F}$ ). Pro leptání oxidu  $\text{HfO}_2$  používáme suchý proces RIE/ICP a plyny s obsahem fluoru  $\text{SF}_6$  nebo  $\text{CF}_4$ . Parametry jednotlivých procesů jsou popsány v příloze A.

### 2.5.1 Výroba struktury se zabudovaným hradlem (PIN)

#### Kompletní vertikální PIN struktura připravovaná MBE

Pomocí epitaxní technologie MBE popsané v kapitole 2.1 jsme připravili vertikální strukturu PIN. Tuto strukturu můžeme rozdělit do několika částí, které se skládají z několika jednotlivých vrstev. Zjednodušený náčrt struktury je na obrázku 2.12. Jsou zde vyznačeny celky dělené jak na funkční části tak podle růstové teploty.



Obrázek 2.12: Schématické znázornění jednotlivých vrstev struktury G052, s vyznačením typu polovodiče a růstové teploty.

Na obrázku 2.12 je schématicky znázorněna struktura G052: na povrch substrátu GaAs s orientací [001] vyčištěného termální dekompozicí se naroste první část. Tato epitaxní vrstva vyrovná případné vady povrchu. Jedná se o epitaxní vrstvu GaAs dotovanou křemíkem, která tvoří n-typovou část struktury. Typické koncentrace objemové dotace vrstev  $n^+$  a  $n^{++}$  jsou  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , respektive  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Typická růstová teplota je  $590 \div 600^\circ\text{C}$ .

Dále se deponuje bariéra z ternárního polovodiče  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Obsah Al může být buď konstantní (např.  $x_{\text{Al}} = 0,5$ ), nebo má bariéra gradovanou koncentraci Al a  $x_{\text{Al}}$  se mění např. od 0,5 do 1. Další z variant bariéry je dvojvrstva AlGaAs s  $x_{\text{Al}}=0,5$  a širokopásového AlAs. Tyto varianty bariér se také liší v různých tloušťkách jednotlivých vrstev, pro různé vzorky jsme volili tloušťky v rozmezí od 20 do 40 nm.

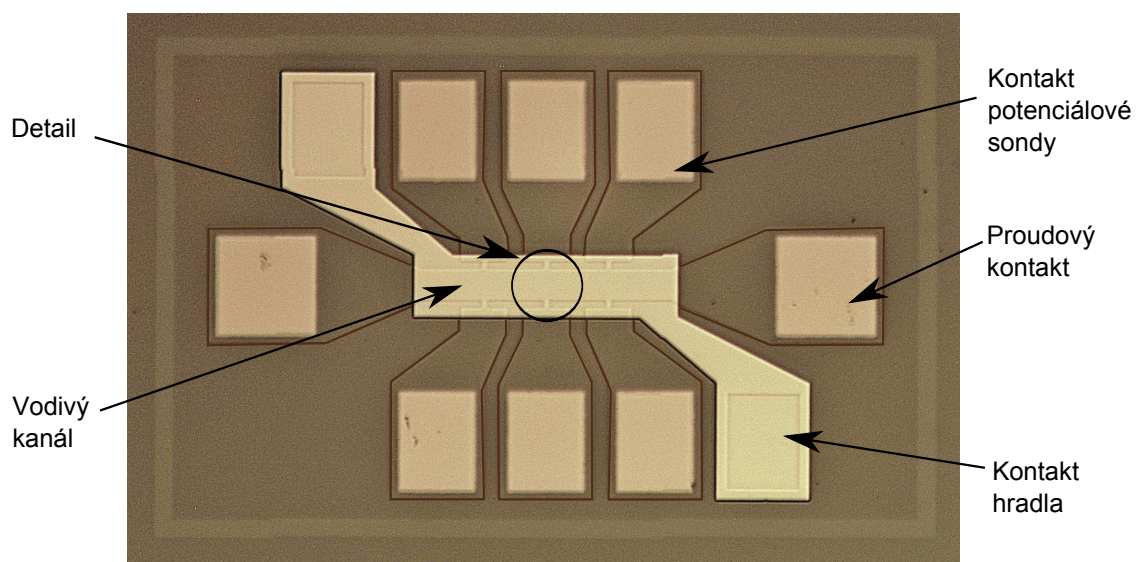
Třetí částí struktury je tenká vrstva materiálu (Ga,Mn)As s nominální tloušťkou  $t_{(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}} = 5 \text{ nm}$ . Požadované nižší koncentrace děr bylo dosaženo buď sníženou dotací manganu ( $x_{\text{Mn}} = 2\%$ ), nebo kompenzací více dotovaného (Ga,Mn)As ( $x_{\text{Mn}} = 6\%$ ) pomocí přetlaku arsenu při růstu, jak bylo diskutováno v kapitole 2.2.1. U části vzorků bylo použito tepelné žíhání v růstové komoře MBE. Z technologických důvodů je přidána krycí vrstva intrinzičského GaAs na povrch struktury, která má primárně chránit materiál (Ga,Mn)As při procesu litografie. Tloušťky této vrstvy jsou pro dané vzorky od 2 do 50 nm.



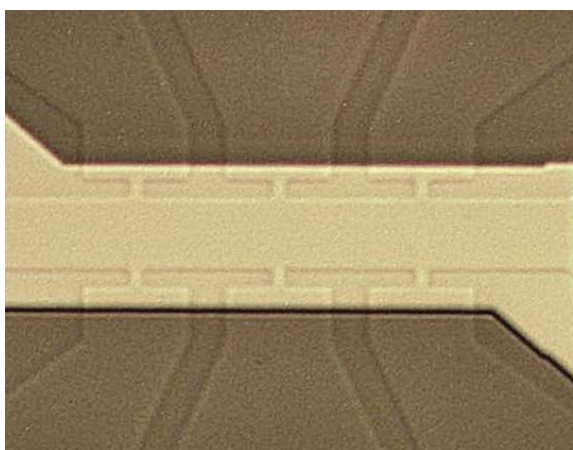
### 2.5.2 Výroba MIS struktury typu Hallova trámečku s hradlem

Nejvhodnější strukturou pro měření magneto-transportních vlastností — a tedy i jejich změny působením vertikálního elektrického pole — je struktura Hallova trámečku, tedy úzkého a dlouhého vodivého kanálu s proudovými kontakty na koncích a bodovými kontakty (potenciálovými sondami) po obou stranách, viz obrázek 2.10. Pro přiložení vertikálního elektrického pole je tato struktura překryta izolační vrstvou dielektrika a velkoplošnou kovovou elektrodou, viz obrázek 2.13. Šířka kanálu je  $40\ \mu\text{m}$  a rozteč napěťových kontaktů je  $80\ \mu\text{m}$ , obrázek 2.14. Návrh motivu struktury je popsán v dodatku B. Tyto struktury jsme vyrobili procesem optické litografie.

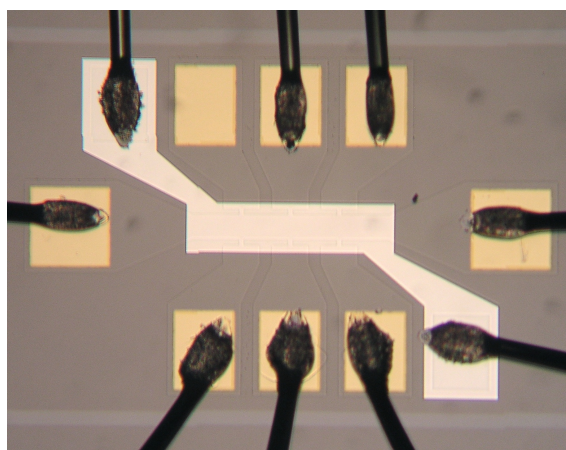
Vrstvy materiálu (Ga,Mn)As jsme nejprve mokrým leptáním ztenčili z nominálních 20 nm na tloušťku 10 nm pro zvýšení efektu vertikálního elektrického pole. Procesem mokrého leptání jsme dále vytvořili mesa struktury Hallovských trámečků. V dalším kroku výroby jsme vytvořili okna v rezistu pro depozici ohmických kontaktů. Použili jsme vrstvený kontakt Cr/Au s tloušťkami vrstev 5 nm Cr a 50 nm Au. Ve funkčních strukturách jsme vyzkoušeli dva typy dielektrických materiálů. Jako hradlové oxidy byly použity  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nebo  $\text{HfO}_2$ . Charakterizace jednotlivých dielektrik byla provedena na zjednodušených strukturách MIS bez laterálního strukturování vrstvy (Ga,Mn)As, viz kapitola 4.3.1. Pro materiál hradla jsme použili vrstvu napařovaného Al o jmenovité tloušťce 80 nm. Podrobný popis jednotlivých technologických kroků je uveden v dodatku A. Na substrátu o velikosti  $5\times 5\ \text{mm}$  jsme vyrobili čtyři hallovské struktury. Hotové struktury byly rozděleny a nalepeny do pouzder typu LCC 18 (Leadless chip carrier). Připojení struktury k vývodům pouzdra jsme provedli ultrazvukovou metodou svařování pomocí Al/Si drátu o průměru  $20\ \mu\text{m}$ , obrázek 2.15.



Obrázek 2.13: Mikrofotografie struktury MIS v podobě hallovského tráměčku s vrchním hradlem, (vzorek G007#8B).



Obrázek 2.14: Mikrofotografie struktury MIS, detail napojení potenciálových sond. Rozteč krčků potenciálových sond je  $80\ \mu\text{m}$ , šířka kanálu je  $40\ \mu\text{m}$



Obrázek 2.15: Mikrofotografie hotové struktury MIS kontaktované metodou ultrazvukového svařování.

## Kapitola 3

# Návrh tranzistorové struktury a simulace

V této kapitole uvádíme návrh struktur pro změnu magnetických vlastností zředěného feromagnetického polovodiče vlivem elektrického pole. Zkoumaným materiálem je kompenzovaný (Ga,Mn)As, jehož přípravu jsme popsali v předchozí kapitole.

### 3.1 Návrh hradlové struktury

U zředěného feromagnetického materiálu, kde podstatou je itinerantní magnetismus, můžeme ovlivňovat jeho vlastnosti působením vnějšího elektrického pole. Principem je akumulace či vyprázdňování nosičů v tenké epitaxní vrstvě. Pokud se změní koncentrace nosičů, změní se i vlastnosti DMS. Takovým materiálem je i (Ga,Mn)As, kde je feromagnetismus zprostředkován děrami.

Standardní typy struktur, které pro změnu koncentrace nosičů ve vodivém kanálu používají elektrické pole, jsou struktury PN nebo PIN a struktura MIS (Metal Insulator Semiconductor). V případě PN a PIN struktur je nutné zvolit vhodnou kombinaci polovodičových materiálů s různými vlastnostmi. Funkční vrstvou bude zředěný magnetický polovodič (Ga,Mn)As. Pro bariéru a hradlo zvolíme kombinaci polovodičových materiálů s vhodnou dotací a šířkou zakázaného pásu tak, abychom vytvořili PIN heteropřechod. Pro bariéru je výhodné volit polovodič s větší šířkou zakázaného pásu, např. AlGaAs nebo AlAs. Pro vytvoření celé struktury použijeme MBE technologii.

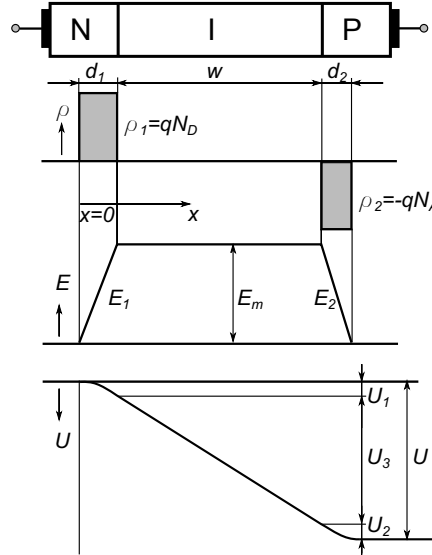
V případě struktury MIS je na vrstvu zředěného magnetického polovodiče (kanál) deponována dielektrická vrstva s kovovou elektrodou (hradlem). Napětí přiložené na hradlo ovlivňuje koncentraci nosičů v kanále struktury. Pro depozici jednotlivých vrstev je nutno použít různé technologie: Pro růst (Ga,Mn)As vrstvy použijeme technologii MBE, viz kapitola 2.1.1. Dielektrickou vrstvu je možné připravit pomocí různých technologických metod, např. reaktivním napařováním nebo depozicí atomárních vrstev (ALD). Kovové hradlo se obvykle deponuje tepelným napařováním. Tyto technologické metody jsou popsány v předchozí kapitole 2.4.

Významným parametrem materiálu (Ga,Mn)As je vysoká dotace a koncentrace děr, kterou je třeba brát v úvahu při návrhu struktur PIN a MIS. Feromagnetismus byl pozorován výhradně v materiálech s nominální dotací  $x_{Mn} \geq 1\%$ , tj. s koncentrací akceptorů  $N_A \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [22]. Z výsledků charakterizace materiálu v následujících kapitolách vyplývá, že koncentrace nosičů v materiálu (Ga,Mn)As se pohybuje v řádu od  $\sim 10^{20}$  do

$\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Pokud vezmeme v úvahu, že obvyklá dotace aktivních částí polovodičových prvků se pohybuje v řádu  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , je vidět, že koncentrace námi uvažovaného materiálu je o více než tři řády vyšší. Lze očekávat, že v podobném poměru bude slabší účinek hradla na ochuzení nebo akumulaci nosičů ve vrstvě (Ga,Mn)As. V dalších odstavcích se pokusíme tento účinek odhadnout.

## 3.2 Struktura PIN

Struktura PIN obsahuje tři základní části: první částí je vrstva z vysoce dotovaného n-typového GaAs, která plní funkci hradlové elektrody. Druhou částí je bariéra z intrinzičného polovodiče s širším zakázaným pásem (AlGaAs, AlAs). Dále následuje třetí část, aktivní vrstva zředěného magnetického polovodiče. V oblasti přechodu působí elektrické pole, které ovlivňuje koncentraci v obou přilehlých materiálech. Schématicky je situace znázorněna na obrázku 3.1.



Obrázek 3.1: Schématické zobrazení struktury PIN, je zobrazeno rozložení náboje  $\rho$ , intenzity elektrického pole  $E$  a napětí  $U$ .

Pro výpočet tloušťky vyprázdněných oblastí na struktuře PIN použijme jednoduchý model popsany v [41] - kap. 3.11.. Pro celkové napětí na struktuře lze s použitím aproximace vyprázdněné vrstvy nalézt následující vztah:

$$U = -\frac{q}{\epsilon_r \epsilon_0} \left[ \frac{N_D d_n^2}{2} + \frac{N_A d_p^2}{2} + N_D d_n w \right] \quad (3.1)$$

kde  $q$  je náboj elektronu,  $N_A$  a  $N_D$  jsou koncentrace akceptorů a donorů v jednotlivých oblastech,  $\epsilon_r$  je permitivita polovodiče. Tloušťky vyprázdněných oblastí jsou označeny  $d_n$  a  $d_p$ , tloušťka intrinzičké oblasti je označena  $w$ .

Za předpokladu, že  $d_n \ll w$  a  $d_p \ll w$  lze vztah 3.1 zjednodušit a tloušťky vyprázdněných

vrstev vyjádřit jako:

$$d_n = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{q N_D w} U \quad (3.2)$$

$$d_p = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{q N_A w} U \quad (3.3)$$

Dosadíme-li  $N_A = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  jako příklad pro vrstvu (Ga,Mn)As,  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  jako příklad vysoce dotované n-typové vrstvy hradla a  $w = 20 \text{ nm}$  pro tloušťku nedotované vrstvy, dostaneme  $d_n = 3,04 \text{ nm}$  a  $d_p = 0,14 \text{ nm}$  pro přiložené napětí  $U = 1 \text{ V}$ . Pro maximální intenzitu elektrického pole platí rovnice:

$$E_m = \frac{q N_D d_n}{\varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{q N_A d_p}{\varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{U}{w} \quad (3.4)$$

Pro výše vypočtené tloušťky vyprázdněných oblastí jsme získali hodnotu  $E_m = 0,5 \text{ MV/cm}$ . Pro AlGaAs je udávána hodnota maximálního elektrického pole  $0,4 \div 0,6 \text{ MV/cm}$ , viz [42]. Z toho plyne, že pro vyšší napětí bude docházet k dielektrickému průrazu materiálu a lze tedy čekat, že pro ochuzení či akumulaci nosičů ve vrstvě (Ga,Mn)As bude možné použít jenom relativně malé napětí.

Podle výše uvedeného výpočtu vychází jen malá změna šířky vyprázdněné oblasti  $d_p$ . Je tedy nutné zvolit co nejtenší vrstvu materiálu (Ga,Mn)As ve struktuře, aby takto malá změna vyprázdněné oblasti měla vliv na koncentraci děr ve vrstvě. Tímto jednoduchým analytickým modelem jsme získali jen přibližnou představu o chování struktury. Je zřejmé, že příliš tenká bariéra povede k vysokým tunelovacím proudům a tedy ke zcela jinému pracovnímu režimu, než je požadované ochuzování nosičů. Při polarizaci v propustném směru bude místo prosté akumulace docházet k injekci nosičů. Pro přesnější popis je nutné použít numerický model. Výsledky numerické simulace jsou uvedeny dále.

### 3.3 Struktura MIS

Struktura pro případ p-typového polovodiče je schématicky znázorněna na obrázku 3.2. Pro celkové napětí na struktuře platí (viz též rovnice 3.1):

$$U = -\frac{q}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \left[ N_A d_p w + \frac{N_A d_p^2}{2} \right] \quad (3.5)$$

Předpokládáme-li, že tloušťka bariéry  $w$  je mnohem větší než tloušťka vyprázdněné vrstvy  $d_p$ , výraz 3.5 lze opět zjednodušit na:

$$d_p = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{q w N_A} U \quad (3.6)$$

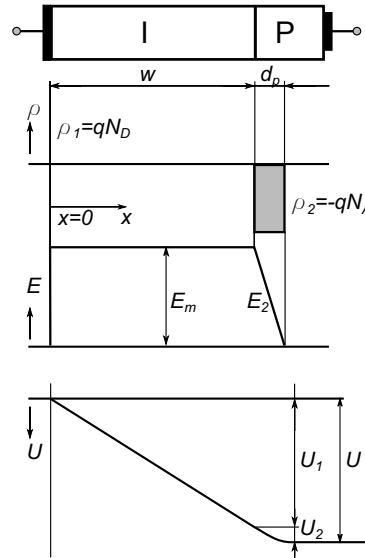
Pro maximální intenzitu  $E_m$  pak opět přibližně platí:

$$E_m = \frac{q N_A d_p}{\varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{U}{w} \quad (3.7)$$

Při zanedbání tloušťky vyprázdněné vrstvy lze kapacitu struktury popsat vzorcem pro jednoduchý deskový kondenzátor:

$$C = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 A}{w} \quad (3.8)$$

kde  $A$  je plocha elektrody, resp. hradla.



Obrázek 3.2: Schématické zobrazení struktury MIS, kde je zobrazeno rozložení náboje  $\rho$ , intenzity elektrického pole  $E$  a napětí  $U$ .

V tabulce 3.1 uvádíme přehled několika dielektrických materiálů, které jsou teoreticky vhodné pro navrhovanou strukturu MIS. Hodnoty uvedené v tabulce jsou v literatuře uváděny pro pokojovou teplotu a krystalický materiál. Zaměřili jsme se na materiály  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (oxid hliníkový) a  $\text{HfO}_2$  (oxid hafničitý) především pro jejich vysokou relativní permitivitu a dielektrickou pevnost.

Materiál	$\epsilon_r$ (-)	Dielektrická pevn. (MV/cm)	$E_G$ (eV)
$\text{SiO}_2$	3,9	5,6	9,0
$\text{HfO}_2$	22	11,5	5,8
$\text{Al}_2\text{O}_3$	7,5	6,2	8,8
MgO	7,5	~5	7,8
$\text{Ta}_2\text{O}_5$	24	6,25	4,4
$\text{TiO}_2$	85	0,04	3,05
GaAs	12,9	0,3÷0,9	1,42
AlAs	10,1		2,36
$\text{AlGaAs}$ , $x_{Al} < 0,45$	12,90-2,84 $x_{Al}$	0,4÷0,6	1,424+1,247 $x_{Al}$
$\text{AlGaAs}$ , $x_{Al} > 0,45$			1,9+0,125 $x_{Al}$ +0,143 $x_{Al}^2$

Tabulka 3.1: Tabulka vlastností polovodičových a dielektrických materiálů. Hodnoty relativní permitivity jsou převzaty z [43, 36, 42]. Hodnoty pro dielektrickou pevnost jsou převzaty z literatury [44] a [45], hodnoty zakázaných pásů ze [46].

Pro funkční prototypy struktur MIS bychom měli tedy zvolit dielektrický materiál s velkou permitivitou, vysokou dielektrickou pevností a malou tloušťkou (jednotky nm). Pak by mělo být možné vyprázdnit část tenké vrstvy materiálu (Ga,Mn)As s uvedenou koncentrací děr.

## 3.4 Simulace struktur

Simulace jednotlivých struktur a fyzikálních jevů v nich jsme provedli v simulačním nástroji Atlas Silvaco [47]. V této kapitole se zaměříme na konkrétní výstupy a rozebereme výsledky simulací popisovaných PIN a MIS struktur.

### 3.4.1 Simulační program Silvaco Atlas

Simulační modul Atlas je nástroj umožňující simulaci elektrických, optických a tepelných vlastností polovodičových struktur. Tento nástroj je vhodný pro 2D a 3D simulace základních elektronických prvků jako jsou bipolární tranzistory, polem řízené tranzistory nebo diody. Obecně je možné definovat libovolnou experimentální strukturu.

Je možné definovat různé druhy materiálů tj. polovodiče, izolátory a vodiče. Materiálová databáze parametrů obsahuje všechny nezbytné hodnoty, tyto parametry je možné explicitně předefinovat.

Simulační nástroj Atlas obsahuje širokou škálu fyzikálních modelů. Zahrnuje modely pro pohyblivost nosičů, generaci a rekombinaci nosičů, tunelovací jevy a nárazovou ionizaci pro závěrné průrazy součástek. Transport nosičů je možné řešit jak drift-difúzním modelem (případně s hydrodynamickou korekcí), mikrofyzikálním modelem Monte-Carlo, tak i kvantovým přístupem.

#### Modely pro nárazovou ionizaci

Při výpočtu závěrných charakteristik na PIN struktuře předpokládáme silný vliv nárazové ionizace. V simulacích používáme Selbeherův model nárazové ionizace [48]. Aproximuje ionizační koeficient analytickým vztahem v závislosti na teplotě a elektrickém poli.

#### Modely pro tunelovací jevy

Ve studovaných strukturách předpokládáme dva základní mechanismy tunelování. Tunelování bariérou a mezipásové tunelování. Na obrázku 3.3 jsou tyto principy naznačeny. První princip (označen číslem 1), kdy elektrony tunelují skrze bariéru ve vodivostním pásu. Druhý mechanismus (označen číslem 2) se uplatňuje především při závěrné polarizaci přechodu PIN, kdy nosiče tunelují z vodivostního do valenčního pásu.

Pro tunelování intrinzičnou polovodičovou bariérou jsme použili model nelokálního kvantového tunelování (Non-local Quantum Barrier Tunneling Model - viz kap. 5.2.4 v [43]), který je nejbližší fyzikální realitě. Umožňuje simulovat proud nosičů skrze kvantovou bariéru mezi dvěma polovodičovými oblastmi.

Pro simulaci závěrného směru voltampérové charakteristiky jsme použili model mezipásového tunelování. Model označovaný Band-To-Band model a jeho parametry jsou popsány v kap. 3.6.6. v [43].

Při simulacích struktur MIS jsme použili pro simulaci tunelování skrz dielektrikum z hradlové elektrody do kanálu tranzistoru tunelovací mechanismus Fowler-Nordheim, který popisuje tunelování přes dielektrickou bariéru trojúhelníkového tvaru. Vzhledem k tomu, že tloušťka dielektrických vrstev nebyla menší než 20 nm je možné zanedbat přímé tunelování skrz dielektrickou vrstvu [36].

### Kvantové modely

Selfkonzistentní řešení Schrodingerovy a Poissonovy rovnice, jak pro elektrony, tak díry je možné definovat klíčovým slovem SCHRO. Řešení pro elektrony a díry je možné oddělit, pro elektrony N.SCHRO resp. pro díry P.SCHRO.

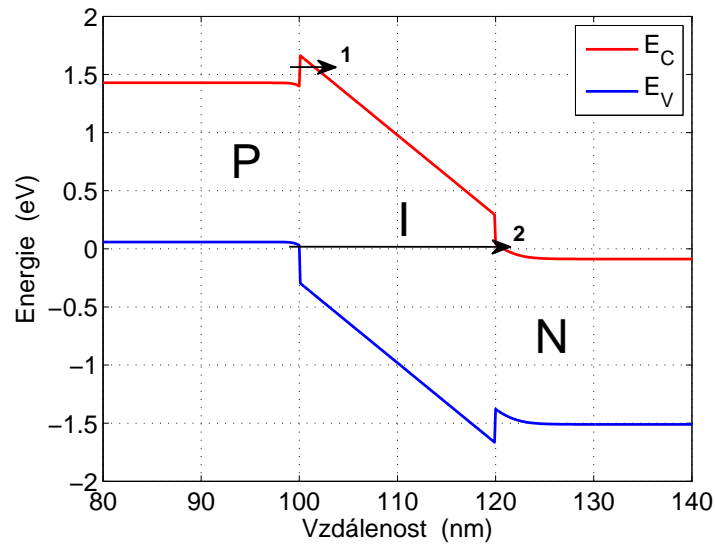
Je možné definovat, zda se má brát v úvahu jeden děrový pás nebo tři pásy pro těžké, lehké a spin-orbitálně odštěpené díry. To lze definovat klíčovým slovem NUM.BAND, kde se předpokládá isotropní chování efektivní hmotnosti pro jednotlivé pásy.

Obdobně lze definovat, která minima vodivostního pásu se mají brát v úvahu. Klíčovým slovem NUM.DIRECT definujeme zda se má brát v úvahu jen  $\Gamma$  minimum a isotropní efektivní hmotnost elektronů, nebo se bude brát v potaz i X resp. L minimum. V takovém případě se bude jednat o anizotropní chování elektronové efektivní hmotnosti. Při anizotropním chování je nutné orientovat krystalografickou strukturu simulovaného polovodiče se směry definující síť simulace. Popis modelu a detailní vysvětlení všech parametrů je v kap. 13.2 manuálu [43].



### 3.4.2 Simulace heterostrukтуры PIN

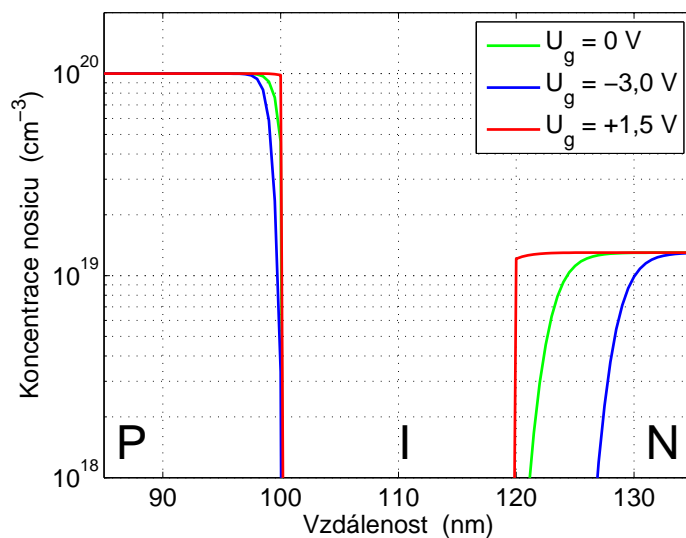
Na základě návrhu struktury PIN v kapitole 3.2 jsme provedli následující numerickou simulaci. Oblast p-typového polovodiče GaAs s dotací  $N_A = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  představuje vysoce dotovaný materiál magnetického polovodiče, která představuje funkční kanál struktury. Pro intrinzičnou bariéru struktury PIN jsme použili ternární polovodič  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  s obsahem hliníku  $x_{Al} = 0,4$ . Oblast n-typové části má objemovou dotaci  $N_D = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , která představuje zabudovanou hradlovou elektrodu. Pásový diagram struktury PIN je zobrazen na obrázku 3.3. Pro elektrody kontaktující n a p-typovou část jsme předpokládali ohmické kontakty.



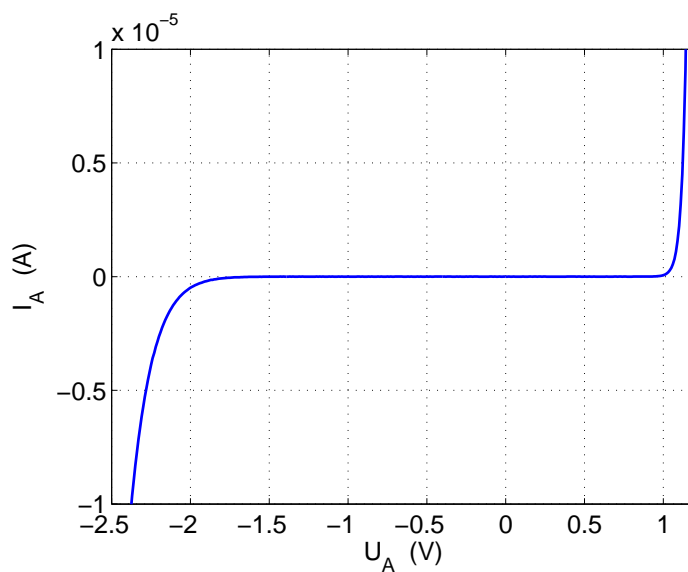
Obrázek 3.3: Pásový diagram struktury PIN s bariérou z  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , pro  $x_{Al} = 0,4$ . Šipkami jsou vyznačeny dva mechanismy tunelování, tunelování skrze bariéru (1) a mezipásové tunelování (2).

Na obrázku 3.4 jsou vyneseny koncentrační profily ve struktuře PIN v závislosti na přiloženém napětí. Jsou zde vyneseny tři stavy napětí na struktuře PIN: nulové předpětí, akumulace ( $U_g = 1,5 \text{ V}$ ) a stav vyprázdnění ( $U_g = -3 \text{ V}$ ). V případě režimu vyprázdnění je patrný jasný úbytek elektronů v n-typové části, ale jen relativně malá změna v koncentračním profilu v p-typové části.

Simulovaná VA charakteristika je na obrázku 3.5, v propustném směru je proud generován injekcí nosičů na kladně polarizovaném PIN přechodu. V závěrném směru má proud původ v mechanismu tunelování z pásu do pásu. Prahové napětí v propustném směru je  $U_p = 1,1 \text{ V}$ , v závěrném směru je průrazné napětí  $U_z = -2,0 \text{ V}$ . Tyto hodnoty odpovídají proudu  $0,5 \mu\text{A}$  strukturou s plochou  $7 \times 10^{-8} \text{ m}^2$ , tedy například kruhovým diskem o průměru  $300 \mu\text{m}$ .



Obrázek 3.4: Výpočet koncentrace nosičů na struktuře PIN, pro tři různá přiložená napětí.



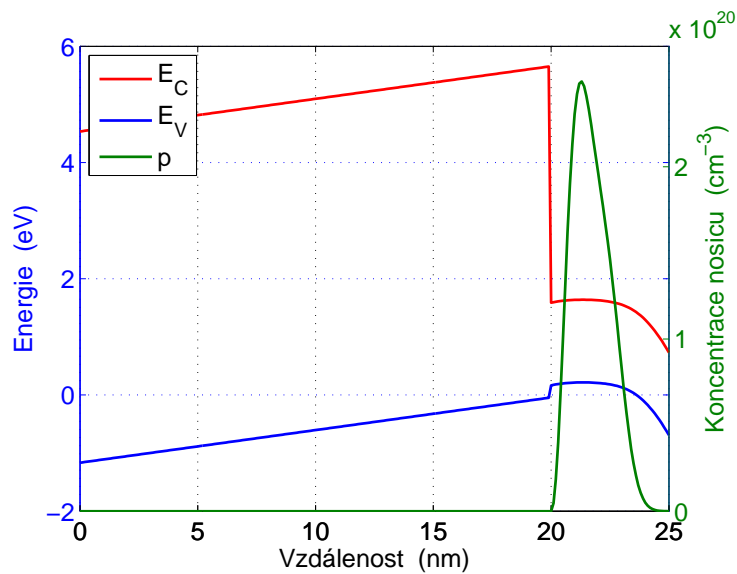
Obrázek 3.5: Simulovaná VA charakteristika PIN struktury s bariérou z AlGaAs  $x=0,4$ . Proud  $I_A$  je přepočtený na strukturu tvaru disku o průměru  $300 \mu\text{m}$ .

### 3.4.3 Simulace struktury MIS

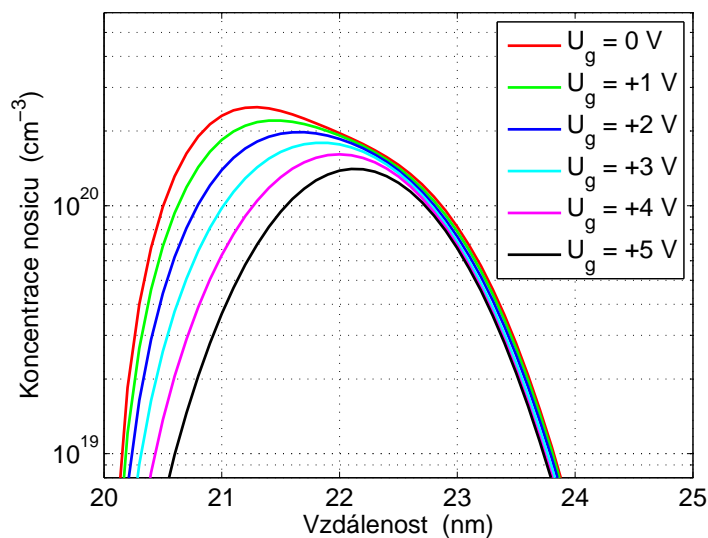
Uvádíme zde výstupy numerické simulace struktury MIS s následujícími parametry: materiál (Ga,Mn)As jsme nahradili materiálem GaAs s koncentrací nosičů  $p = 2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Tloušťku této vrstvy jsme zvolili 5 nm, abychom dosáhli co největšího efektu vyprázdnění. Pro dielektrikum  $\text{HfO}_2$  jsme zvolili tloušťkou 20 nm. Hradlo jsme definovali z Al kovu. Vzhledem k tomu, že dielektrikum má vysokou hodnotu relativní permitivity, použili jsme model výpočtu efektivní výstupní práce, který je založen na modelu nábojové neutrality, viz popis v kapitole 3.5.11 manuálu [43]. Síť simulace jsme volili s krokem 0,1 nm. Zvolili jsme standardní modely simulace pro MOS struktury, mezi které patří: Shockley-Read-Hall rekombinační model, dále model pro výpočet pohyblivosti v závislosti na teplotě, koncentraci a elektrickém poli. Pro výpočet rozložení nosičů jsme použili Fermi-Diracovu statistiku, a také model pro nárazovou ionizaci podle Selberherra. Vlastní numerický výpočet byl prováděn pomocí iterativní Newtonovy metody pro jeden typ nosičů, pro díry.

Rozložení vodivostního a valenčního pásu uvažované struktury MIS je zobrazeno na obrázku 3.6. Předpokládáme zahnutí valenčního a vodivostního pásu na rozhraní s intrinzičním substrátem GaAs takové, že hrana vodivostního pásu je přibližně 0,7 eV na Fermiho mezi, což odpovídá polovině zakázaného pásu.

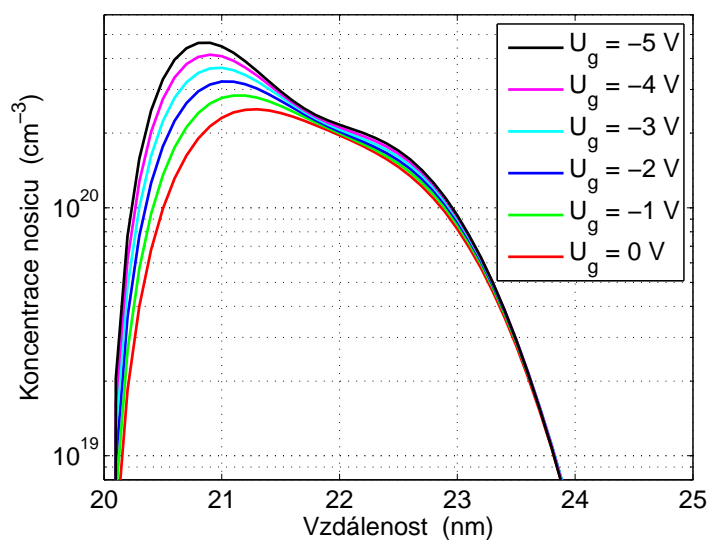
Na obrázku 3.7 jsou zobrazeny průběhy koncentrací děr pro kladná napětí na hradle. Pro rostoucí kladné napětí na hradle se koncentrační profil mění, tak že celkový počet děr v kanále MIS struktury klesá. V případě, kdy přiložíme záporné napětí na hradlo dochází v kanále k akumulaci děr, viz obrázek 3.8.



Obrázek 3.6: Pásový diagram struktury MIS s dielektrikem  $\text{HfO}_2$ , pro hradlové napětí  $U_g = 0\text{V}$ . Na pravé y-ose je vynesena koncentrační profil děr v kanále o tloušťce 5 nm.

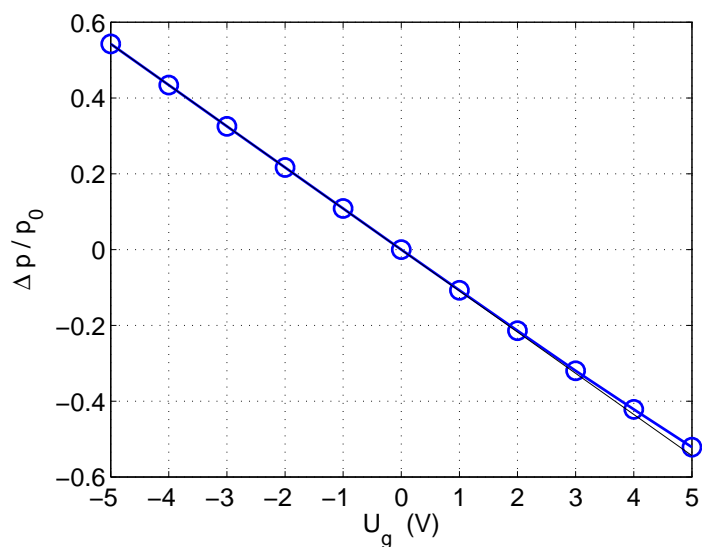


Obrázek 3.7: Vypočtené koncentrace děr v kanále struktury MIS, v závislosti na přiloženém (kladném) hradlovém napětí  $U_g$ . Tloušťka kanálu 5 nm s objemovou dotací  $p = 2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .



Obrázek 3.8: Vypočtené koncentrace děr v kanále struktury MIS, v závislosti na přiloženém (záporném) hradlovém napětí  $U_g$ . Tloušťka kanálu 5 nm s objemovou dotací  $p = 2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

Je zřejmé, že napětí hradla způsobí jednak změnu koncentrace uvnitř aktivní vrstvy, především ale též změnu tvaru koncentračního profilu. Vodivost aktivní vrstvy je dána celkovým počtem nosičů v průřezu vrstvy, tedy plošnou koncentrací. Relativní změna této plošné koncentrace (tedy integrálu koncentračního profilu) je vynesena na obrázku 3.9. Pro zvolené parametry je změna plošné koncentrace přibližně 10 % na 1 V hradlového napětí.



Obrázek 3.9: Závislost relativní změny koncentrace děr v kanále struktury MIS v závislosti na přiloženém hradlovém napětí  $U_g$ .

# Kapitola 4

## Výsledky měření

### 4.1 Série optimalizovaných vzorků

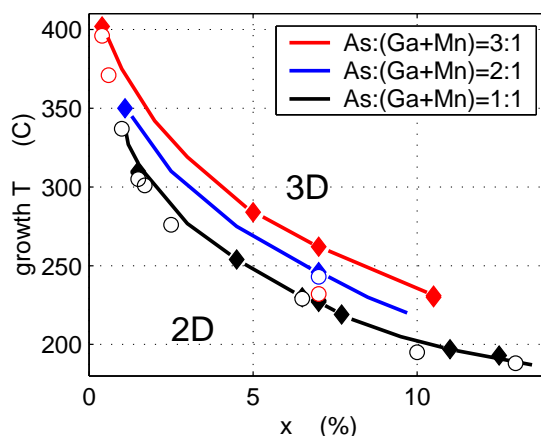
V této kapitole popisujeme sérii materiálu (Ga,Mn)As s nominálními koncentracemi Mn v rozsahu  $x_{Mn} = 1$  až 13 % připravenou metodou nízkoteplotního růstu MBE. Tato série byla připravena s ohledem na dosažení maximální kritické teploty  $T_C$  jednotlivých materiálů. Na jednotlivé vzorky byl aplikován postupný proces žhání. Provedli jsme řadu transportních a magnetických měření na těchto epitaxních vrstvách. Výsledky uvedené v této kapitole byly publikovány v [22].

#### 4.1.1 Příprava materiálu, růst a tepelné žhání

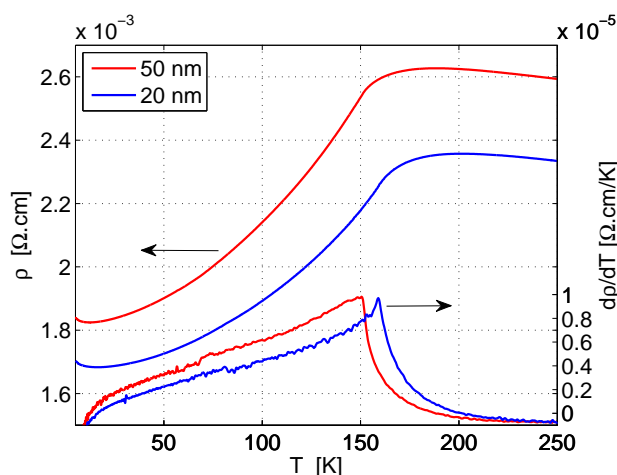
Při přípravě materiálu (Ga,Mn)As je důležité nastavit a řídit teplotu substrátu a teploty efúzních cel. Teplota substrátu souvisí s kvalitou vrstvy a režimem růstu (2D/3D režim). Nastavení teplot na efúzních celách určuje růstovou rychlost a zároveň poměr toků atomárních svazků z cel. Tím je dána kompozice materiálu, zejména tedy nominální koncentrace Mn v (Ga,Mn)As, případně přebytek As. Kalibrace těchto jednotlivých parametrů jsou prováděny před každým růstem. Podrobný popis růstu materiálu (Ga,Mn)As je uveden v kapitole 2.1.1.

Volba vhodné růstové teploty závisí na nominální koncentraci  $x_{Mn}$ . Na obrázku 4.1 je zobrazena závislost maximální růstové teploty na  $x_{Mn}$ . Je zde vyznačena hranice růstové teploty mezi 2D a 3D růstovými režimy. Je patrné, že maximální růstová teplota  $T_S$  v 2D režimu klesá s rostoucí nominální dotací. Hranice 2D/3D růstového režimu také výrazně závisí na přebytku As v růstové komoře, tedy poměru As:(Ga+Mn). Při vyšším přetlaku As je tedy možné zvýšit růstovou teplotu, což je vhodnější pro růst epitaxních vrstev. Při těchto podmínkách však vznikají ve vyšší míře růstové defekty  $As_{Ga}$ . Vyznačené křivky vyjadřují hranice pro následující poměry As:(Ga+Mn): 1:1 (černá), 2:1 (modrá), 3:1 (červená). V grafu jsou kroužky vyznačeny vzorky, které vykazovaly 2D růstový režim při tloušťkách větších než 50 nm. Plnými kosočtverci jsou vyznačeny vzorky, které vykazovaly přechod mezi 2D a 3D režimem při 20nm tloušťky vrstvy.

Při charakterizaci elektrických a magnetických vlastností se systematicky ukázalo, že bylo dosaženo nejlepších výsledků na vrstvách o tloušťkách 15 ÷ 25 nm. Na obrázku 4.2 je porovnání naměřených hodnot rezistivity v závislosti na teplotě  $\rho(T)$  pro vzorky s tloušťkou vrstvy  $t = 20$  nm a  $t = 50$  nm. Z výsledků měření vyplývá, že vrstva 20 nm má vyšší  $T_C$  a nižší rezistivitu oproti vrstvě s tloušťkou 50 nm se stejnými nominálními dotacemi Mn. Srovnáme-li singularity na závislostech  $d\rho/dT(T)$  je patrný jednak posun, tak i změna tvaru. Tenčí vrstva dosahuje vyšší  $T_C$  a tvar singularity je ostřejší, což znamená vyšší míru homogenity



Obrázek 4.1: Znázornění hranice růstové teploty mezi růstovými režimy 2D a 3D v závislosti na nominální koncentraci  $x_{Mn}$ . Jednotlivé křivky vyjadřují poměry As:(Ga+Mn) = 1:1(černá), 2:1(modrá), 3:1(červená) [22].



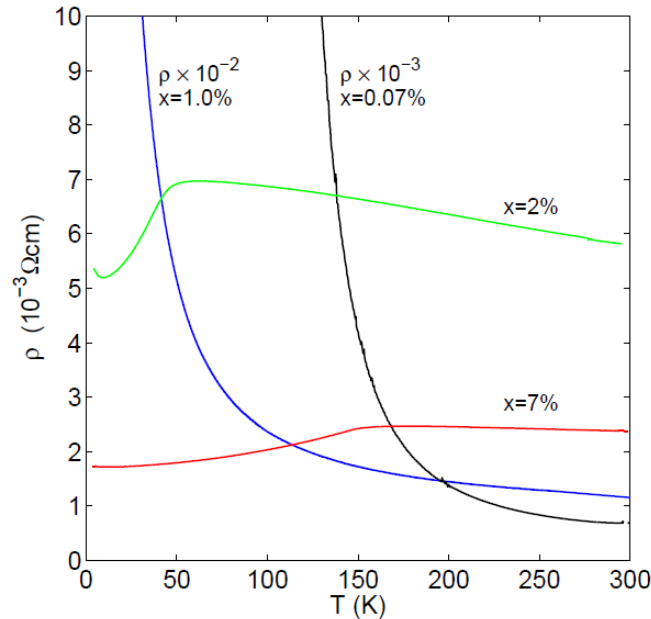
Obrázek 4.2: Porovnání změřených závislostí rezistivity  $\rho(T)$  a  $d\rho/dT(T)$  závislosti na teplotě u vrstev materiálu (Ga,Mn)As s tloušťkami 20 a 50 nm a nominální dotací  $x_{Mn} = 7\%$ .

této vrstvy. To je důsledkem faktu, že s rostoucí tloušťkou klesá účinek žíhání, viz 2.2.2. Až na výjimky jsme se tedy soustředili výhradně na vrstvy s tloušťkou do 20 nm.

#### 4.1.2 Měření na optimalizované sérii

Na základě změřeného měrného odporu můžeme materiál (Ga,Mn)As rozdělit do několika skupin. S rostoucí nominální koncentrací Mn přechází materiál od izolantu k polovodiči, pro nejvyšší koncentrace materiál vykazuje kovové chování. Tato změna vlastností je patrná z teplotních závislostí měrného odporu materiálu. Na obrázku 4.3 jsou závislosti měrného odporu čtyř vzorků s různou nominální koncentrací Mn. Málo dotované vzorky vykazují po-

lovodičové chování, s klesající teplotou odpor roste ( $x_{Mn}=0,07\%$ ,  $x_{Mn}=1\%$ ). Tyto materiály se chovají paramagneticky a jsou nevodivé při nízkých teplotách. U vzorků s vyšší nominální koncentrací Mn se s klesající teplotou odpor mění nemonotónně: nad kritickou teplotou dosahuje maxima, směrem k nižším teplotám odpor klesá. Tyto materiály při nízkých teplotách vykazují feromagnetické chování a jsou vodivé.



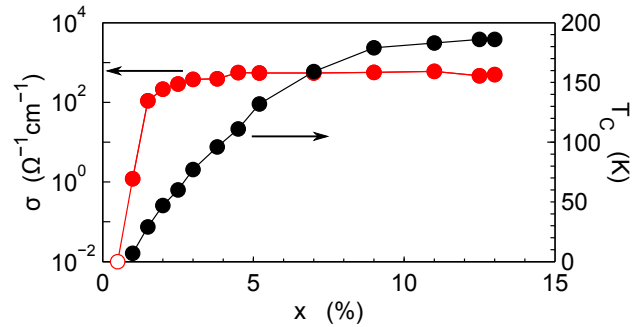
Obrázek 4.3: Závislost měrné vodivosti materiálu (Ga,Mn)As s různou nominální koncentrací  $x_{Mn}$  na teplotě. Pro nízké dotace materiál vykazuje polovodičové chování ( $x_{Mn}=0,07\%$ ,  $x_{Mn}=1\%$ ), pro vyšší dotace ( $x_{Mn}=2\%$ ,  $x_{Mn}=7\%$ ) se materiál chová jako kov. Převzato z [49].

Toto chování je patrné i na závislosti nízkoteplotní vodivosti a kritické teploty na nominální koncentraci  $x_{Mn}$ , viz obrázek 4.4. Je patrné, že vzorky vykazují feromagnetické chování ( $T_C > 0$ ) při nominálních dotacích od 1%. Zvyšujeme-li nominální dotaci, vodivost materiálu zprvu prudce roste a pro vyšší dotace je konstantní. Kritická teplota se rovnoměrně zvyšuje s rostoucí nominální dotací  $x_{Mn}$  až do hodnoty  $x_{Mn} \approx 13\%$  kdy kritická teplota již neroste. To je vlivem vlastní kompenzace materiálu, kdy není možné při růstu zabudovat větší množství substitučních Mn.

Kritickou teplotu  $T_C$  pro jednotlivé materiály jsme určili ze závislosti  $d\rho/dT(T)$ . Poloha singularity na této závislosti určuje teplotu přechodu materiálu z feromagnetického do paramagnetického stavu (viz popis v kapitole 2.3.2). Na obrázku 4.5 jsme vynesli závislosti  $d\rho/dT(T)$  jednotlivých vzorků s nominální koncentrací  $x_{Mn} = 1,5$  až 13 %. Na jednotlivých závislostech je vidět, že se jedná o kvalitní a homogenní materiály. Hodnoty  $T_C$  se pohybují v rozmezí od 25 do 186 K, pro rostoucí jmenovitou dotaci  $x_{Mn}$  roste i  $T_C$ . Číselné hodnoty pro konkrétní nominální koncentraci jsme vynesli v obrázku 4.4 a jsou také uvedeny v tabulce 4.1.

Na obrázku 4.6 je zobrazeno měření Hallova jevu při teplotě 4,2 K. Měření bylo provedeno na strukturách typu Hallovského trámečku, které byly vyrobeny optickým litografickým procesem. Na obrázku a) jsou zobrazena měření podélného odporu na několika vzorcích.

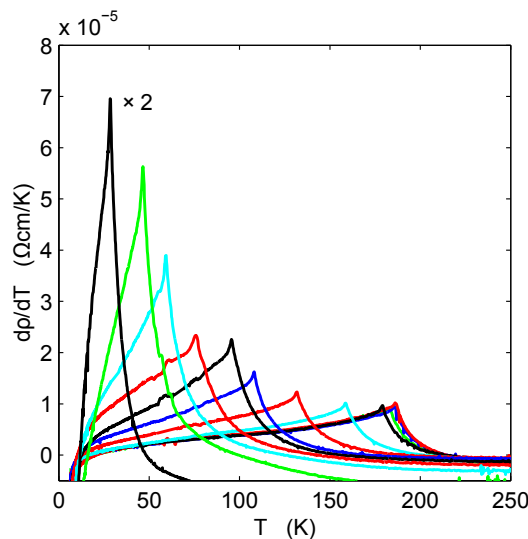




Obrázek 4.4: Závislost vodivosti při nízké teplotě 4,2 K na nominální koncentraci, na křivce je vidět strmý nárůst vodivosti pro  $x_{Mn} \sim 1,5$  % (červená). Závislost kritické teploty na nominální koncentraci (černá) [22].

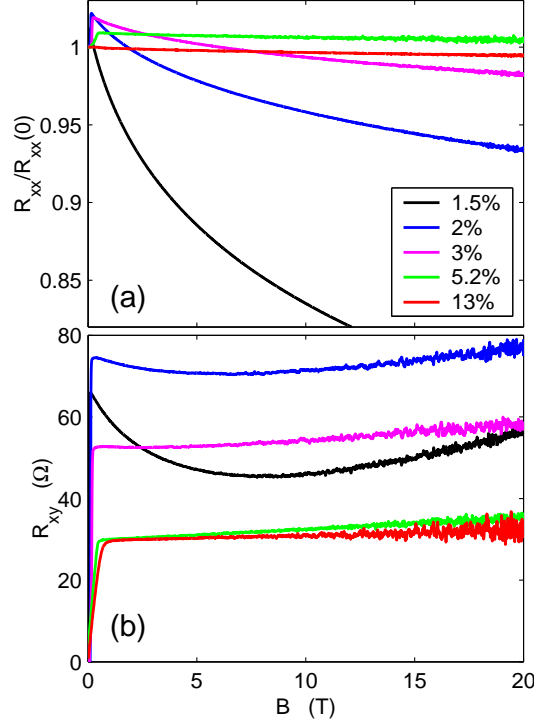
Pro přehlednost a srovnání jsou hodnoty normalizovány. Na obrázku b) je srovnání příčných (Hallovských) odporů; patrný je silný AHE pro malé magnetické pole  $B$  a zbytkový příspěvek AHE; skrze  $R_{xx}$  pro velké  $B$ . Pro určení odhadu koncentrace děr a jejich pohyblivosti je nutné nejdříve odečíst příspěvek AHE, k tomu jsme použili rovnici 2.8.

Na základě magneto-transportního měření jsme odhadli koncentraci a pohyblivost děr v materiálu (Ga,Mn)As. Na obrázku 4.7 a) je vynesena koncentrace děr v závislosti na nominální dotaci  $x_{Mn}$ . Je patrné, že koncentrace děr roste lineárně s nominální dotací až do hodnoty  $x_{Mn} \approx 5\%$ . Čárkovaná čára odpovídá závislosti  $p = x_{Mn} \cdot 2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Materiály s  $x_{Mn} \gtrsim 5\%$  mají hodnoty koncentrací děr menší než je tato závislost. Projevuje se zde vlastní kompenzace materiálu: atomy Mn se při růstu nezabudují do substitučních poloh ve zvýšené míře, ale z nich se stávají intersticiální poruchy. Na obrázku 4.7 b) je vynesena pohyblivost



Obrázek 4.5: Změřené závislosti  $d\rho/dT$  na sérii vzorků s nominální koncentrací  $x_{Mn} = 1,5$  až 13 %, které dosahují kritické teploty v rozmezí od 25 do 186 K [22].

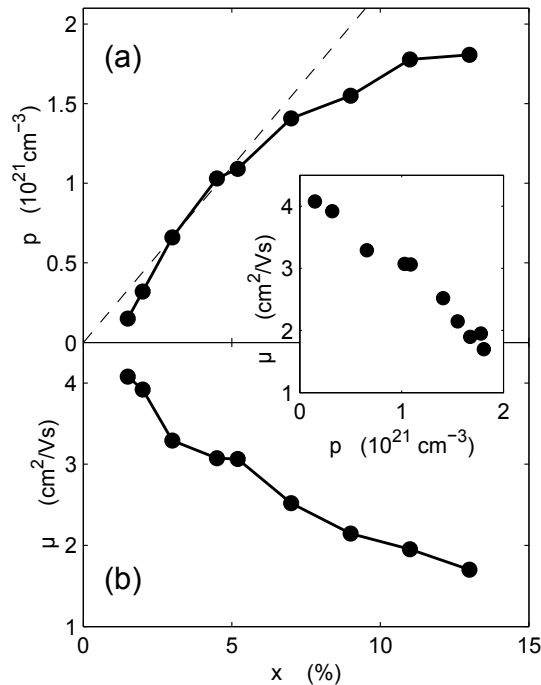
nosičů vypočtená z koncentrace děr a vodivosti materiálu. S rostoucí nominální dotací  $x_{Mn}$  pohyblivost klesá z důvodu zvyšujícího se rozptylu na příměsích (atomech Mn).



Obrázek 4.6: Magneto-transportní měření vybraných vzorků na Hallovsém trámečku. a) Normalizovaný podélný odpor na  $R_{xx}$  při  $B = 0$ . b) Hallovský (příčný) odpor s patrným příspěvkem AHE. Převzato z [22].

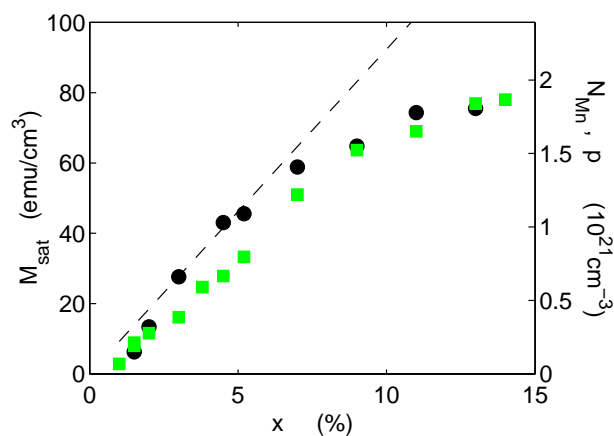
Ze změřeného saturovaného magnetického momentu  $M_{sat}$ , měřeného magnetometrem SQUID, můžeme odhadnout počet nekompensovaných substitučních atomů  $Mn_{Ga}$ , který také odpovídá počtu děr  $p$ . Závislost  $M_{sat}$  na  $x_{Mn}$  je zobrazena na obrázku 4.8 zelenými čtverečky na levé y-ose. Vezmeme-li v úvahu, že jednomu substitučnímu atomu odpovídá magnetický moment  $4,5\mu_B$ , pak můžeme hustotu saturovaného momentu přepočítat na hustotu substitučních atomů, vynesenu na pravé y-ose. Závislost vynesena černými kroužky zobrazuje koncentraci děr z Hallova měření a koncentrací substitučních atomů  $Mn_{Ga}$  získané měření magnetizace jsou v dobré shodě. To znamená, že materiál po vyžhání již neobsahuje kompenzující atomy  $Mn_{Int}$ , jinak by počet děr musel být výrazně nižší, než počet magneticky nekompensovaných substitučních Mn. Čárkovanou čarou je vyznačen případ, kdy počet nekompensovaných substitučních atomů  $Mn_{Ga}$  by odpovídal nominální dotaci.

Z obrázku 4.7 a) a 4.8 je zřejmé, že vzorky s  $x_{Mn} \gtrsim 7\%$  obsahují po vyžhání zřetelně méně Mn, než odpovídá množství atomů Mn dodaných během růstu. Chybějící množství odpovídá atomům Mn, které se během růstu zabudovaly do intersticiálních poloh a během žhání vydifundovaly z krystalové mříže. Je zřejmé, že s rostoucí nominální dotací  $x_{Mn}$  se zvyšuje podíl intersticiálně zabudovaných Mn. To lze vysvětlit tendencí materiálu k nábojové samokompenzaci během růstu — při příliš velkém počtu příměsí jednoho druhu (v tomto případě akceptorů  $Mn_{Ga}$ ) začínají být příměsí opačného typu (donorové intersticiální  $Mn_{Int}$ ) energeticky výhodnější. Z obrázku 4.7 a) a 4.8 je také zřejmé, že při maximálních použitých dotacích  $x_{Mn} = 13\%$  a  $14\%$  je množství nekompenzovaného, substitučně zabudovaného Mn pouze  $\sim 8,4\%$ . Vrstvy s vyšší koncentrací  $Mn_{Ga}$  se zatím připravit nepodařilo; vzorky s nominální koncentrací  $x_{Mn} \gtrsim 14\%$  mají tendenci k hrubnutí povrchu a jejich parametry ( $T_C$ ,  $p$ ,  $\sigma$ ) jsou výrazně horší.

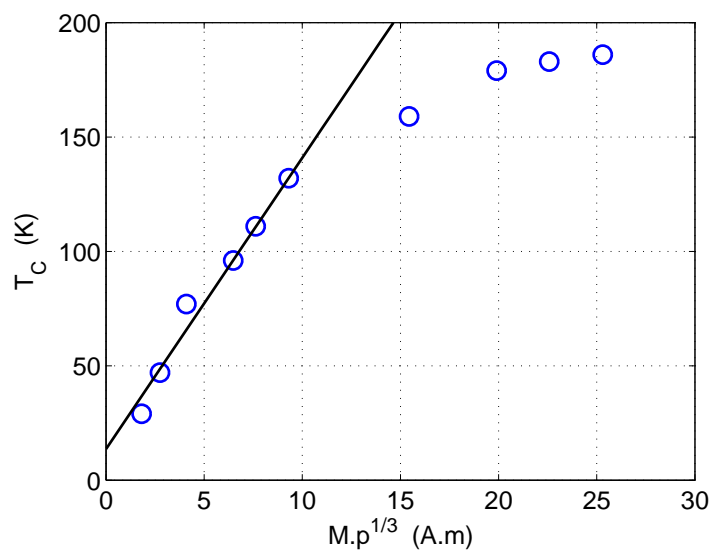


Obrázek 4.7: a) Koncentrace děr při 4,2 K odvozená z magnetotransportního měření. b) Pohyblivost nosičů (děr) při teplotě 4,2 K. Vložený obrázek je závislost pohyblivosti nosičů na koncentraci [22].

Nejčastěji citovaná teorie itinerantního feromagnetismu v  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  [14] předpovídá, že kritická teplota  $T_C$  by měla růst zhruba podle vztahu  $T_C \sim Mp^{1/3}$ . Na obrázku 4.9 jsou změřené hodnoty  $T_C$  vyneseny proti změřeným hodnotám  $Mp^{1/3}$ . Je zřejmé, že toto platí jen pro část optimálně připravených vzorků s nominální dotací  $x_{Mn} \lesssim 5\%$ . Pro vyšší dotace je závislost sublineární, což znamená, že některé předpoklady teorie [14] pravděpodobně nejsou splněny.



Obrázek 4.8: Závislost saturovaného magnetického momentu  $M_{sat}$  na nominální koncentraci  $x_{Mn}$  (zelené čtverečky - levá y-osa), vyjádřená také jako počet magneticky nekompenzovaných substitučních atomů  $N_{Mn}$  (pravá osa). Černé body vyjadřují koncentraci děr (pravá osa), viz také obrázek 4.7. Převzato z [22].



Obrázek 4.9: Závislost změřené kritické teploty  $T_C$  na  $M.p^{1/3}$ .

vzorek	$x$ (%)	$d$ (nm)	$T_C$ (K)	$\sigma$ při 300 K ( $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ )	$\sigma$ při 4,2 K ( $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ )	$p$ při 4,2 K ( $\times 10^{21}\text{cm}^{-3}$ )	$M_{sat}$ ( $\times 10^{-3}\text{Am}^{-1}$ )
E047	0.04	100	0	11	0	0	0
F031	0.1	100	0	37	0	0	0
F029	0.5	100	0	30	0	0	0
F033	1.0	100	7	82	1	-	2.8
F014	1.5	100	25	128	40	-	8.0
F010	1.5	20	29	156	98	0.43	8.9
F008	2.0	20	47	200	201	0.68	11.6
F007	2.5	20	60	233	291	-	11.5
F002	3.0	20	77	277	348	0.82	16.2
F016	3.8	20	96	286	401	0.92	24.7
E101	4.5	19	111	386	507	1.05	27.8
F020	5.2	20	132	395	535	1.11	33.3
E115	7.0	20	159	427	568	1.41	51.0
D071	7.0	50	150	400	552	-	47.4
E122	9.0	20	179	414	533	1.55	63.7
E094	11.0	20	183	464	556	1.78	69.0
E079	12.5	20	186	388	464	-	79.1
F055	13.0	20	186	405	492	1.81	76.9
E077	13.0	15	188	379	477	-	-
F056	14.0	20	182	386	509	-	78.1

Tabulka 4.1: Tabulka vlastností vzorků připravených optimalizovanou metodou MBE. Převzato z [22].

## 4.2 Série kompenzovaných vzorků

V této kapitole se budeme zabývat sérií vzorků z materiálu (Ga,Mn)As kompenzovaného pomocí záměrně zvýšeného množství defektů  $As_{Ga}$ , viz kapitola 2.2.1. Zvyšováním množství těchto defektů můžeme snížit celkovou koncentraci děr v materiálu. Předpokládáme tak snazší dosažení hradlového efektu vyprázdnění a akumulace nosičů. Nominální tloušťka takto připravených epitaxních vrstev je 20 nm, nominální dotace všech vzorků je  $x_{Mn} = 6 \%$ .

### 4.2.1 Kritická teplota, vodivost a mag. moment kompenzovaného materiálu

V tabulce 4.2 uvádíme přehled jednotlivých materiálů, seřazených podle hodnoty nominální kompenzace, kterou definujeme jako poměr nominálních toků atomárních svazků při růstu:

$$k_{As} = \frac{\phi_{As}}{\phi_{Ga} + \phi_{Mn}} \quad (4.1)$$

kde  $\phi_{As}$ ,  $\phi_{Ga}$  a  $\phi_{Mn}$  jsou toky atomárních svazků As, Ga a Mn. Poměr 1:1, tedy  $k_{As} = 1,0$  odpovídá optimálnímu růstu materiálu. Opačný extrém je silně kompenzovaný materiál s poměrem 7:1. Jednotlivé vzorky byly žíhány při teplotě 200°C na vzduchu. Žíhání bylo provedeno postupně po různě dlouhou dobu pro dosažení maximální hodnoty  $T_C$ . V tabulce 4.2 uvádíme výsledky měření v magnetometru (sloupec SQUID), a měření vodivosti (sloupec Vodivost)

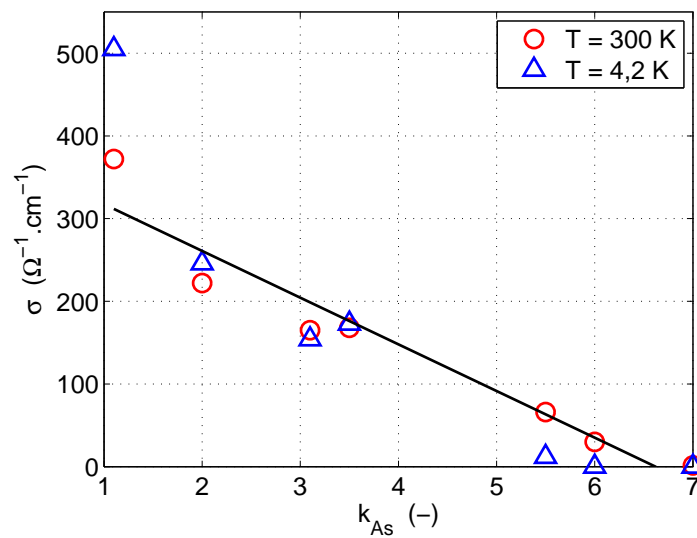
Pro všechny materiály je patrné zvýšení  $T_C$  po vyžíhání. Saturovaný magnetický moment se po vyžíhání zvýšil u všech vzorků s výjimkou vzorku s nejvyšší nominální kompenzací. Podobný trend vykazovala měrná vodivost, jejíž závislost na nominální kompenzací je vynesena na obrázku 4.10.

Materiál	nom. komp.	SQUID				Vodivost	
		bez žíhání		po žíhání		po žíhání	
	$k_{As}$ (-)	$T_C$ (K)	$M_{sat}$ ( $\times 10^{-9}$ Am <sup>2</sup> )	$T_C$ (K)	$M_{sat}$ ( $\times 10^{-9}$ Am <sup>2</sup> )	$\sigma_{300K}$ ( $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ )	$\sigma_{4,2K}$ ( $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ )
F120	1,1	65	8,72	155	12,5	372	505
G007	2	47	7,26	130	12,7	222	246
G010	3,1	39	6,22	115	14,1	165	154
G012	3,5	38	6,70	119	12,2	168	173
G063	5,5	14	3,90	75	12,0	66	12
G062	6	15	3,30	42	8,55	30	-
G018	7	18	1,10	25	0,88	2	-

Tabulka 4.2: Změřené hodnoty kritické teploty, saturovaného magnetického momentu a vodivosti v závislosti na nominální kompenzací  $k_{As}$  materiálu (Ga,Mn)As s nominální koncentrací  $x_{Mn} = 6 \%$  pro stav před a po žíhání.

Z naměřených dat je patrné, že v kompenzovaných vzorcích ( $k_{As} \geq 2$ ) vodivost lineárně klesá s nominální kompenzací, přičemž vzorky s nominální kompenzací  $k_{As} > 6$  jsou už nevodivé. Předpokládáme-li, že v optimálně připravených vzorcích s  $x_{Mn} = 6 \%$  je, v souladu s obrázkem 4.7 a) a 4.8, skutečně  $\sim 6 \%$  substitučních  $Mn_{Ga}$ , je zřejmé, že přetlak As toku při  $k_{As} = 6$  způsobí zabudování zhruba 3 %  $As_{Ga}$ .

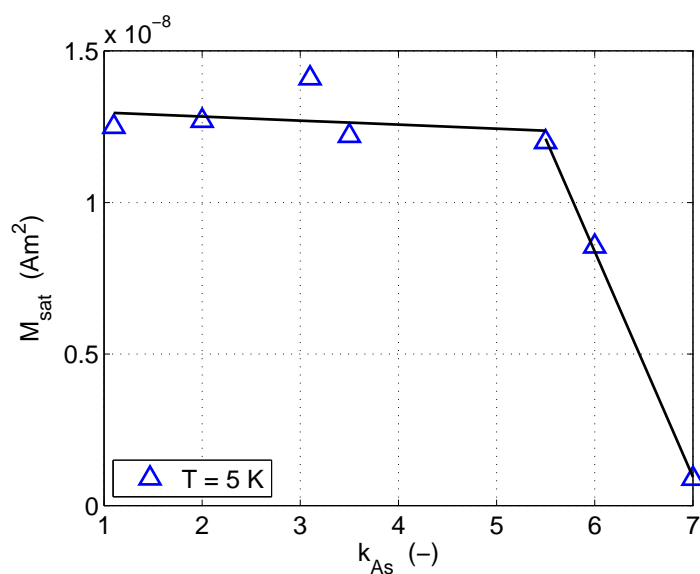
Z naměřených dat saturovaného magnetického momentu je patrné (viz obrázek 4.11), že pro rostoucí  $k_{As}$  je magnetický moment přibližně konstantní až do hodnoty nominální kompenzace  $k_{As} = 5,5:1$ . Pro vyšší nominální kompenzaci nastává výrazný pokles magnetického momentu. To lze vysvětlit následujícím způsobem: zvyšujeme-li koncentraci poruch typu  $As_{Ga}$  dochází ke snížení koncentrace děr — kompenzaci  $Mn_{Ga}$ . Do určité hodnoty je koncentrace děr dostatečná na to aby díry zprostředkovaly interakci mezi jednotlivými atomy Mn. Klesne-li koncentrace děr pod jistou mez interakce je příliš slabá a princip itinerantního magnetismu přestává působit. Celkový magnetický moment tedy závisí na koncentraci nekompenzovaných substitučních atomů Mn a na počtu děr, které mezi nimi zprostředkovávají magnetickou interakci.



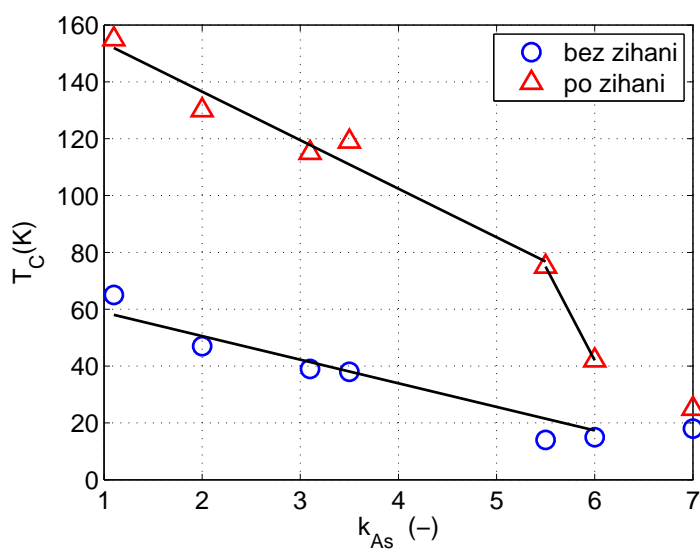
Obrázek 4.10: Naměřené hodnoty měrné vodivosti série vzorků kompenzovaného (Ga,Mn)As s nominální koncentrací  $x_{Mn} = 6 \%$  v závislosti na nominální kompenzaci  $k_{As}$ . Naměřená data jsou zobrazena pro nízké teploty při 4,2 K ( $\Delta$  - modrá) a pro pokojovou teplotu (o - červená).

Na rozdíl od celkového magnetického momentu závislost kritické teploty na míře kompenzace (obrázek 4.12) ukazuje klesající trend pro všechny hodnoty kompenzace. Pro vzorky s nominální kompenzací  $k_{As} > 5,5$  je však pokles zřetelně rychlejší, zejména v případě žíhaných vzorků.

Z obrázků 4.11 a 4.12 je zřejmé, že i kompenzovaný materiál až do hodnoty  $k_{As} > 5,5$  zachovává v podstatě plný magnetický moment optimálně připraveného materiálu i přes podstatnou redukci koncentrace děr. To je na jednu stranu nadějně, protože nižší koncentraci nosičů bude možné účinněji ovlivňovat napětím hradla. Na druhou stranu to však znamená, že přinejmenším některé magnetické vlastnosti materiálu jsou velmi robustní a na změnu koncentrace děr budou reagovat málo.



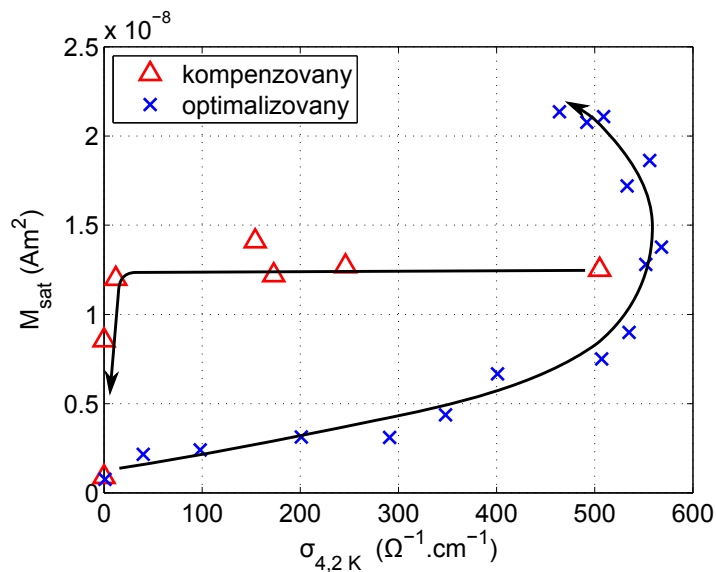
Obrázek 4.11: Saturovaný magnetický moment kompenzovaného (Ga,Mn)As v závislosti na nominální kompenzaci, měření pomocí magnetometru (SQUID).



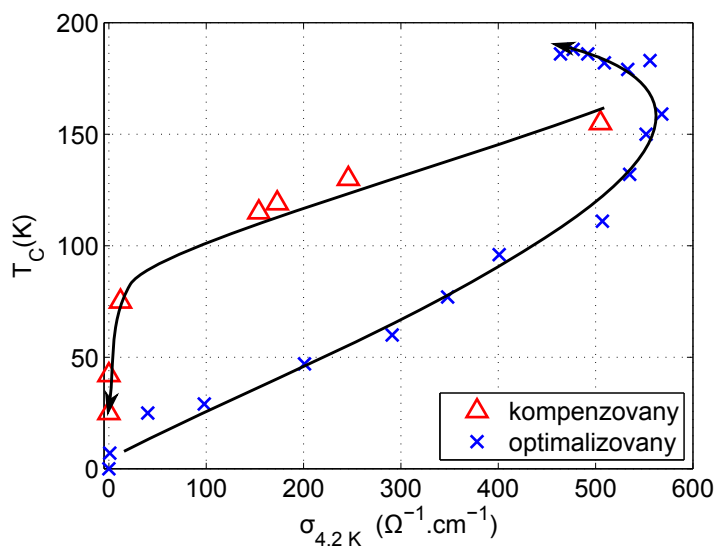
Obrázek 4.12: Kritická teplota kompenzovaného (Ga,Mn)As s nominální hodnotou  $x_{\text{Mn}} = 6\%$  v závislosti na nominální kompenzaci. Hodnoty určené z transportních měření před žiháním - (o), a po tepelném žihání - ( $\Delta$ ).



Pro ilustraci rozdílu mezi kompenzovanými a optimálně připravenými vzorky jsme jejich magnetické vlastnosti — saturovaný magnetický moment a kritickou teplotu vynesli do grafu s parametrem vodivosti (měřené za nízké teploty 4,2 K) na ose x, viz obrázek 4.13 a 4.14. Je vidět, že v tomto fázovém prostoru obě série vyplňují výrazně odlišné oblasti, jejich jediným společným bodem je vzorek s nominální dotací  $x_{Mn} = 6 \%$  a nominální kompenzací 1:1. Charakteristický tvar obou oblastí, v obrázcích zvýrazněny proloženou křivkou, umožňuje odhadnout, jaké parametry ( $M_{sat}$ ,  $T_C$ ,  $\sigma_{4,2 K}$ ) by měly vzorky s jinou úrovní nominální dotace (při vybrané kompenzaci), či jiným stupněm (při vybrané dotaci).



Obrázek 4.13: Zobrazení série optimálně připravených vzorků ( $\times$ ) a série kompenzovaných vzorků ( $\triangle$ ) v rovině ( $\sigma_{4,2K}$ ;  $M_{sat}$ ). V sérii optimálně připravených vzorků roste nominální dotace  $x_{Mn}$  ve směru šipky od 1,5 do 14 %. V sérii kompenzovaných vzorků je nominální dotace,  $x_{Mn} = 6$  %, a ve směru šipky roste nominální kompenzace  $k_{As}$  od 1:1 do 7:1.



Obrázek 4.14: Zobrazení série optimálně připravených vzorků ( $\times$ ) a série kompenzovaných vzorků ( $\triangle$ ) v rovině ( $\sigma_{4,2K}$ ;  $T_C$ ). Ve shodě s obrázkem 4.13 v sérii optimálně připravených vzorků nominální dotace  $x_{Mn}$  roste ve směru šipky od 1,5 do 14 %, v sérii kompenzovaných vzorků roste nominální kompenzace  $k_{As}$  ve směru šipky od 1:1 do 7:1.

### 4.2.2 Magnetická anizotropie v ploše vrstvy

Magnetickou anizotropii feromagnetického materiálu v ploše tenké vrstvy materiálu lze popsat pomocí anizotropních konstant  $K_{cu}$ ,  $K_{un}$  a úhlu  $\varphi_M$ , viz popis v kapitole 2.3.1. Tyto konstanty lze určit na základě rovnic 2.5 a 2.6 z experimentálních měření hysterezních smyček.

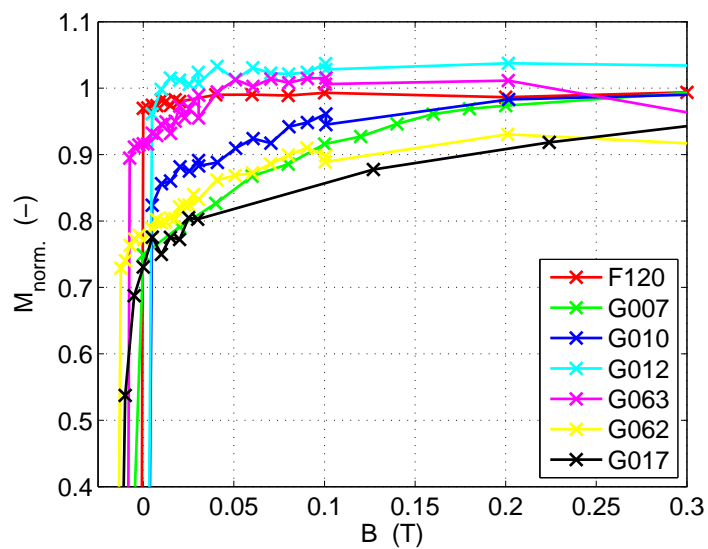
Části změřených hysterezních smyček jsou zobrazeny na obrázku 4.15 a 4.16. Pro srovnání tvaru jsou normovány na hodnotu magnetického momentu  $M_{sat}$ . Ve tvaru hysterezních smyček měřených ve směru  $[1\bar{1}0]$  lze pozorovat následující vývoj chování: pro vzorek F120 ( $k_{As} = 1,1:1$ ) se magnetický moment mění skokem, kdežto u vzorku G017 ( $k_{As} = 7:1$ ) lze pozorovat pozvolnou změnu magnetického momentu s rostoucím magnetickým polem.

Na obrázcích 4.17 a 4.18 jsou vyneseny stejné hysterezní smyčky, ale jsou normovány na saturovaný magnetický moment vzorku F120. Zde je patrný trend poklesu  $M_{sat}$  pro vzorky s rostoucí nominální kompenzací. Změřené hodnoty  $M_{sat}$  uvádíme v tabulce 4.3.

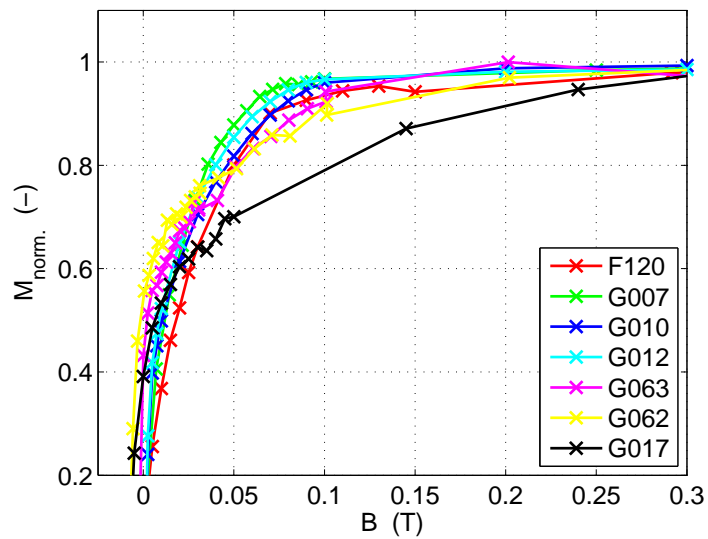
V tabulce 4.3 jsou shrnuty mikromagnetické parametry určené pomocí rovnice 2.5 pro několik vybraných optimalizovaných vzorků (horní část) a sérii kompenzovaných vzorků (dolní část) materiálu (Ga,Mn)As. Jsou zde uvedeny vypočtené anizotropní konstanty  $K_{cu}$ ,  $K_{un}$  a úhel  $\varphi_M$  z hysterezních smyček měřených při teplotě  $T = 5$  K.

Materiál	$x_{Mn}$ (%)	As:(Mn+Ga) (-)	$M_{sat}$ ( $\times 10^{-9}$ Am <sup>2</sup> )	$K_{cu}$ (mT)	$K_{un}$ (mT)	$\varphi_M$ (°)
E101	4,5	1:1	6,3	55,4	24,4	26,1
F020	5	1:1	8,5	31,3	22,2	19,5
F120	6	1,1:1	12,5	16,2	24,6	5,8
E115	7	1:1	13,1	9,5	24,9	2,4
E122	9	1:1	17,2	2,5	27,0	0,8
F120	6	1,1:1	12,5	16,2	24,6	4,5
G007	6	2:1	12,7	16,7	19,4	5,7
G010	6	3,1:1	14,1	23,5	24,2	9,7
G012	6	3,5:1	12,2	19,7	18,4	14,1
G063	6	5,5:1	12,0	94,1	16,2	26,3
G062	6	6:1	8,6	172,2	7,4	31,5
G017	6	7:1	0,9	226,6	31,7	33,2

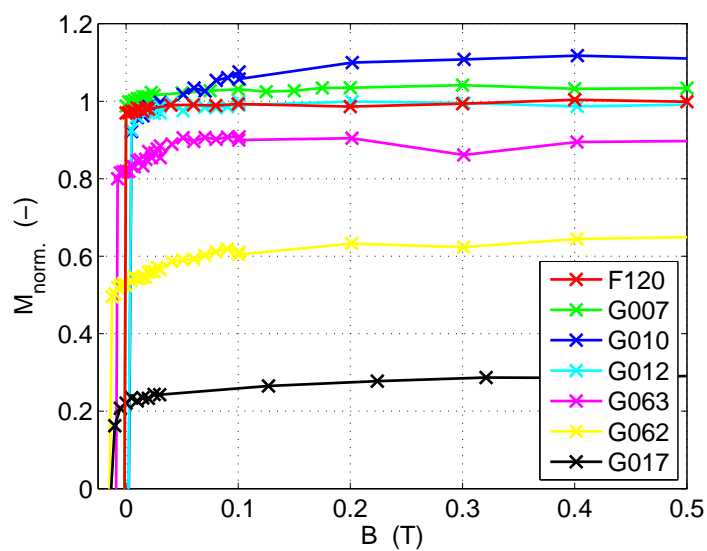
Tabulka 4.3: Hodnoty mikromagnetických parametrů u vybraných optimalizovaných a kompenzovaných materiálů (Ga,Mn)As.



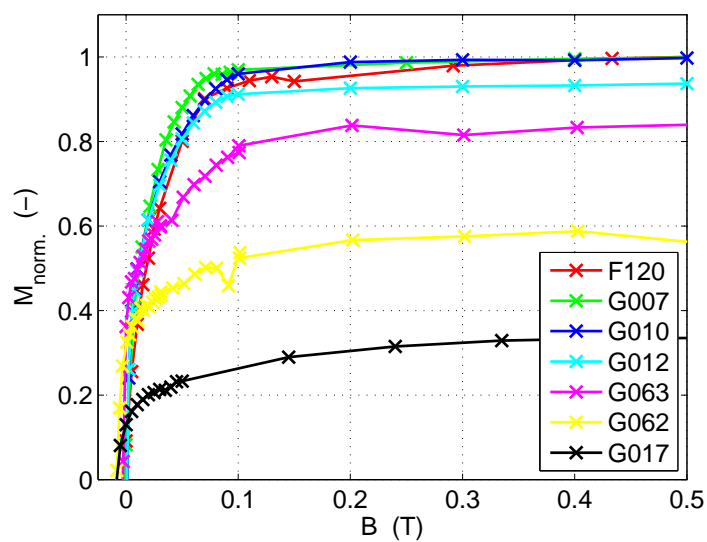
Obrázek 4.15: Změřené hysterezní smyčky ve směru  $[1\bar{1}0]$ . Normováno na hodnotu magnetického momentu  $M_{\text{sat}}$  pro  $B = 1\text{T}$ .



Obrázek 4.16: Změřené hysterezní smyčky ve směru  $[110]$ . Normováno na hodnotu magnetického momentu  $M_{\text{sat}}$  pro  $B = 1\text{T}$ .



Obrázek 4.17: Změřené hysterezní smyčky ve směru  $[1\bar{1}0]$ , normované na hodnotu  $M_{\text{sat}}$  vzorku F120.



Obrázek 4.18: Změřené hysterezní smyčky ve směru  $[110]$ , normované na hodnotu  $M_{\text{sat}}$  vzorku F120.

Závislosti anizotropních konstant  $K_{cu}$  a  $K_{un}$  na nominální dotaci  $x_{Mn}$  pro materiály připravené optimalizovanou metodou MBE jsou vyneseny na obrázku 4.19. Kubická složka  $K_{cu}$  klesá s rostoucí nominální dotací  $x_{Mn}$ , tedy s rostoucí koncentrací děr. Uniaxiální složka  $K_{un}$  je téměř nezávislá na  $x_{Mn}$ . Tyto experimentální výsledky se shodují s odhadem konstant  $K_{cu}$  a  $K_{un}$ , který byl proveden optickou metodou (pump & probe), details zle nalézt v [50].

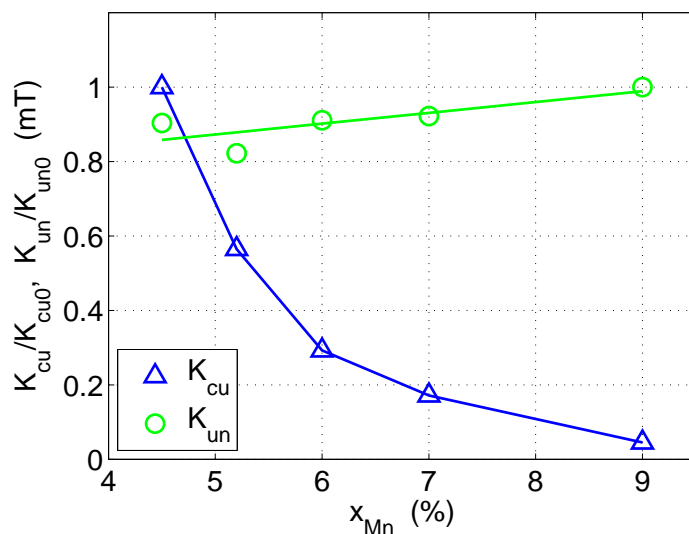
Na obrázku 4.20 jsou vyneseny hodnoty konstant  $K_{cu}$  a  $K_{un}$  pro kompenzované materiály. Na ose x uvádíme nominální kompenzaci v obráceném sledu, tak aby představovala růst koncentrace děr, kde s klesající hodnotou nominální kompenzace roste koncentrace nosičů. Pak je zřejmý klesající trend kubické konstanty  $K_{cu}$  a je v souladu s měřením na optimalizované řadě vzorků, kde s rostoucí koncentrací děr hodnota kubické konstanty  $K_{cu}$  klesá. Uniaxiální konstanta  $K_{un}$  u kompenzovaného materiálu roste s rostoucí koncentrací děr. Vypočtená hodnota konstanty  $K_{un}$  pro materiál G017 je mimo trend, zřejmě je zatížena velkou chybou, tato hodnota by měla být menší než u vzorku G062. Předpokládáme, že chyba je způsobena tím, že část Mn atomů se vlivem silné kompenzace neúčastní magnetické interakce. Při měření magnetického momentu, s rostoucím vnějším magnetickým polem se tyto atomy postupně polarizují. To se projeví nárůstem magnetického momentu, což napodobuje stáčení magnetizace do neshodného směru a vede k nadhodnocení anizotropní konstanty.

Směr natočení magnetického momentu  $\mathbf{M}$  k ose  $[1\bar{1}0]$ , který vyjadřuje úhel  $\varphi_M$ , jsme vypočetli z rovnice 2.6, kde momenty  $M_0 [1\bar{1}0]$  a  $M_0 [110]$  jsme odečetli z hysterezních smyček pro  $B = 0$  T. Poloha magnetizace vzhledem ke krystalografickým osám, tedy úhel  $\varphi_M$  a momenty  $M_0$  jsou vyznačeny na obrázku 2.8.

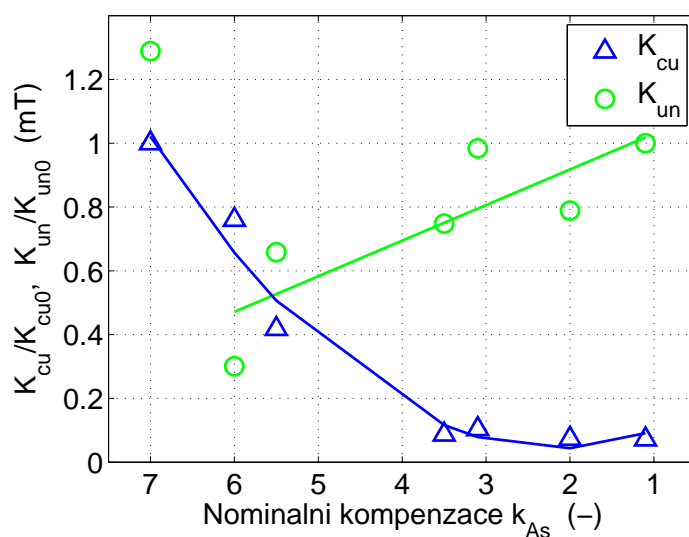
Pro materiály s vyšší nominální koncentrací  $x_{Mn} \geq 6\%$  pozorujeme snadnou osu ve směru  $[1\bar{1}0]$ . Z vypočtených hodnot  $\varphi_M$  uvedených v tabulce 4.3 je vidět, že tento předpoklad platí pro materiály s vyšší nominální dotací ( $x_{Mn} \geq 6\%$ ), viz obrázek 4.21. Dále je možné pozorovat následující trend: s klesající nominální koncentrací  $x_{Mn}$  se u materiálů projevuje postupně sílící kubická složka magnetické anizotropie. Materiál E122 ( $x_{Mn} = 9\%$ ) vykazuje jednoznačně uniaxiální chování magnetizace, kdežto pro materiál E101 ( $x_{Mn} = 4,5\%$ ) je úhel  $\varphi_M = 26,1^\circ$  a tedy vykazuje částečně kubické chování.

Pro kompenzované materiály s rostoucí nominální kompenzací úhel  $\varphi_M$  roste, materiál se tedy chová více kubicky. Na obrázku 4.22 je vidět lineární trend změny úhlu  $\varphi_M$  s rostoucí kompenzací.

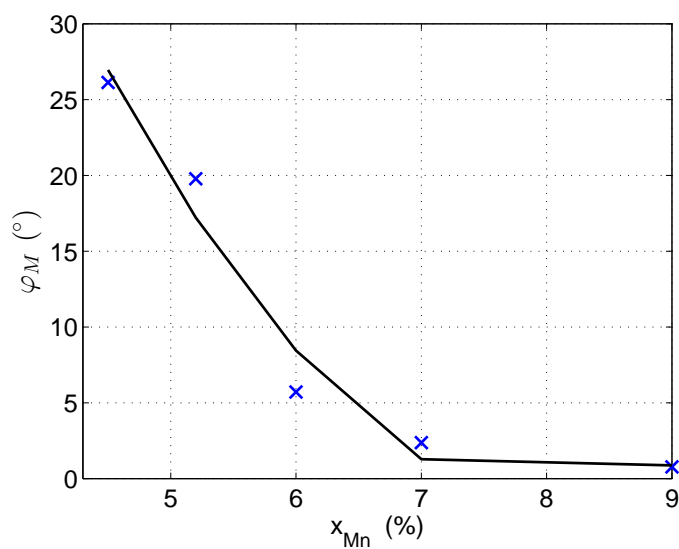
Anizotropii magnetického momentu lze kontrolovat jak změnou nominální koncentrace ( $K_{cu}$  a  $K_{un}$  současně), tak kompenzací (hlavně  $K_{cu}$ ). Záměrnou kombinací těchto parametrů při přípravě je možné vytvářet materiál s požadovanými anizotropními vlastnostmi.



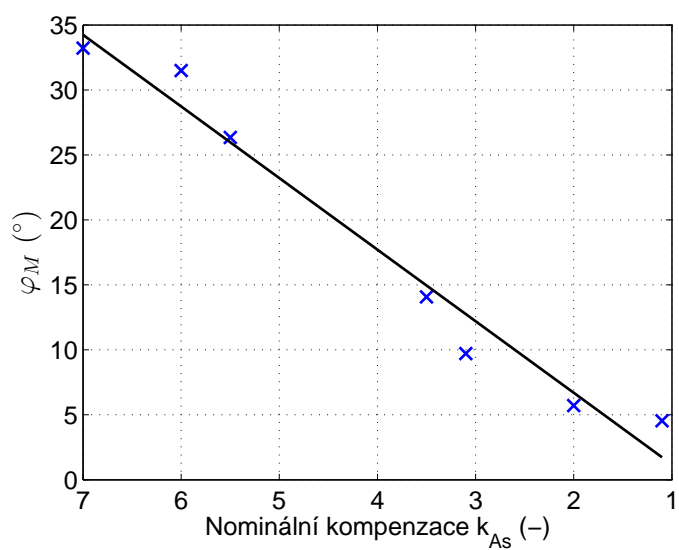
Obrázek 4.19: Normované hodnoty anizotropních konstant magnetického momentu pro vzorky připravené optimalizovanou metodou MBE. Závislost  $K_{cu}(x_{Mn})$  je normována hodnotou  $K_{cu0} = 55,4$  mT, pro  $x_{Mn} = 4,5$  %, závislost  $K_{un}(x_{Mn})$  je normována na hodnotu  $K_{un0} = 27$  mT, pro  $x_{Mn} = 9$  %.



Obrázek 4.20: Anizotropní konstanty  $K_{cu}$  a  $K_{un}$  magnetického momentu v závislosti na  $k_{As}$  kompenzovaných vzorků. Závislost  $K_{cu}(k_{As})$  je normována na hodnotu  $K_{cu0} = 226,6$  mT, hodnota pro materiál G017, závislost  $K_{un}(k_{As})$  jsme normovali na hodnotu pro materiál F120,  $K_{un0} = 24,6$  mT.



Obrázek 4.21: Úhel  $\varphi_M$  v závislosti na nominální dotaci pro optimálně připravené materiály (Ga,Mn)As.



Obrázek 4.22: Závislost úhlu  $\varphi_M$  na nominální kompenzaci materiálu (Ga,Mn)As.



### 4.2.3 Magnetická anizotropie v kolmém směru na vrstvu

Složka uniaxiální anizotropie v kolmém směru na vrstvu je dána především vlivem mechanického napětí v krystalu a koncentrace děr, jak bylo popsáno v kapitole 2.3.1. Velikost napětí určuje rozdíl mřížkové konstanty substrátu a epitaxní vrstvy (Ga,Mn)As. Mřížkovou konstantu epitaxní vrstvy (Ga,Mn)As určuje nominální dotace  $x_{Mn}$ . V této podkapitole se zaměříme na vývoj této anizotropie v závislosti na změně nominální kompenzace  $k_{As}$ .

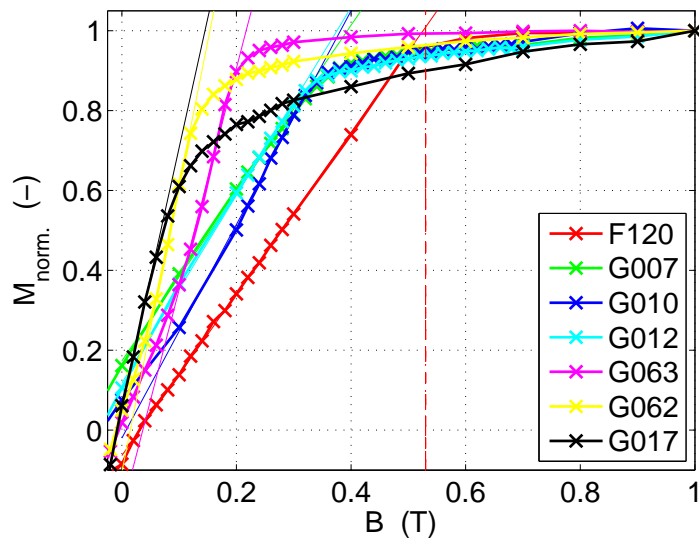
Změřili jsme hysterezní smyčky ve směru krystalografické osy [001] pro sérii kompenzovaných materiálů, které jsou vyneseny na obrázku 4.23, kde byl jednotným způsobem odečten příspěvek diamagnetického substrátu. Z tvaru hysterezních smyček je patrný vliv rostoucí nominální kompenzace.

Z normovaných hysterezních smyček je vidět, že přiložené pole potřebné pro otočení magnetizace do směru tohoto pole klesá s rostoucí kompenzací. Toto chování lze vyjádřit anizotropní konstantou  $K_{un}^{out}$ , kterou jsme určili odečtem hodnoty  $\mu_0 H_{sat}$  z hysterezní smyčky (vyznačeno na obrázku 4.23 pro vzorek F120) a výpočtem podle rovnice 2.4. Vypočtené hodnoty  $K_{un}^{out}$  jsou uvedeny v tabulce 4.4 a jsou také vyneseny v závislosti na nominální kompenzací v obrázku 4.24. Je zde vidět lineární trend. Pro nejvíce kompenzovaný vzorek (G017) hodnota  $K_{un}^{out}$  klesla na  $\sim 30\%$  hodnoty nejméně kompenzovaného vzorku (F120).

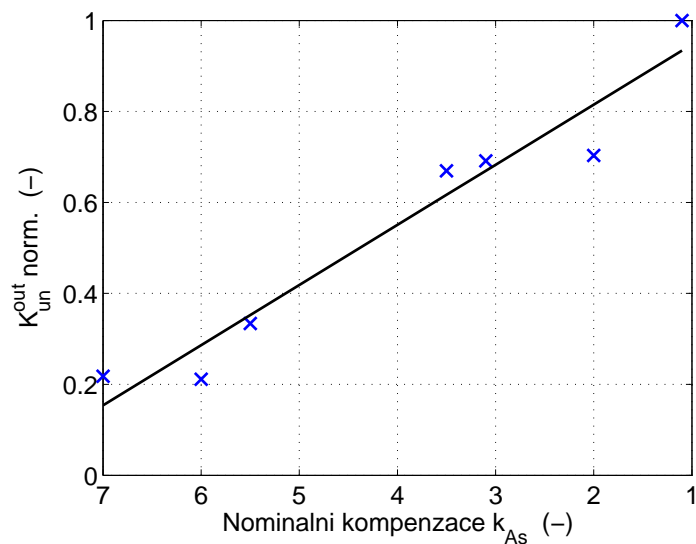
Podobné chování magnetické anizotropie na materiálu (Ga,Mn)As bylo popsáno také v [51], materiál (Ga,Mn)As byl hydrogenizován a tím bylo dosaženo snížení koncentrace děr. Uniaxiální anizotropie v kolmém směru na vrstvu je zde vyjádřena vztahem:  $K_{un}^{out} \propto \varepsilon_{xx} \cdot p$ , kde  $\varepsilon_{xx}$  je mechanické pnutí vrstvy a  $p$  je koncentrace děr.

Materiál	$x_{Mn}$ (%)	As:(Mn+Ga) (-)	$M_S^{[001]}$ ( $\times 10^3$ A/m)	$\mu_0 H_{sat}$ (mT)	$K_{un}^{out}$ (mT)
F120	6	1,1:1	31,2	530	245
G007	6	2:1	35,6	390	172
G010	6	3,1:1	32,3	380	170
G012	6	3,5:1	36,9	375	164
G063	6	5,5:1	40,7	215	82
G062	6	6:1	32,9	145	52
G017	6	7:1	22,3	135	53

Tabulka 4.4: Hodnoty mikromagnetických parametrů u kompenzovaných vzorků materiálu (Ga,Mn)As měřených ve směru kolmém na vrstvu materiálu.



Obrázek 4.23: Porovnání hysterezních smyček ve směru [001] kolmém na vrstvu. Normováno na hodnotu magnetického momentu  $M_{sat}$  pro  $B = 1$  T. Jsou vyznačeny tečny pro odečtení hodnot  $\mu_0 H_{sat}$ .



Obrázek 4.24: Normalizovaná anizotropní konstanta  $K_{un}^{out}$  ve směru kolmém na vrstvu. Normalizováno pro hodnotu nominální kompenzace 1,1 pro  $K_{un}^{out} = 245$  mT.

#### 4.2.4 Měření anomálního Hallova jevu na kompenzovaném (Ga,Mn)As

Pro určení koncentrace a pohyblivosti děr v materiálu (Ga,Mn)As jsme provedli magneto-transportní měření na hallovských trámečkách. Metoda měření byla popsána v kapitole 2.3.2. U tohoto typu měření se na feromagnetickém materiálu projeví jak klasický Hallův jev, tak i anomální Hallův jev. Pro tyto účely jsme vyrobili sérii hallovských trámeček z kompenzovaného materiálu (Ga,Mn)As. Technologie výroby byla popsána v kapitole 2.5.2. Použili jsme hallovské trámečky se šířkou 40  $\mu\text{m}$ , roztečí napěťových sond 80  $\mu\text{m}$  a s nominální tloušťkou epitaxní vrstvy 20 nm, ale bez vrchního hradla.

Jednotlivé struktury byly měřeny za nízkých teplot  $T = 5 \text{ K}$  v magnetickém poli do  $\pm 22 \text{ T}$ . Měření bylo provedeno v laboratořích Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, Grenoble. Použili jsme nízkofrekvenční střídavou metodu s lock-in zesilovači pro měření podélného a příčného odporu. Při měření byly nastaveny tyto parametry: frekvence měřícího signálu  $f = 10,6 \text{ Hz}$ , amplituda měřícího proudu  $I = 1 \mu\text{A}$ .

Na obrázku 4.25 je zobrazeno měření podélného odporu na jednotlivých kompenzovaných materiálech, pro přehlednost jsou jednotlivá měření normována (pro  $R_{xx}(B=0 \text{ T})$ ). Z měření je patrné, že s rostoucí kompenzací je negativní magnetorezistence větší. To odpovídá také měření na předchozí optimalizované sérii, kde změna odporu roste s klesající nominální dotací.

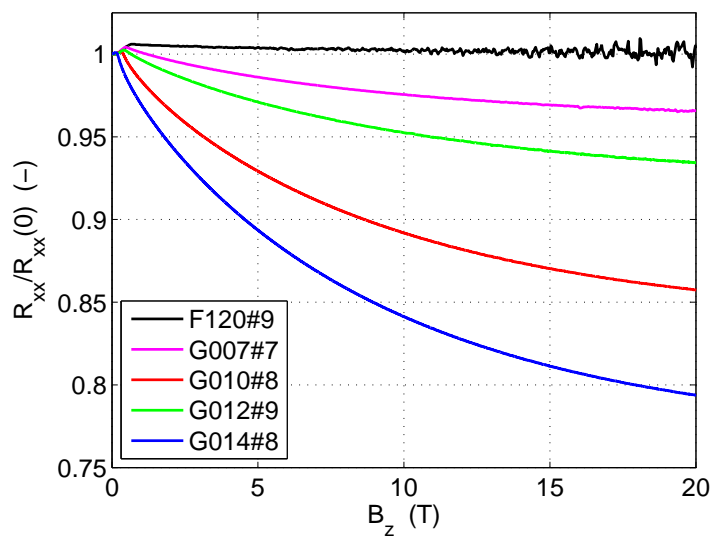
Na obrázku 4.26 jsou zobrazená měření příčného Hallovského odporu. Měření vykazuje příspěvek anomálního Hallova jevu, kde se ke klasickému Hallovu jevu přičítá část podélného odporu. Toto chování je možné vyjádřit rovnicí 2.8. Z jednotlivých měření vyplývá, že pro materiály s větší kompenzací je tento vliv větší.

Pro určení koncentrace děr jsme zvolili následující postup: z naměřených závislostí příčného odporu odečteme příspěvek AHE, tak abychom získali pro kladnou i zápornou větev měření  $R_{xy}(B)$  pouze příspěvek klasického Hallova jevu. Z těchto lineárních závislostí  $R_{xy}(B)$  určíme směrnici, která odpovídá koncentraci děr.

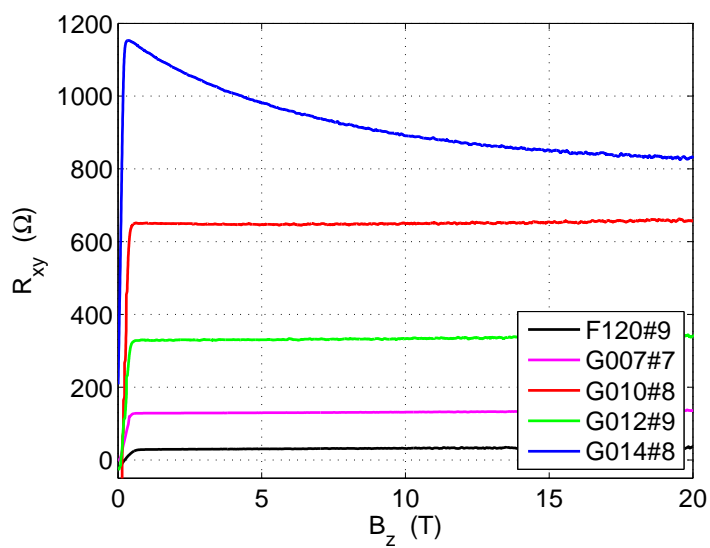
Koncentraci děr jsme určili z naměřených dat v intervalech magnetické indukce od 10 ÷ 19 T. Vypočtené hodnoty koncentrace děr pro nízkou teplotu (5 K) jsou uvedeny v tabulce 4.5. Očekávaný trend je, že s rostoucí nominální kompenzací  $k_{As}$  bude klesat hodnota koncentrace děr. Z určené koncentrace děr jsme vypočetli předpokládanou koncentraci substitučních atomů  $\text{Mn}_{Ga}$ . Hodnoty  $x_{Mn_{sub}}$  v tabulce 4.5 jsou vypočteny z předpokladu, že  $x_{Mn} = 1 \%$  odpovídá koncentraci děr  $2,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [22]. Změřená vodivost jednotlivých materiálů s rostoucí nominální kompenzací klesá. Hodnoty vodivosti změřených na hallovských trámečkách jsou v souladu s měřením na vzorcích ve tvaru čtverečků metodou podle van der Pauwa, viz tabulka 4.2.

Materiál	$k_{As}$ (-)	$p$ (5 K) ( $\times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ )	$x_{Mn_{sub}}$ (%)	$\sigma_{4,2K}$ ( $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ )	$\mu_p$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )
F120	1,1	5,4	2,4	346,9	4
G007	2	5,9	2,7	194,3	2
G010	3,1	1,0	0,5	164,2	1
G012	3,5	2,3	1,1	150,5	4

Tabulka 4.5: Vypočtené hodnoty z hallovských měření na některých vzorcích série kompenzovaného materiálu (Ga,Mn)As. Uvádíme určenou koncentraci děr ( $p$ ), vypočtenou koncentraci substitučních atomů Mn ( $x_{Mn_{sub}}$ ), změřenou vodivost za nízké teploty ( $\sigma_{4,2K}$ ) a vypočtenou pohyblivost děr ( $\mu_p$ ).



Obrázek 4.25: Normalizovaný podélný odpor měřený na Hallovsém trámečku, při teplotě 5 K pro tři různé materiály.



Obrázek 4.26: Příčný (Hallovský) odpor měřený na Hallovsých trámečcích pro různé materiály.

## 4.3 Výsledky měření na strukturách

V této kapitole uvádíme a diskutujeme výsledky měření na různých typech struktur s materiálem (Ga,Mn)As. V první části (podkapitola 4.3.1) se zabýváme charakterizací dielektrických vrstev HfO<sub>2</sub> a Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Dielektrické vlastnosti těchto vrstev jsme studovali na strukturách MIS, které jsem vyrobili pomocí optické a elektronové litografie. Cílem bylo určit dielektrickou pevnost a relativní permitivitu jednotlivých materiálů.

V kapitole 4.3.2 jsou uvedeny výsledky měření na strukturách PIN s vestavěným hradlem. Struktury jsme definovali do tvaru Corbinova disku. U těchto struktur jsme se zaměřili na VA charakteristiky přechodů a požadovanou změnu kritické teploty.

V podkapitole 4.3.3 uvádíme měření na strukturách hallovských trámečků s vrchním hradlem. Jsou zde uvedeny výsledky měření vlastností materiálu (Ga,Mn)As v závislosti na elektrickém poli (kritická teplota  $T_C$ , vodivost, pohyblivost a koncentrace nosičů v kompenzovaném (Ga,Mn)As).

### 4.3.1 Měření vlastností dielektrických vrstev

Dielektrické vlastnosti vrstev Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a HfO<sub>2</sub> byly testovány na materiálech (Ga,Mn)As s různou dotací (J052#8 - 2%, J018#9 - 7,1%). Testovací struktury byly vyrobeny postupem popsaným v kapitole 2.5.2, avšak s jednodušší geometrií tvořenou jednou hradlovou elektrodou tvaru čtverce nebo obdélníku. Vrstva (Ga,Mn)As byla bez litografických úprav nakontaktována pomocí pájených In kontaktů.

Na plošně deponovaných vrstvách dielektrik jsme vyrobili metalické kontakty optickou litografií a termálním napařováním. Na základě výsledků studie [37] výběru kovu pro kovovou elektrodu na Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> jsme zvolili hliník. V porovnání s jinými kovy (Au, Ni, Cu, Ag) má Al nejlepší výsledky, především vyšší průrazné napětí a menší průsakový proud. Horní napařené Al kontakty mají nominální tloušťku  $t_{Al} = 50 \div 80$  nm. Druhou elektrodou je vrstva materiálu (Ga,Mn)As, na který jsme vytvořili ohmický kontakt pájeným In.

Efektivní plocha kondenzátoru je definována plochou Al elektrody. Tyto testovací struktury měly tvar čtverců s různou velikostí, délka hran byla volena v rozmezí od 130 do 500  $\mu\text{m}$ . Vytvořili jsme také struktury ve tvaru kruhu s poloměrem 150  $\mu\text{m}$ . Očekávanou kapacitu kondenzátoru určíme z rovnice 2.9.

### Charakterizace vrstev $\text{Al}_2\text{O}_3$ deponovaných ALD procesem

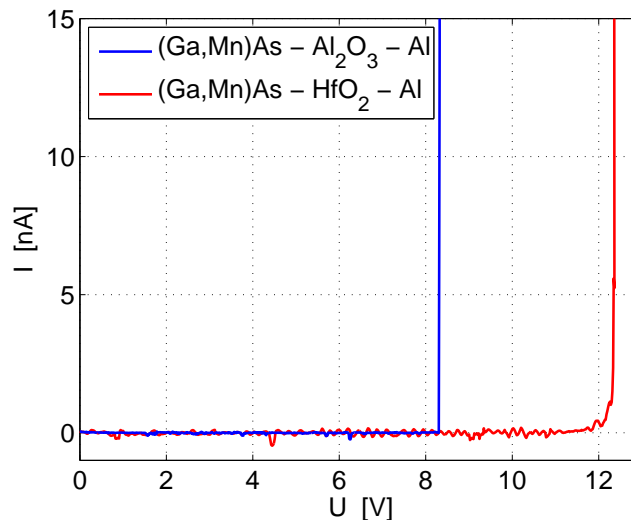
Nominální tloušťka dielektrické vrstvy  $\text{Al}_2\text{O}_3$  v testovací struktuře MIS je  $t = 20$  nm. Skutečnou tloušťku jsme ověřili pomocí profilometru, změřená hodnota byla  $t = 19 \pm 1$  nm. Na struktuře MIS s plochou kontaktu  $A = 130 \times 150 \mu\text{m}$  jsme změřili VA charakteristiku a vlastní kapacitu pro určení dielektrické konstanty. Změřená VA charakteristika za pokojové teploty je na obrázku 4.27, kde je patrný průraz při  $U_g \sim 8,5$  V.

Na obdobné struktuře jsme pomocí RLC metru změřili kapacitu struktury. Měření jsme provedli při frekvenci  $f = 1$  kHz a amplitudě  $U_{p-p} = 50$  mV. Změřená hodnota na jedné struktuře je  $C_m = 33$  pF, ale očekávaná hodnota je  $C_{vyp} = 65$  pF. Ze vztahu 2.9 jsme vypočetli relativní permitivitu. Na testovací struktuře s materiálem  $\text{Al}_2\text{O}_3$  jsme získali efektivní hodnotu  $\epsilon_r = 3,8$ .

### Charakterizace vrstev $\text{HfO}_2$ deponovaných ALD procesem

Dielektrický materiál  $\text{HfO}_2$  jsme připravili pomocí dvou různých technologických metod depozice. Jejich popis je uveden v předchozí kapitole 2.4. V této podkapitole uvádíme výsledky měření na testovacích MIS strukturách s dielektrickým materiálem  $\text{HfO}_2$  deponovaným pomocí ALD procesu. Změřili jsme VA charakteristiky na MIS strukturách, z nichž jsme odhadli průrazné napětí struktur a určili relativní permitivitu. Na obrázku 4.27 je patrný nárůst proudu při napětí  $U \sim 12$  V, průraz nastal při dalším zvyšování napětí. Před průrazem byl průsakový proud měřenou strukturou  $I < 1$  nA.

Parametry testovací MIS struktury: plocha kontaktu  $A = 130 \times 150 \mu\text{m}$  nominální hodnota tloušťky dielektrické vrstvy je  $t = 20$  nm, naměřená tloušťka profilometrem je  $20 \pm 1$  nm. Očekávaná hodnota kapacity je  $C_{vyp} = 189,9$  pF, pro  $\epsilon_r = 22$  a  $t = 20$  nm s výše uvedenou plochou. Změřená kapacita na MIS struktuře je  $C_m = 67$  pF. Vypočetli jsme  $\epsilon_r$  materiálu  $\text{HfO}_2$ , výsledná hodnota je  $\epsilon_r = 7,8$ .



Obrázek 4.27: Změřené VA charakteristiky na testovacích MIS strukturách,  $(\text{Ga,Mn})\text{As}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$  a  $(\text{Ga,Mn})\text{As}-\text{HfO}_2-\text{Al}$ .

Hodnoty relativní permitivity u obou dielektrických materiálů jsou nižší než se uvádí v literatuře. Pro materiál  $\text{Al}_2\text{O}_3$  je  $\epsilon_r$  přibližně dvakrát menší, u materiálu  $\text{HfO}_2$  je hodnota  $\epsilon_r$  třikrát nižší. Změřené průrazné napětí je také nižší než očekávané, viz tabulka 3.1. Pro materiál  $\text{Al}_2\text{O}_3$  jsme dosáhli dvou třetin a pro  $\text{HfO}_2$  poloviny  $U_{max}$  pro daný materiál. Předpokládáme, že hlavní příčinou je porezita dielektrických vrstev: mezery mezi zrny dielektrického materiálu jsou vyplněny plynem (vzduchem) s relativní permitivitou blízkou jedné a s nízkou dielektrickou pevností. Výsledná kombinace má permitivitu někde mezi oběma extrémů a dielektrickou pevnost rovnou nižší z obou hodnot. Další z příčin může být vytvořená oxidová vrstva na materiálu (Ga,Mn)As před a při přípravě dielektrické vrstvy. Uvedené vlastnosti dielektrik jsou i přesto vhodné pro další realizaci struktur MIS.

Parametry testovaných kapacitorů jsme měřili na měřící stanici s hroty za pokojové teploty. Jednotlivá měření jsme provedli pomocí laboratorního RLC měřiče E4980A od firmy Agilent. Pro ovládání přístroje jsme vytvořili uživatelskou aplikaci ve vývojovém prostředí LabView. Ovládání přístrojů a vyčítání naměřených dat je realizováno po sběrnici GPIB. Zpracování naměřených dat jsme provedli pomocí softwaru Matlab. Stručný popis měřícího přístroje a aplikace je v příloze C.

### 4.3.2 Měření na PIN strukturách

Ukazuje se, že všechny námi vyrobené struktury typu PIN se vyznačují vysokým průsakovým proudem. Souvisí to s vysokou dotací z obou stran intrinzické bariéry a pravděpodobně též s přítomností růstových defektů uvnitř bariéry. Abychom vliv průsakového proudu minimalizovali, bylo třeba zvolit takovou geometrii struktury, aby plocha hradla byla co nejmenší a současně proud aktivním kanálem co největší. Těmto požadavkům nejlépe odpovídá Corbinova geometrie, ve které jsou proudové kontakty aktivní vrstvy tvořeny dvěma soustřednými kruhy, viz obrázek 4.28. Pokud je vzdálenost těchto dvou elektrod malá vzhledem k jejich průměru, vodivý kanál je krátký a široký a má tedy malý odpor a přitom i malou plochu. Průsakový proud je i tak nutno kontrolovat, protože měření má smysl, jen pokud je průsakový proud hradlem ( $I_G$ ) zanedbatelný vzhledem k proudu aktivní vrstvou ( $I_{SD}$ ), a pokud je napětí přes vodivý kanál ( $U_{SD}$ ) malé vzhledem k napětí mezi kanálem a hradlovou elektrodou ( $U_g$ ).

Nevýhodou Corbinovy geometrie je to, že kvůli rotační symetrii struktury není možné měřit Hallův jev ani pozorovat anizotropní chování materiálu. Základní parametry vyrobených Corbinových struktur typu PIN jsou shrnuty v tabulce 4.6. Rozměry aktivního kanálu jsou: vnitřní průměr  $d_{in} = 300 \mu\text{m}$  a vnější průměr  $d_{out} = 340 \mu\text{m}$ .

	$t_{(Ga,Mn)As}$ (nm)	$x_{Mn}$ (%)	$k_{As}$ (-)	$t_{AlGaAs}$ (nm)	$x_{Al}$ (-)	$t_{GaAs:Si}$ (nm)	$N_{D^{++}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
G045	5	6	3:1	40	0,5	31 + 300	$2 \times 10^{18}$
G061	6	6	3:1	20	$0,35 \div 0,5$	53 + 426	$1 \times 10^{19}$
G066	10	6	5:1	20	$0,35 \div 0,5$	50 + 780	$1 \times 10^{19}$

Tabulka 4.6: Uvádíme tloušťku ( $t_{GaMnAs}$ ), nominální dotaci ( $x_{Mn}$ ) a nominální kompenzaci ( $k_{As}$ ) vrstvy GaMnAs, tloušťku intrinzické bariéry ( $t_{AlGaAs}$ ), obsah Al v bariéře ( $x_{Al}$ ), tloušťku vysoce dotované (hradlové) vrstvy typu N ( $t_{GaAs:Si}$ ) a dotaci této vrstvy ( $N_{D^{++}}$ ) vyrobených struktur PIN.

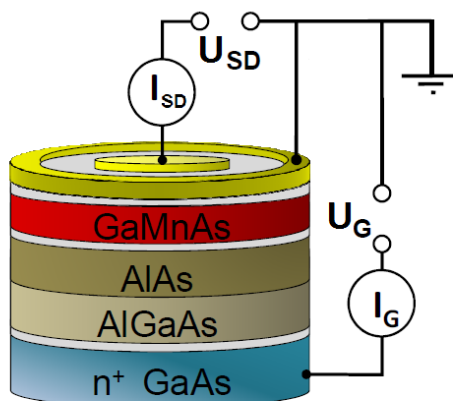
Funkčnost bariéry jsme testovali měřením voltampérových charakteristik mezi aktivní vrstvou (Ga,Mn)As (typu vodivosti p) a zabudovanou hradlovou elektrodou (typu vodivosti n). Charakteristiky, měřené při teplotě 4.2K, jsou pro všechny struktury vyneseny na obrázku 4.29. Je vidět, že všechny struktury mají charakteristiky zjevně nelineární. Překvapivě jsou však jen mírně asymetrické a průrazná napětí v obou směrech jsou zřetelně menší, než jsme očekávali na základě simulací v kapitole 3.2. Předpokládáme, že kromě již zmíněných růstových defektů v bariéře AlGaAs je to způsobeno rovněž svodovými proudy na povrchu litograficky definované mesa struktury. V důsledku toho jsme se v dalším měření soustředili výhradně na strukturu G061#9b, jejíž charakteristika se nejvíce blíží nesymetrickému tvaru charakteristiky PIN přechodu.

I přes minimální interval použitelného hradlového napětí struktura G061#9b vykazuje slabý tranzistorový efekt. To je patrné z obrázku 4.30, kde jsou vyneseny teplotní závislosti odporu Corbinovy struktury (tedy aktivního kanálu (Ga,Mn)As) pro tři různá napětí na hradlové elektrodě. Je vidět, že při kladném napětí na hradlové elektrodě je odpor vrstvy (Ga,Mn)As při všech teplotách mírně vyšší, než při nulovém či záporném napětí, což odpovídá očekávanému ochuzení aktivní vrstvy.

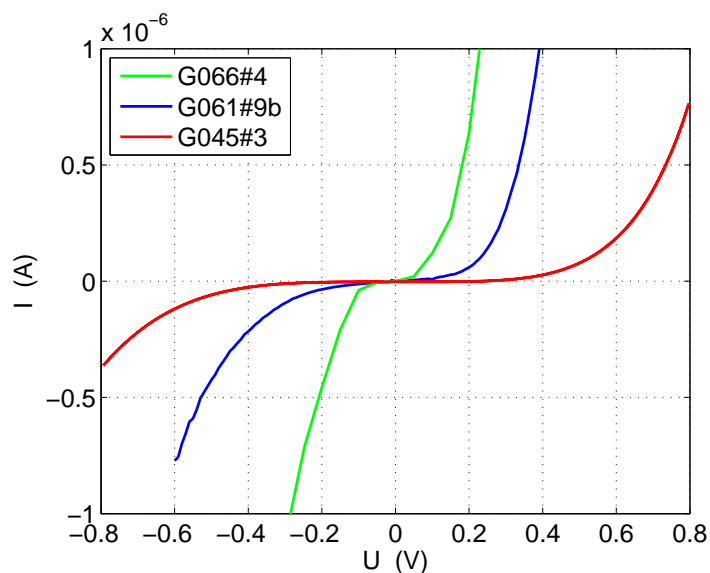
Malé rozměry struktury a nutná přítomnost přírodních vodičů znemožňují využití magnetometru pro měření změny magnetických parametrů. Kritickou teplotu a její změny je však v soulase s kapitolou 2.3.2 možné zjistit též z polohy singularity na derivaci teplotní závislosti



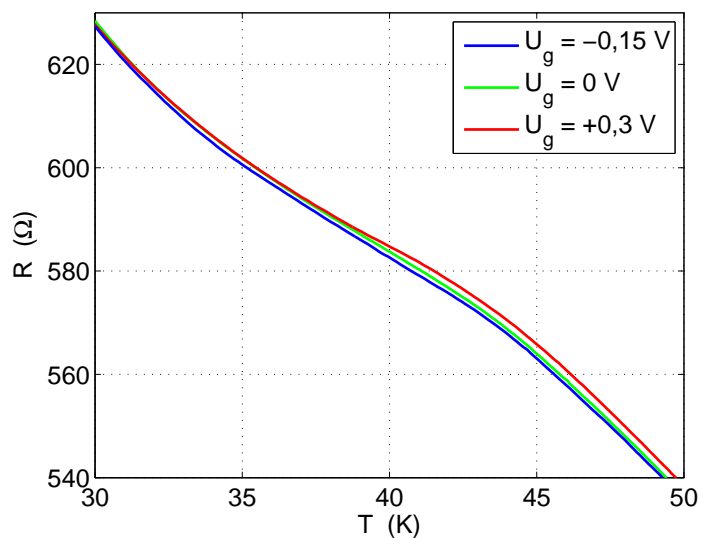
odporu podle teploty. Odpovídající teplotní derivace struktury G061#9b jsou vyneseny na obrázku 4.31. Je vidět, že singularita není ostrá, což odpovídá horší kvalitě kompenzovaného materiálu. Z polohy maxima je však vidět, že kritická teplota se přiložením hradlového napětí  $+0.3\text{V}$  sníží z původních 40 na 39K. Účinek záporného hradlového napětí je zanedbatelný.



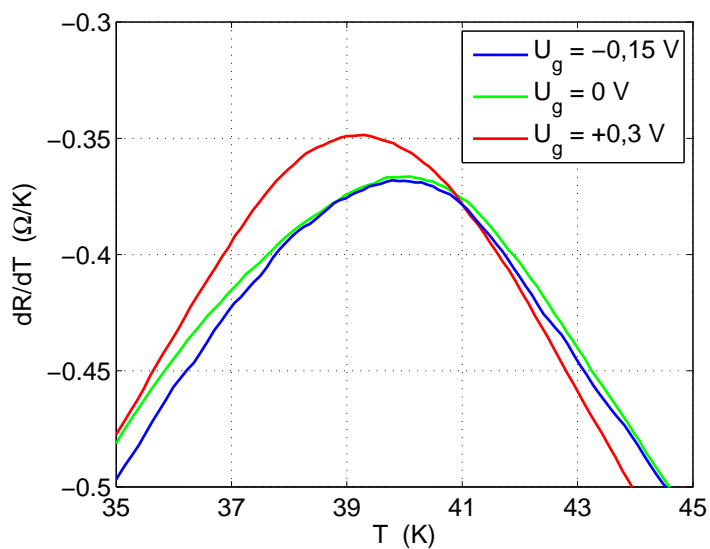
Obrázek 4.28: Schématické znázornění tranzistorové struktury typu PIN s aktivní vrstvou (Ga,Mn)As ve tvaru Corbinova disku.



Obrázek 4.29: Voltampérové charakteristiky struktur typu PIN. Měření byla prováděna při teplotě 4,2K. Polarita přiloženého napětí odpovídá smyslu PIN struktury, tedy při  $U > 0$  je kladný pól zdroje na vrstvě (Ga,Mn)As typu vodivosti p, záporný na hradlové elektrodě typu vodivosti n.



Obrázek 4.30: Teplotní závislost odporu aktivní vrstvy (Ga,Mn)As struktury G061#9b pro tři různá napětí na hradlové elektrodě. Kladné napětí  $U_g$  na hradlové elektrodě odpovídá ochuzení aktivní vrstvy (Ga,Mn)As a tedy vzrůstu jejího odporu.



Obrázek 4.31: Teplotní derivace závislosti odporu kanálu z obrázku 4.30.

### 4.3.3 Měření na strukturách MIS

Struktury MIS s geometrií Hallova trámečku s vrchním hradlem byly připraveny z vrstev (Ga,Mn)As, přehled je uveden v tabulce 4.7.

Vzorek	$x_{Mn}$ (%)	$k_{As}$ (-)	$T_C$ (K)	Dielektrikum
G007#8B	6	2	77,6	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
G007#9C	6	2	75,5	HfO <sub>2</sub>
J052#8B	2	1	26,3	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>

Tabulka 4.7: Přehled vzorků s materiálem (Ga,Mn)As použitých při měření změn magnetických vlastností v závislosti na elektrickém napětí. Uvádíme nominální koncentraci  $x_{Mn}$  materiálu a jejich kompenzaci As:(Mn+Ga).

U všech struktur jsme nejprve ověřili, že v mezích zjištěných v předchozím odstavci (tj.  $\pm 8$ , resp.  $\pm 10$  V) skutečně nedochází k průrazu mezi hradlem a kanálem, a že průsakový proud hradla je v tomto rozsahu  $< 1$  nA.

Elektrické schéma zapojení hallovského trámečku s vrchním hradlem je na obrázku 4.32. Pro napájení obvodu jsme zvolili bateriový milivoltový zdroj, který má minimální šum ve výstupním napětí ( $U_m$ ). Měřicí proud jsme volili  $I_m = 1 \mu A$ . Měřicí proud je dostatečně malý na to, aby generované teplo neovlivnilo měření ohřátím měřené struktury. Teplota vzorku se pak mění jen dle požadované závislosti, nebo je naopak konstatní. Pro měření podélného ( $U_{xx}$ ) a hallovského (příčného) napětí ( $U_{xy}$ ) jsme zvolili čtyřbodovou metodu s multimetry Keithley řady 2000, které mají vstupní odpor  $> 1$  G $\Omega$ . Hradlové napětí ( $U_g$ ) bylo připojeno z proudově-napěťového zdroje Keithley 2400, který byl také použit pro měření VA charakteristik kanál-hradlo. Podrobnější popis přístrojů je uveden v příloze C. Pro vyčítání a ukládání naměřených hodnot jsme použili uživatelský program vytvořený ve vývojovém prostředí LabView.

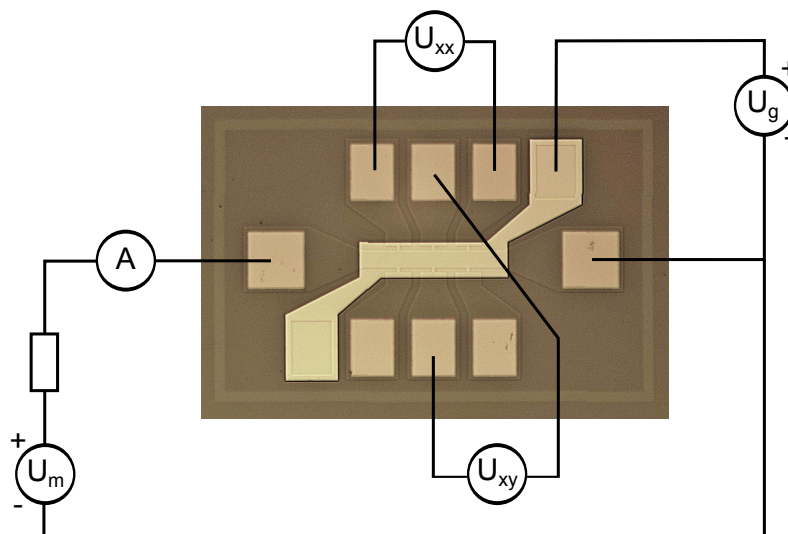
### Určení pohyblivosti a koncentrace děr

Standardní metoda pro určení koncentrace děr využívá Hallova jevu, u feromagnetického materiálu jako je (Ga,Mn)As se projeví i jeho anomální chování, proto je nutné, měřit Hallův jev ve velkých magnetických polích ( $B > 10$  T), viz kapitola 2.3.2. Tato měření je možné provést jen na speciálních zařízeních, která nejsou běžně dostupná. Vzhledem k tomu, že výsledky uvedené v kapitole 4.2.4 nebyly zcela jednoznačné, zvolili jsme pro určení koncentrace děr následující metodu.

Pohyblivost děr v kanále hallovského trámečku a jejich koncentrace je určena ze závislosti podélného odporu na hradlovém napětí  $R_{xx}(U_g)$ . Na obrázku 4.33 je vynesena taková závislost  $R_{xx}(U_g)$  pro vzorek J052#8A, vlivem tranzistorového efektu se mění podélný odpor o  $\sim 30$  % pro kladné  $U_g = 10$  V.

Z podélného odporu  $R_{xx}(U_g)$  jsme vypočítali závislosti plošné vodivosti na elektrické intenzitě  $R_{\square}^{-1}(E_g)$ . Pohyblivost děr odpovídá záporně vzaté směrnicí této závislosti, a můžeme ji vyjádřit rovnicí:

$$\mu = -\frac{dR_{\square}^{-1}(E_g)}{dE_g} \cdot \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (4.2)$$



Obrázek 4.32: Schéma elektrického zapojení struktury MIS s vrchním hradlem.

Předpokládáme, že pohyblivost je konstantní při změně elektrického pole. Vycházíme z aproximace, že káňal a hradlo představuje ideální deskový kondenzátor. Změna koncentrace děr  $\Delta p$  je pak určena velikostí této kapacity kondenzátoru a změnou elektrického pole. Odvození a popis této metody jsou popsány v [52].

Vypočtenou pohyblivost děr (ze vztahu 4.2) použijeme pro výpočet závislosti koncentrace děr v kanále na intenzitě elektrického pole  $p(E_g)$ . Koncentraci děr lze vyjádřit rovnicí 4.3:

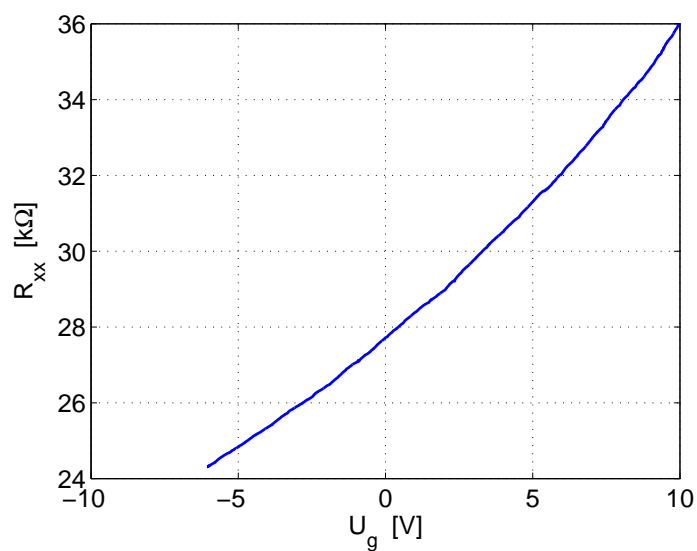
$$p(E_g) = \frac{R_{\square}^{-1}(E_g)}{\mu q d} \quad (4.3)$$

kde  $R_{\square}^{-1}(E_g)$  je změřená závislost plošné vodivosti,  $q$  náboj elektronu a  $d$  je tloušťka kanálu.

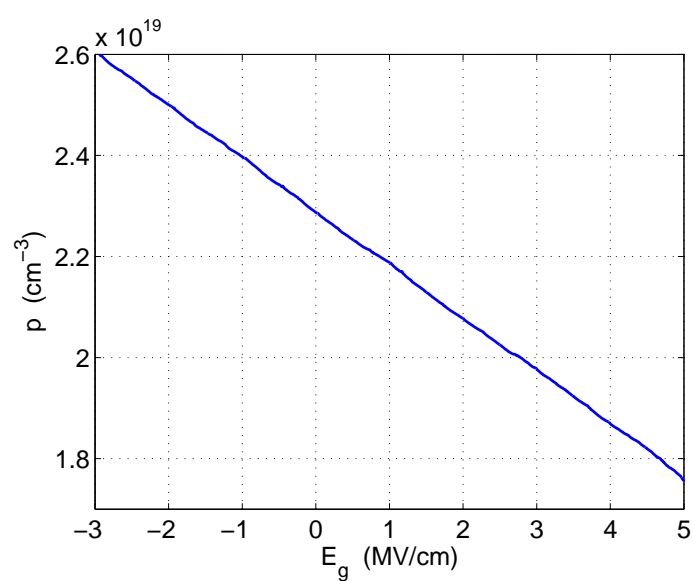
Změna koncentrace nosičů v závislosti na intenzitě elektrického pole  $p(E_g)$  je zobrazena na obrázku 4.34. Úbytek nosičů má lineární charakter s rostoucí intenzitou elektrického pole.

Vzorek	$\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$p$ ( $\times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ )	$T_{mer.}$ (K)
G007#8A	1,96	1,2	300
G007#9C	0,3	4,3	18,5
J052#8A	6,3	0,2	25

Tabulka 4.8: Uvádíme vypočtené hodnoty vodivosti ( $\sigma$ ), pohyblivosti ( $\mu$ ) a koncentrace děr ( $p$ ) při nulovém hradlovacím napětí ( $U_g = 0 \text{ V}$ ), při uvedené teplotě měření ( $T_{mer.}$ ), pro několik struktur hallovských trámečků s vrchním hradlem.



Obrázek 4.33: Závislost plošného odporu kanálu hallovského trámečku na hradlovém napětí. Měřeno na vzorku J052#8A za nízké teploty  $T = 5$  K.



Obrázek 4.34: Koncentrace děr v závislosti na intenzitě elektrického pole  $p(E_g)$ , která je vypočtená ze závislosti  $R_{xx}(U_g)$  uvedené na obrázku 4.33.

### Měření podélného odporu

Měření podélného odporu v závislosti na teplotě ( $R_{xx}(T)$ ) na hallovských trámečcích jsme provedli pro různá přiložená hradlová předpětí  $U_g$ . Měření jsme provedli v He kryostatu, kde byla teplota měřena tenkovrstvým odporovým senzorem typu Cernox CX-1050 od firmy Lake Shore Cryotronics, Inc..

Závislosti  $R_{xx}(T)$  změřené na vzorku G007#8B jsou vyneseny v obrázku 4.35 na panelu a). Jsou zde zobrazeny tři křivky pro různá předpětí hradlovacího napětí  $U_g$ . Vlivem přiloženého elektrického pole na hradle měníme koncentraci nosičů v kanále a tím i vodivost, resp. měřený podélný odpor. Pro kladné předpětí  $U_g = +8$  V je podélný odpor  $R_{xx}(T)$  vyšší než pro nulové hradlové napětí. Pro záporné  $U_g = -8$  V je podélný odpor  $R_{xx}(T)$  nižší. Chování podélného odporu je stejné u všech vzorků, kde podélný odpor s rostoucím hradlovacím napětím roste.

Na vzorku G007#9C byl podélný odpor  $R_{xx}(T)$  4-krát větší než na předchozím vzorku (G007#8B), změřené závislosti jsou na obrázku 4.35 panel c). Při výrobě vzorku došlo zřejmě ke ztenčení vrstvy kanálu.

Změřené závislosti podélného odporu na vzorku J052#8 jsou tvarově odlišné oproti předchozím dvěma vzorkům, to je z důvodu nízké nominální dotace  $x_{Mn}$ . Závislosti  $R_{xx}(T)$  jsou vyneseny na obrázku 4.35 panel e). Chování podélného odporu materiálu (Ga,Mn)As v závislosti na nominální dotaci  $x_{Mn}$  je popsáno v kapitole 4.1.2.

### Určení kritické teploty $T_C$

Určíme-li teplotní derivace  $dR/dT(T)$  z výše uvedených závislostí  $R_{xx}(T)$ , můžeme pozorovat singularitu, které určují kritickou teplotu feromagnetického materiálu, viz kapitola 2.3.2. Na obrázku 4.35 v panelech b), d), f) jsou zobrazeny tyto průběhy pro jednotlivé vzorky.

Na vzorku G007#8B je kritická teplota  $T_C = 77,6$  K a odečtený absolutní rozdíl kritických teplot  $\Delta T_C = 2,5$  K. Relativní změna kritické teploty vzhledem k  $T_C$  při nulovém předpětí je  $\Delta T_C/T_C = -1,8$  % pro kladné předpětí ( $U_g = +8$  V), resp. 1,4 % pro záporné předpětí ( $U_g = -8$  V).

Na vzorku G007#9C jsme určili  $T_C = 75,5$  K a absolutní rozdíl  $\Delta T_C = 3,7$  K, pro kladné ( $U_g = +10$  V) a záporné ( $U_g = -9$  V) předpětí na hradle. Pro kladné  $U_g$  je relativní změna  $\Delta T_C/T_C = -2,5$  %, pro záporné  $U_g$  je změna 2,4 % vůči kritické teplotě při nulovém napětí.

Kritická teplota vzorku J052#8 je  $T_C = 26,3$  K při nulovém předpětí  $U_g$ . Tato hodnota je relativně nízká, což odpovídá nízké nominální dotaci materiálu  $x_{Mn}$ . Na tomto vzorku jsme však naměřili největší změnu kritické teploty je  $\Delta T_C = 4,2$  K pro absolutní rozdíl napětí  $U_g = 16$  V. Relativní změna pro maximální kladné předpětí ( $U_g = 10$  V) je  $\Delta T_C/T_C = -9,5$  %, pro záporné předpětí ( $U_g = -6$  V) je relativní změna 6,5%.

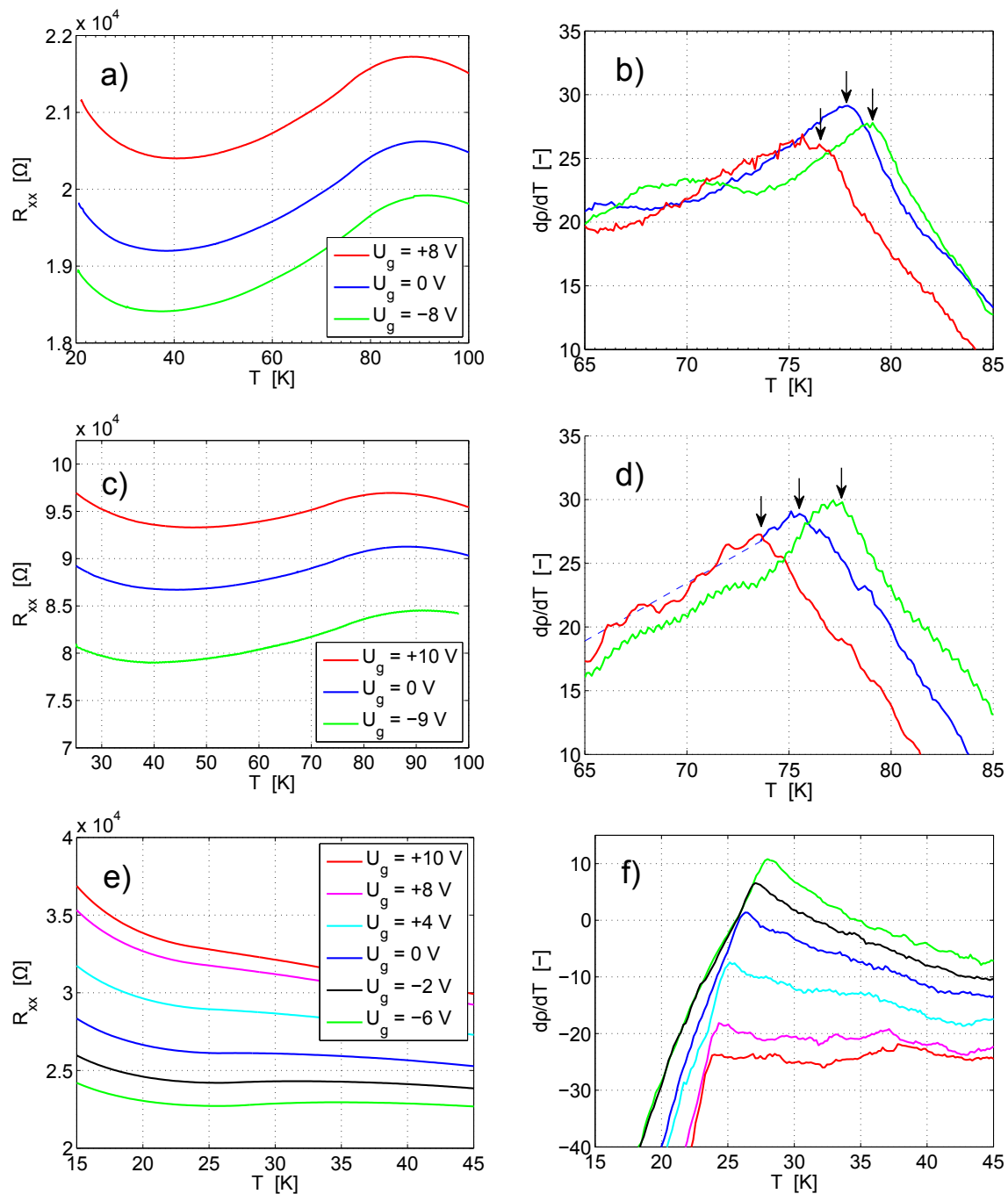
Hodnoty  $T_C$  pro všechny vzorky jsou shrnuty v tabulce 4.9 a graficky znázorněny na obrázku 4.36. Závislosti  $T_C(U_g)$  mají lineární klesající trend — pro rostoucí  $U_g$  kritická teplota klesá. Toto chování odpovídá předpokladu, že s rostoucím hradlovým napětím dochází ke snížení koncentrace děr v kanálu.

Srovnáme-li hodnoty  $T_C$  u vzorků G007#8B a G007#9C při nulovém hradlovacím předpětí, jsou tyto hodnoty rozdílné pouze o 2,1 K. Je možné tedy usuzovat, že koncentrace děr je přibližně stejná. Tyto dva vzorky se liší v typu dielektrika, vzorek G007#8B má hradlový oxid z  $Al_2O_3$ , kdežto G007#9C z materiálu  $HfO_2$ . Ve druhém případě předpokládáme vyšší schopnost akumulace a vyprázdňení děr. Tomu odpovídá větší naměřený rozdíl  $T_C$  na vzorku G007#9C ( $\Delta T_C = 3,7$  K).

Relativní změna  $\Delta T_C/T_C$  je vynesena na obrázku 4.37, kde je vidět, že pro vzorky G007#8B a G007#9C změna téměř shodná. Výrazné relativní změny ( $\sim 10\%$ ) jsme dosáhli u vzorku J052#8.

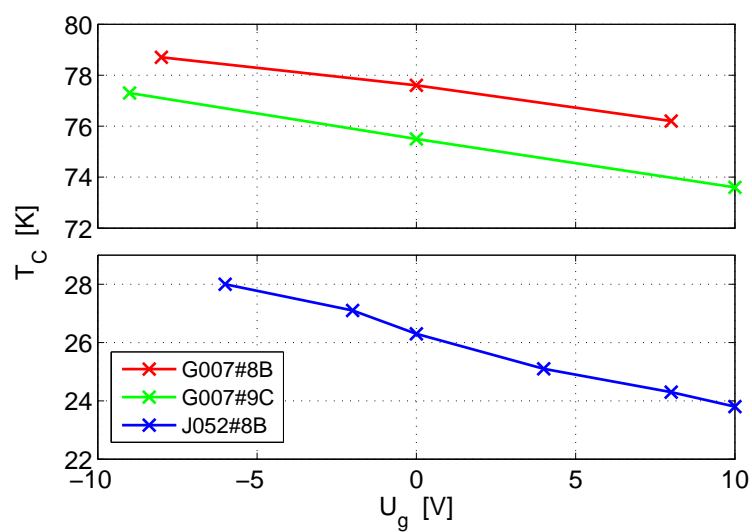
G007#8B		G007#9C		J052#8A	
$U_g$ (V)	$T_C$ (K)	$U_g$ (V)	$T_C$ (K)	$U_g$ (V)	$T_C$ (K)
+8	76,2	+10	73,6	+10	23,8
0	77,6	0	75,5	+8	24,3
-8	78,7	-9	77,3	+4	25,1
				0	26,3
				-2	27,1
				-6	28,0

Tabulka 4.9: Hodnoty kritických teplot  $T_C$  v závislosti na hradlovém napětí pro vzorky G007#8B, G007#9C a J052#8A.

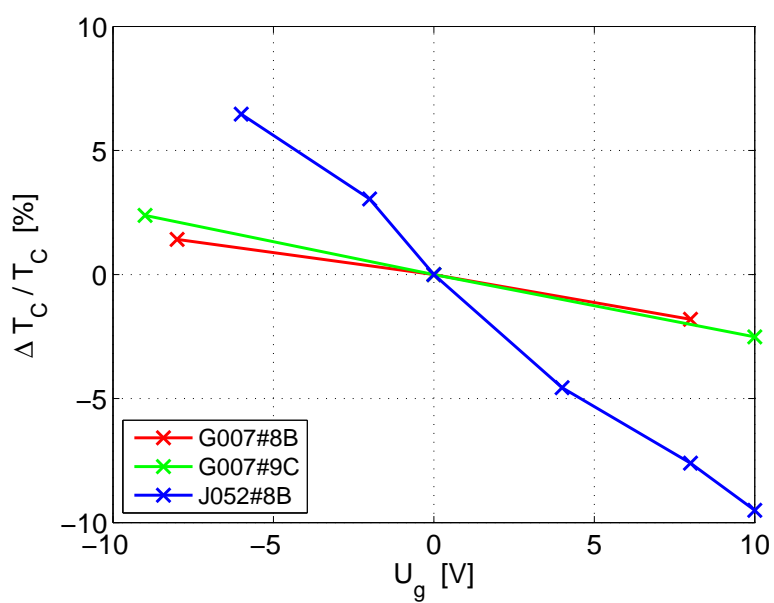


Obrázek 4.35: Změřené závislosti podélného odporu na teplotě  $R_{xx}(T)$  pro různé hradlové napětí (levý sloupec), a odpovídající vypočtené závislosti  $d\rho/dT(T)$  (pravý sloupec). Výsledky měření pro vzorek G007#8B panely a), b) měření na vzorku G007#9C panely c), d) a výsledky pro J052#8A panely e), f).





Obrázek 4.36: Kritické teploty  $T_C$  v závislosti na hradlovém napětí  $U_g$ .



Obrázek 4.37: Relativní změny kritických teplot  $\Delta T_C / T_C$  v závislosti na hradlovém napětí  $U_g$ .

### Měření změny AMR v závislosti na elektrickém poli

Anizotropní magnetorezistenci (změnu elektrického odporu materiálu v závislosti na změně orientace magnetizace) je možné popsat dvěma složkami. První, složka závislá na úhlu mezi proudem a magnetizací, je označovaná jako nekystalická (z angl. non-crystalline). Druhá složka je dána krystalografickou symetrií daného materiálu. V materiálu (Ga,Mn)As je možné pozorovat silný vliv nekystalické složky a slabší příspěvek krystalické složky, který se odvíjí od magnetické anizotropie krystalu [53].

Anizotropní magnetorezistenci v materiálu (Ga,Mn)As je možné měnit různými způsoby např. změnou mechanického pnutí v krystalu v průběhu růstu, vytvořením litografických obrazců a změnou mechanického pnutí piezoměničem [54, 55] a také vlivem elektrického pole [56].

Pro vyjádření AMR použijeme fenomenologický popis, který je odvozen v [54]. Uvádíme rovnice, které popisují chování podélné (rovnice 4.4) a příčné (rovnice 4.5) rezistivity v závislosti na úhlu magnetizace vzhledem k měřicímu proudu. První dva členy rovnice 4.4 vyjadřují příspěvek uniaxiální složky magnetorezistence, kde člen s konstantou  $C_I$  je uniaxiální nekystalický člen, který závisí na směru proudu vůči magnetizaci; druhý člen s konstantou  $C_{IC}$  závisí na směru magnetizace vůči krystalu. Třetí člen rovnice 4.4 s konstantou  $C_C$  popisuje vliv kubické symetrie krystalu na anizotropní magnetorezistenci.

$$\frac{\Delta\rho_L}{\rho_{av}} = C_I \cdot \cos 2(\Psi + \Theta) + C_{IC} \cdot \cos 2(\Psi - \Theta) + C_C \cdot \cos 4(\Psi) \quad (4.4)$$

$$\frac{\rho_T}{\rho_{av}} = C_I \cdot \sin 2(\Psi - \Theta) - C_{IC} \cdot \sin 2(\Psi + \Theta) \quad (4.5)$$

Úhel  $\Psi$  určuje směr vektoru vnějšího magnetického pole  $\mathbf{B}$  a vektoru magnetického momentu  $\mathbf{M}$ . Pokud je absolutní hodnota  $|\mathbf{B}|$  dostatečně velká, je úhel natočení vektorů  $\mathbf{B}$  a  $\mathbf{M}$  totožný. V případě, kdy směr magnetického momentu nemá totožný úhel jako externí magnetické pole je třeba definovat vnitřní úhel  $\varphi_i$ , který popisuje předbíhání a opoždění vektoru magnetického momentu vzhledem k vektoru externího magnetického pole. Je to způsobeno snažším sklápěním magnetizace do snadných směrů, a nebo naopak opoždění je způsobeno neschopností natočení magnetizace do neschopného směru. Úhel  $\Theta$  určuje orientaci směru měřícího proudu vzhledem ke krystalografickému směru  $[1\bar{1}0]$ .

Změnu AMR materiálu (Ga,Mn)As vlivem elektrického pole demonstrujeme na strukturách hallovského trámečku s vrchním hradlem v podobě struktury MIS. Schéma elektrického zapojení struktury MIS je na obrázku 4.32. Měření jsme provedli za nízkých teplot v kryostatu s vektorovým magnetem. Orientace složek magnetické indukce vzhledem ke struktuře hallovského trámečku je následující: rovina vzorku odpovídá rovině složek  $B_x$  a  $B_y$  magnetického pole. Směr proudu trámečkem je totožný se směrem složky  $B_x$ . Vektor magnetizace rotuje vlivem rotace magnetické indukce  $\mathbf{B}$  v rovině kanálu struktury MIS. Při tom měříme podélné  $U_{xx}$  a příčné  $U_{xy}$  napětí, ze kterých vypočteme podélný odpor  $R_{xx}(\mathbf{B})$  a příčný odpor  $R_{xy}(\mathbf{B})$  v závislosti na magnetické indukci. Tato měření jsme provedli pro různá napětí na hradle struktury.

Ze změřených hodnot vypočteme normovaný podélný odpor  $R_L$  a normovaný příčný odpor  $R_T$  tímto způsobem:

$$R_L(B) = \frac{R_{xx}(B) - R_{xx_{min}}}{R_{xx_{av}}}, \quad R_T(B) = R_{xy}(B)/R_{xx_{av}} \quad (4.6)$$

kde  $R_{xx_{min}}$  je minimum odporu  $R_{xx}(B)$ , a  $R_{xx_{av}}$  je střední hodnota odporu  $R_{xx}(B)$ .

Pro určení konstant anizotropní magnetorezistence použijeme upravené rovnice 4.4 a 4.5. Normovaný příčný odpor můžeme vyjádřit z rovnice 4.5 v následujícím tvaru:

$$R_T(\Psi) = C_1 \cdot \sin 2(\Psi + \varphi_0) \quad (4.7)$$

kde jsme zavedli souhrnou konstantu  $C_1$ . Obdobně z rovnice 4.4 vyjádříme normovaný podélný odpor:

$$R_L(\Psi) = C_2 \cdot \cos 2(\Psi + \varphi_0) + C_C \cdot \cos 4(\Psi + \varphi_0) \quad (4.8)$$

kde  $C_2$  je druhá souhrnná konstanta a  $C_C$  je kubická konstanta. Úhel  $\varphi_0$  vyjadřuje odchylku úhlového natočení hallovského trámečku od směru osy  $B_x$ . Vztah mezi zavedenými konstantami  $C_1$  a  $C_2$ , které získáme z naměřených dat a konstantami  $C_I$  a  $C_{IC}$  uváděných v rovnicích 4.4 a 4.5 je následující:

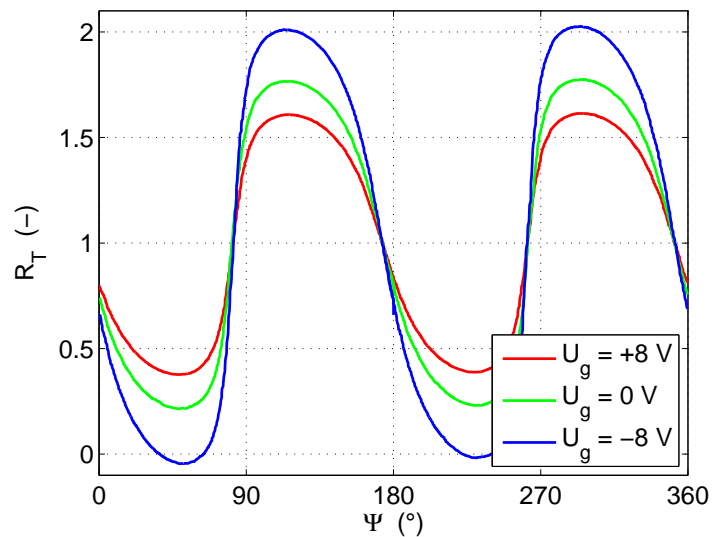
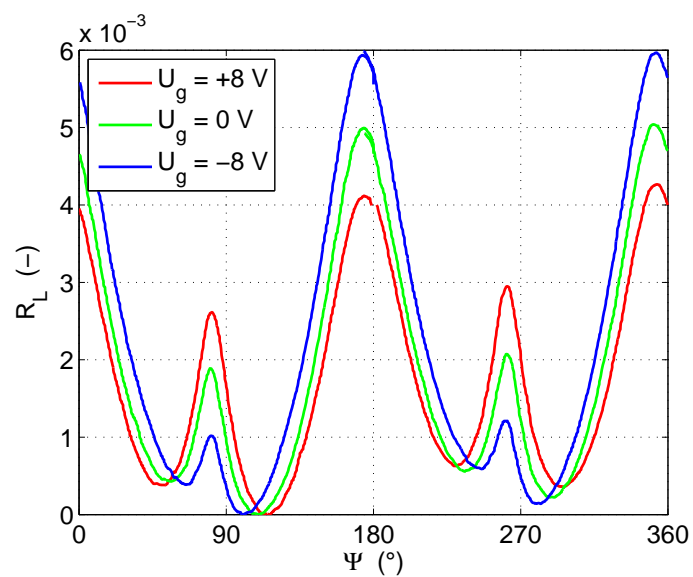
$$C_1 = C_I + C_{IC}, \quad C_2 = C_I - C_{IC} \quad (4.9)$$

Z rovnic 4.9 vyjádříme konstanty  $C_I$  a  $C_{IC}$ :

$$C_I = \frac{C_2 + C_1}{2}, \quad C_{IC} = \frac{C_1 - C_2}{2} \quad (4.10)$$

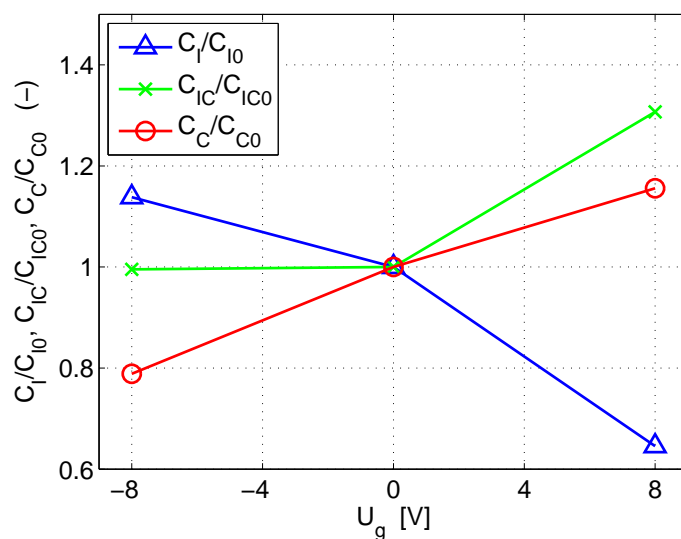
Uvádíme výsledky měření změny AMR vlivem elektrického pole pro vzorek J052#8A. Měření jsme provedli za nízké teploty  $T = 15$  K. Na obrázcích 4.38 a 4.39 jsou zobrazeny vypočtené normované průběhy  $R_T$  resp.  $R_L$ . Absolutní hodnota  $B$  v tomto případě byla  $|B| = 0,1$  T. Aproximací vztahů 4.7 a 4.8 jsme získali konstanty  $C_1$ ,  $C_2$  a  $C_C$ .

Hodnoty konstant  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_I$ ,  $C_{IC}$  a  $C_C$  jsou uvedeny v tabulce 4.10. Tyto konstanty jsme normovali na hodnoty pro nulové hradlové napětí, které jsou vyneseny v obrázku 4.40. Závislost  $C_I/C_{I0}(U_g)$  vykazuje klesající trend, zatímco závislost  $C_{IC}/C_{IC0}(U_g)$  vykazuje nelineární rostoucí trend. Závislost kubické konstanty  $C_C/C_{C0}(U_g)$  vykazuje lineární rostoucí trend s rostoucím napětím. Je patrné, že hradlovým napětím lze změnit konstanty anizotropní magnetorezistence o desítky procent.

Obrázek 4.38: Normovaný příčný odpor  $R_T$  dle rovnice 4.7 pro různá předpětí  $U_g$ .Obrázek 4.39: Normovaný příčný odpor  $R_L$  dle rovnice 4.8 pro různá předpětí  $U_g$ .

$U_g$ (V)	$R_h$	$R_{xx}$				
	$C_2$ (%)	$C_1$ (%)	$C_C$ (%)	$C_I$ (%)	$C_{IC}$ (%)	
+8	0,25	0,78	0,09	0,59	0,34	
0	0,18	0,86	0,11	0,52	0,34	
-8	-0,11	0,93	0,13	0,34	0,44	

Tabulka 4.10: Hodnoty určených anizotropních konstant magnetorezistence pro vzorek J052#8A pro různá hradlová napětí.



Obrázek 4.40: Normované hodnoty určených konstant  $C_I$ ,  $C_{IC}$  a  $C_C$  v závislosti na hradlovém napětí  $U_g$ .

# Kapitola 5

## Závěr

Feromagnetický polovodič (Ga,Mn)As je nejvíce studovaným zástupcem třídy zředěných magnetických polovodičů a představuje důležitý materiál pro výzkum v oboru spintroniky. V této práci jsme se zabývali jeho přípravou pomocí technologie nízkoteplotní molekulární svazkové epitaxe, experimentální realizací struktur typu MIS a PIN s tímto materiálem v aktivní vrstvě a měřením změn jeho magnetických parametrů vlivem elektrického pole hradlové elektrody.

Připravili jsme sérii vzorků (Ga,Mn)As s nominálním obsahem Mn od 1 do 14 %, přičemž růstové a žíhací podmínky byly optimalizovány tak, aby pro každou koncentraci Mn bylo dosaženo co nejvyšší kritické teploty. Série dosahuje maximální kritické teploty 185 K při  $x_{Mn} = 12,5$  %, což je hodnota blízká rekordní dosažené kritické teplotě. Ostrá singularita v kritické teplotě na teplotní derivaci všech vzorků svědčí o vysoké kvalitě, zejména o malém počtu defektů a vysoké uniformitě vrstev. Je však zřejmé, že ani maximální dosažená kritická teplota nedovoluje využití materiálu pro praktické aplikace a v současné době není jasná cesta, jak kritickou teplotu dále zvýšit. (Ga,Mn)As však zůstává důležitým modelovým materiálem, který v laboratorních podmínkách umožňuje studium spintronických jevů a testování na nich založených aplikačních principů. Jedním z nich je změna magnetických vlastností způsobená změnou koncentrace děr, které zprostředkovávají magnetickou interakci mezi atomy Mn.

Optimalizované materiály se vyznačují velmi vysokou koncentrací děr, dle měření pomocí Hallova jevu kolem  $10^{21} \text{cm}^{-3}$ . Vrstvu s takovou koncentrací lze jen velmi málo změnit ochuzením či akumulací děr např. elektrickým polem v blízkosti hradlové elektrody. Využili jsme tedy toho, že ne zcela optimální růstové podmínky s přebytkem As vedou ke zvýšené hustotě kompenzujících defektů typu  $\text{As}_{\text{Ga}}$  a připravili jsme sérii vzorků s konstantní nominální koncentrací Mn,  $x_{Mn} = 6$  %, ale s různě vysokým stupněm kompenzace. S rostoucí kompenzací podle očekávání klesá koncentrace děr. Úměrně tomu klesá i kritická teplota, překvapivě se však ukázalo, že saturovaný magnetický moment zůstává konstantní až do poměrně vysoké kompenzace. Tento výsledek je dvojznačný: na jednu stranu ukazuje, že i silně kompenzovaný materiál si zachovává magnetické vlastnosti, na druhou stranu však znamená, že vlastnosti materiálu mohou být relativně málo citlivé na ochuzení nosičů.

Z vybraných vrstev kompenzovaného materiálu byly litograficky vyrobeny struktury PIN a MIS s aktivní vrstvou tvořenou materiálem (Ga,Mn)As. Při návrhu struktur jsme využili jednak odhady založené na aproximaci vyprázdněné vrstvy, jednak simulační software Silvaco Atlas. Ve strukturách MIS byly jako dielektrické vrstvy použity oxidy  $\text{Al}_2\text{O}_3$  a  $\text{HfO}_2$ , připravené technologií depozice atomárních vrstev. Na vyrobených strukturách jsme studovali změny transportních a magnetických vlastností materiálu (Ga,Mn)As vyvolané elektrickým polem hradlové elektrody.

Ve strukturách typu PIN, kde bariéru tvoří nedotovaná vrstva AlGaAs a hradlovou elektrodu vysoce dotovaná vrstva typu N, je maximální velikost pole principiálně omezena relativně velkým proudem při obou polaritách napětí. V propustném směru jde především o injekci nosičů, v závěrném směru o tunelování. Problémem struktur typu MIS je nežádoucí ztenčení vrstvy (Ga,Mn)As, ke kterému dochází při procesu depozice oxidové vrstvy. Rovněž dosažené vlastnosti dielektrika (dielektrická pevnost, relativní permitivita) se ukázaly být horší, než tabulkové hodnoty. Příčinou je pravděpodobně porážka oxidové vrstvy a vysoká hustota defektů na povrchu (Ga,Mn)As.

Nicméně u struktur typu MIS je dosažitelný rozsah hradlového napětí podstatně větší a tomu odpovídá i zjištěná změna magnetických vlastností: při absolutním rozdílu  $\Delta U_g = 16$  V jsme pozorovali změnu kritické teploty  $\Delta T_C = 4,2$  K. Se změnou napětí na hradlové elektrodě jsme zaznamenali také změnu anizotropní magnetorezistence, projevující se výraznou změnou anizotropních konstant.

# Literatura

- [1] THOMSON, W. On the Electro-Dynamic Qualities of Metals:—Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron. Proceedings of the Royal Society of London. 1856, roč. 8, s. 546–550. ISSN 0370-1662.
- [2] BAIBICH, Mario Norberto, J. M. BROTO, Albert FERT, F. Nguyen VAN DAU, F. PETROFF, P. ETIENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH a J. CHAZELAS. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. Physical Review Letters. 1988, roč. 61, č. 21, s. 2472–2475.
- [3] GRÜNBERG, Peter, R. SCHREIBER, Y. PANG, M. B. BRODSKY a H. SOWERS. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. Physical Review Letters. 1986, roč. 57, č. 19, s. 2442–2445.
- [4] KAWAHARA, T., K. ITO, R. TAKEMURA a H. OHNO. Spin-transfer torque RAM technology: Review and prospect. Microelectronics Reliability. duben 2012, roč. 52, č. 4, s. 613–627. ISSN 00262714. doi 10.1016/j.microrel.2011.09.028.
- [5] PARKIN, S. S. P., M. HAYASHI a L. THOMAS. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. Science. 11. duben 2008, roč. 320, č. 5873, s. 190–194. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi 10.1126/science.1145799.
- [6] NĚMEC, P., E. ROZKOTOVÁ, N. TESAŘOVÁ, F. TROJÁNEK, E. DE RANIERI, K. OLEJNÍK, J. ZEMEN, V. NOVÁK, M. CUKR, P. MALÝ a T. JUNGWIRTH. Experimental observation of the optical spin transfer torque. Nature Physics. 2012, roč. 8, č. 5, s. 411–415.
- [7] MAEKAWA, Sadamichi. Magnetism: A flood of spin current. Nature Materials. říjen 2009, roč. 8, č. 10, s. 777–778. ISSN 1476-1122. doi 10.1038/nmat2539.
- [8] WUNDERLICH, Joerg, Bernd KAESTNER, Jairo SINOVA a Tomas JUNGWIRTH. Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. Physical review letters. 2005, roč. 94, č. 4, s. 47204.
- [9] WUNDERLICH, J., A. C. IRVINE, Jairo SINOVA, B. G. PARK, L. P. ZÂRBO, X. L. XU, B. KAESTNER, V. NOVÁK a T. JUNGWIRTH. Spin-injection Hall effect in a planar photovoltaic cell. Nature Physics. 2009, roč. 5, č. 9, s. 675–681.
- [10] GAMBARDELLA, Pietro a Ioan Mihai MIRON. Current-induced spin-orbit torques. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2011, roč. 369, čís. 1948, s. 3175–3197. ISSN 1364-503X, 1471-2962. Získáno z: doi:10.1098/rsta.2010.0336
- [11] TESAŘOVÁ, N., P. NĚMEC, E. ROZKOTOVÁ, J. ZEMEN, T. JANDA, D. BUTKOVIČOVÁ, F. TROJÁNEK, K. OLEJNÍK, V. NOVÁK, P. MALÝ a T. JUNGWIRTH. Experimental observation of the optical spin-orbit torque. Nature Photonics. 2013, roč. 7, čís. 6, s. 492–498. ISSN 1749-4885. Získáno z: doi:10.1038/nphoton.2013.76
- [12] DATTA, Supriyo a Biswajit DAS. Electronic analog of the electro-optic modulator. Applied Physics Letters. 1990, roč. 56, č. 7, s. 665–667.
- [13] Universität Stuttgart, Institut für Halbleitertechnik <http://www.iht.uni-stuttgart.de/forschung/spinplasm.php>



- [14] JUNGWIRTH, T., Jairo SINOVA, J. MAŠEK, J. KUČERA a A. H. MACDONALD. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors. *Reviews of Modern Physics*. 2006, roč. 78, čís. 3, s. 809–864. Získáno z: doi:10.1103/RevModPhys.78.809
- [15] ROGADO, N. S., J. LI, A. W. SLEIGHT a M. A. SUBRAMANIAN. Magnetocapacitance and Magnetoresistance Near Room Temperature in a Ferromagnetic Semiconductor: La<sub>2</sub>NiMnO<sub>6</sub>. *Advanced Materials*. 2005, roč. 17, čís. 18, s. 2225–2227. ISSN 1521-4095. Získáno z: doi:10.1002/adma.200500737
- [16] MUNEKATA, H., H. OHNO, S. VON MOLNAR, Armin SEGMÜLLER, L. L. CHANG a L. ESAKI. Diluted magnetic III-V semiconductors. *Physical Review Letters*. 1989, roč. 63, č. 17, s. 1849–1852.
- [17] MAŠEK, J., J. KUDRNOVSKÝ, F. MÁCA, B. GALLAGHER, R. CAMPION, D. GREGORY a T. JUNGWIRTH. Dilute Moment n-Type Ferromagnetic Semiconductor Li(Zn,Mn)As. *Physical Review Letters*. únor 2007, roč. 98, č. 6, s. 067202, ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi 10.1103/PhysRevLett.98.067202. Dostupné z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.067202>.
- [18] JUNGWIRTH, T., V. NOVÁK, X. MARTÍ, M. CUKR, F. MÁCA, A. B. SHICK, J. MAŠEK, P. HORODYSKÁ, P. NĚMEC, V. HOLÝ, J. ZEMEK, P. KUŽEL, I. NĚMEC, B. L. GALLAGHER, R. P. CAMPION, C. T. FOXON a J. WUNDERLICH. Demonstration of molecular beam epitaxy and a semiconducting band structure for I-Mn-V compounds. *Physical Review B*. leden 2011, roč. 83, č. 3, s. 035321, ISSN 1098-0121, 1550-235X. doi 10.1103/PhysRevB.83.035321. Dostupné z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.035321>.
- [19] NOVÁK, V., M. CUKR, Z. ŠOBÁŇ, T. JUNGWIRTH, X. MARTÍ, V. HOLÝ, P. HORODYSKÁ a P. NĚMEC. Molecular beam epitaxy of LiMnAs. *Journal of Crystal Growth*. 2011, roč. 323, č. 1, s. 348–350.
- [20] SHINJO, Teruya. *Nanomagnetism and Spintronics*. S.l.: Elsevier, 2009. ISBN 9780080932163.
- [21] JUNGWIRTH, T., K. Y. WANG, J. MAŠEK, K. W. EDMONDS, Jürgen KÖNIG, Jairo SINOVA, M. POLINI, N. A. GONCHARUK, A. H. MACDONALD, M. SAWICKI, A. W. RUSHFORTH, R. P. CAMPION, L. X. ZHAO, C. T. FOXON a B. L. GALLAGHER. Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors. *Physical Review B*. jen 2005, roč. 72, č. 16, s. 165204. doi 10.1103/PhysRevB.72.165204.
- [22] JUNGWIRTH, T., P. HORODYSKÁ, N. TESAŘOVÁ, P. NĚMEC, J. ŠUBRT, P. MALÝ, P. KUŽEL, C. KADLEC, J. MAŠEK, I. NĚMEC, M. ORLITA, V. NOVÁK, K. OLEJNÍK, Z. ŠOBÁŇ, P. VAŠEK, P. SVOBODA a J. SINOVA. Systematic study of Mn-doping trends in optical properties of (Ga, Mn) As. *Physical review letters*. 2010, roč. 105, č. 22, s. 227201.
- [23] HORÁK, L., Z. ŠOBÁŇ a V. HOLÝ. Study of Mn interstitials in (Ga, Mn) As using high-resolution x-ray diffraction. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2010, roč. 22, č. 29, s. 296009. doi: 10.1088/0953-8984/22/29/296009
- [24] OLEJNÍK K., V. NOVÁK, M. CUKR, J. MAŠEK a T. JUNGWIRTH. Etching enhanced annealing of GaMnAs layers. *Journal of Crystal Growth*. 2009, roč. 311, č. 7, s. 2151–2154.
- [25] HORÁK, L., J. MATĚJOVÁ, X. MARTÍ, V. HOLÝ, V. NOVÁK, Z. ŠOBÁŇ, S. MANGOLD a F. JIMÉNEZ-VILLACORTA. Diffusion of Mn interstitials in (Ga,Mn)As epitaxial layers. *Physical Review B*. 2011, roč. 83, č. 24, s. 245209. doi:10.1103/PhysRevB.83.245209
- [26] RAEBIGER, Hannes, Maria GANCHENKOVA a Juhani VON BOEHM. Diffusion and clustering of substitutional Mn in (Ga, Mn) As. *Applied physics letters*. 2006, roč. 89, č. 1, s. 012505–012505.
- [27] Technické listy firmy Quantum Design, <http://www.qdusa.com/>
- [28] R. B. Goldfarb and F. R. Pickett. UNITS FOR MAGNETIC PROPERTIES. US. Department of Commerce, National Bureau of Standards, Boulder, Colorado 80303, March 1985, [online](#)
- [29] DIETL, T., H. OHNO a F. MATSUKURA. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors. *Physical Review B*. 2001, roč. 63, č. 19, s. 195205.

- [30] BIROWSKA, M., C. ŚLIWA, J. A. MAJEWSKI a T. DIETL. Origin of Bulk Uniaxial Anisotropy in Zinc-Blende Dilute Magnetic Semiconductors. *Physical Review Letters*. červen 2012, roč. 108, č. 23. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi 10.1103/PhysRevLett.108.237203.
- [31] WANG, K.-Y., M. SAWICKI, K. W. EDMONDS, R. P. CAMPION, S. MAAT, C. T. FOXON, B. L. GALLAGHER a T. DIETL. Spin Reorientation Transition in Single-Domain (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*. 16. listopad 2005, roč. 95, č. 21, s. 217204. doi 10.1103/PhysRevLett.95.217204.
- [32] ZEMEN, J., J. KUČERA, K. OLEJNÍK a T. JUNGWIRTH. Magnetocrystalline anisotropies in (Ga,Mn)As: Systematic theoretical study and comparison with experiment. *Physical Review B*. 2009, roč. 80, čís. 15, s. 155203. Získáno z: doi:10.1103/PhysRevB.80.155203
- [33] NOVÁK, V., K. OLEJNÍK, J. WUNDERLICH, M. CUKR, K. VÝBORNÝ, A. W. RUSHFORTH, K. W. EDMONDS, R. P. CAMPION, B. L. GALLAGHER a Jairo SINOVA. Curie point singularity in the temperature derivative of resistivity in (Ga, Mn) As. *Physical review letters*. 2008, roč. 101, č. 7, s. 77201.
- [34] NAGAOSA, Naoto, Jairo SINOVA, Shigeki ONODA, A. H. MACDONALD a N. P. ONG. Anomalous hall effect. *Reviews of Modern Physics*. 2010, roč. 82, č. 2, s. 1539.
- [35] GLUNK, M., J. DAEUBLER, W. SCHOCH, R. SAUER a W. LIMMER. Scaling relation of the anomalous Hall effect in (Ga,Mn)As. *Physical Review B*. 2009, roč. 80, č. 12, s. 125204.
- [36] SZE, Simon M. a Kwok K. NG. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley-Interscience, 2006. ISBN 0471143235.
- [37] YIP, G., J. QIU, W. T. NG a Z. H. LU. Effect of metal contacts on the electrical characteristics of AlO dielectric thin films. *Applied Physics Letters*. 2008, roč. 92, s. 122911. doi: 10.1063/1.2903708
- [38] LIU, Wen Ting a Zheng Tang LIU. Spectroscopic Ellipsometry Study on HfO<sub>2</sub> Thin Films Deposited at Different RF Powers. *Advanced Materials Research*. červenec 2011, roč. 287-290, s. 2165–2168. ISSN 1662-8985. doi 10.4028/www.scientific.net/AMR.287-290.2165.
- [39] CALLEGARI, A., E. CARTIER, M. GRIBELYUK, H. F. OKORN-SCHMIDT a T. ZABEL. Physical and electrical characterization of Hafnium oxide and Hafnium silicate sputtered films. *Journal of Applied Physics*. 2001, roč. 90, čís. 12, s. 6466–6475. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Získáno z: doi:10.1063/1.1417991
- [40] STERN, M. B. a P. F. LIAO. Reactive ion etching of GaAs and InP using SiCl<sub>4</sub>. *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 1983, roč. 1, čís. 4, s. 1053–1055. ISSN 2166-2746. Získáno z: doi:10.1116/1.582674
- [41] KUBÁT, Milan. *Výkonová polovodičová technika*. 1. vyd. SNTL, 1978.
- [42] Electronic archive, New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties, online: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>
- [43] ATLAS User's Manual, SILVACO, Inc., 2014
- [44] BARTZSCH, Hagen, Daniel GLÖB, Peter FRACH, Matthias GITTNER, Eberhard SCHULTHEIß, Wolfgang BRODE a Johannes HARTUNG. Electrical insulation properties of sputter-deposited SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films at room temperature and 400°C. *Phys. Status Solidi (a)*. 2009, roč. 206, č. 3, s. 514–519.
- [45] KUO, C. T., R. KWOR a K. M. JONES. Study of sputtered HfO<sub>2</sub> thin films on silicon. *Thin Solid Films*. 1992, roč. 213, č. 2, s. 257–264.
- [46] ROBERTSON, J. Band offsets of high dielectric constant gate oxides on silicon. *Journal of Non-Crystalline Solids*. květen 2002, roč. 303, č. 1, s. 94–100. ISSN 0022-3093. doi 10.1016/S0022-3093(02)00972-9.
- [47] [SILVACO Atlas](#)
- [48] Selberherr, S. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Wien, New York: Springer-Verlag, 1984.

- [49] JUNGWIRTH, T., 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 a H. OHNO. Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover. *Physical Review B*. 2007, roč. 76, čís. 12, s. 125206. Získáno z: doi:10.1103/PhysRevB.76.125206
- [50] NĚMEC, P., V. NOVÁK, N. TESAŘOVÁ, E. ROZKOTOVÁ, H. REICHLIOVÁ, D. BUTKOVIČOVÁ, F. TROJÁNEK, K. OLEJNÍK, P. MALÝ, R. P. CAMPION, B. L. GALLAGHER, Jairo SINOVA a T. JUNGWIRTH. The essential role of carefully optimized synthesis for elucidating intrinsic material properties of (Ga,Mn)As. *Nature Communications*. 29. leden 2013, roč. 4, s. 1422. ISSN 2041-1733. doi 10.1038/ncomms2426.
- [51] KHAZEN, Kh., H. J. VON BARDELEBEN, J. L. CANTIN, L. THEVENARD, L. LARGEAU, O. MAUGUIN a A. LEMAÎTRE. Ferromagnetic resonance of Ga<sub>0.93</sub>Mn<sub>0.07</sub>As thin films with constant Mn and variable free-hole concentrations. *Physical Review B*. 2008, roč. 77, čís. 16, s. 165204. Získáno z: doi:10.1103/PhysRevB.77.165204
- [52] NISHITANI, Y., D. CHIBA, M. ENDO, M. SAWICKI, F. MATSUKURA, T. DIETL a H. OHNO. Curie temperature versus hole concentration in field-effect structures of Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As. *Physical Review B*. 2010, roč. 81, čís. 4. ISSN 1098-0121, 1550-235X. Získáno z: doi:10.1103/PhysRevB.81.045208
- [53] RUSHFORTH, A.W., K. VÝBORNÝ, C.S. KING, K.W. EDMONDS, R.P. CAMPION, C.T. FOXON, J. WUNDERLICH, A.C. IRVINE, V. NOVÁK, K. OLEJNÍK, A.A. KOVALEV, Jairo SINOVA, T. JUNGWIRTH a B.L. GALLAGHER. The origin and control of the sources of AMR in (Ga,Mn)As devices. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2009, roč. 321, čís. 8, s. 1001–1008. ISSN 03048853. Získáno z: doi:10.1016/j.jmmm.2008.04.070
- [54] DE RANIERI, E, A W RUSHFORTH, K VÝBORNÝ, U RANA, E AHMAD, R P CAMPION, C T FOXON, B L GALLAGHER, A C IRVINE, J WUNDERLICH a T JUNGWIRTH. Lithographically and electrically controlled strain effects on anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As. *New Journal of Physics*. 2008, roč. 10, čís. 6, s. 065003. ISSN 1367-2630. Získáno z: doi:10.1088/1367-2630/10/6/065003
- [55] RUSHFORTH, A. W., E. DE RANIERI, J. ZEMEN, J. WUNDERLICH, K. W. EDMONDS, C. S. KING, E. AHMAD, R. P. CAMPION, C. T. FOXON, B. L. GALLAGHER, K. VÝBORNÝ, J. KUČERA a T. JUNGWIRTH. Voltage control of magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic-semiconductor-piezoelectric hybrid structures. *Physical Review B*. 2008, roč. 78, čís. 8, s. 085314. Získáno z: doi:10.1103/PhysRevB.78.085314
- [56] CHIBA, D., M. SAWICKI, Y. NISHITANI, Y. NAKATANI, F. MATSUKURA a H. OHNO. Magnetization vector manipulation by electric fields. *Nature*. 2008, roč. 455, čís. 7212, s. 515–518. ISSN 0028-0836. Získáno z: doi:10.1038/nature07318
- [57] ANGUITA, Jose, Marcos BENEDICTO, Raquel ALVARO, Beatriz GALIANA a Paloma TEJEDOR. Nanoscale Selective Plasma Etching of Ultrathin HfO<sub>2</sub> Layers on GaAs for Advanced Complementary Metal–Oxide–Semiconductor Devices. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2010, roč. 49, čís. 10, s. 106504. ISSN 0021-4922, 1347-4065. Získáno z: doi:10.1143/JJAP.49.106504
- [58] KANG, Pil-Seung, Jong-Chang WOO, Young-Hee JOO a Chang-Il KIM. Etch characteristics of HfO<sub>2</sub> thin films by using CF<sub>4</sub>/Ar inductively coupled plasma. *Vacuum*. 2013, roč. 93, s. 50–55. ISSN 0042207X. Získáno z: doi:10.1016/j.vacuum.2012.12.007
- [59] MURAKAMI, Masanori, K. D. CHILDS, John M. BAKER a A. CALLEGARI. Microstructure studies of AuNiGe Ohmic contacts to n-type GaAs. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*. 1986, roč. 4, č. 4, s. 903–911. doi 10.1116/1.583535.
- [60] Clawson, A.R., *Materials Science and Engineering*, 31 (2001) 1-438
- [61] 2400 Series SourceMeter User's Manual, Keithley Instruments, 2002, [on-line](#)
- [62] MODEL SR830, DSP Lock-In Amplifier, Stanford Research Systems, 2011, [on-line](#)
- [63] Agilent E4980A Precision LCR Meter, User's Guide, Agilent Technologies, May 2013, [www.agilent.com/find/e4980a/](http://www.agilent.com/find/e4980a/)

# Přehled publikací autora

Stav ke dni: 20.10.2014. U publikací s více autory je podíl spoluautorství rovnocenný.

## Publikace k tématu disertační práce, impaktované (WoS):

1. HORÁK, L., J. MATĚJOVÁ, X. MARTÍ, V. HOLÝ, V. NOVÁK, Z. ŠOBÁŇ, S. MANGOLD a F. JIMÉNEZ-VILLACORTA. Diffusion of Mn interstitials in (Ga,Mn)As epitaxial layers. *Physical Review B*. 2011, roč. 83, č. 24, s. 245209. doi:10.1103/PhysRevB.83.245209  
Počet citací: 5
2. NOVÁK, V., M. CUKR, Z. ŠOBÁŇ, T. JUNGWIRTH, X. MARTÍ, V. HOLÝ, P. HORODYSKÁ a P. NĚMEC. Molecular beam epitaxy of LiMnAs. *Journal of Crystal Growth*. 2011, roč. 323, č. 1, s. 348–350. doi: 10.1016/j.jcrysgro.2010.11.077  
Počet citací: 2
3. JUNGWIRTH, T., P. HORODYSKÁ, N. TESAŘOVÁ, P. NĚMEC, J. ŠUBRT, P. MALÝ, P. KUŽEL, C. KADLEC, J. MAŠEK, I. NĚMEC, M. ORLITA, V. NOVÁK, K. OLEJNÍK, Z. ŠOBÁŇ, P. VAŠEK, P. SVOBODA a J. SINOVA. Systematic study of Mn-doping trends in optical properties of (Ga, Mn) As. *Physical review letters*. 2010, roč. 105, č. 22, s. 227201. doi: 10.1103/PhysRevLett.105.227201  
Počet citací: 27
4. HORÁK, L., Z. ŠOBÁŇ a V. HOLÝ. Study of Mn interstitials in (Ga, Mn) As using high-resolution x-ray diffraction. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2010, roč. 22, č. 29, s. 296009. doi: 10.1088/0953-8984/22/29/296009  
Počet citací: 2
5. VOVES, J., Z. ŠOBÁŇ, M. JANOUŠEK, V. KOMARNICKIJ, M. CUKR a V. NOVÁK. Nanostructures defined by the local oxidation of the ferromagnetic GaMnAs layer. *Microelectronics Journal*. 2009, roč. 40, č. 4–5, s. 697–705. ISSN 0026-2692. doi:10.1016/j.mejo.2008.07.039  
Počet citací: 2

## Další recenzované publikace (sborníky konferencí, WoS):

6. Náhlík, J., Z. Šobáň, J. Voves, V. Jurka a P. Vašek. SiC graphene FET with polydimethylglutarimide as a gate dielectric layer International Conference on Advanced Semiconductor Devices Microsystems (ASDAM), 2014. (v tisku)  
Počet citací: 0
7. NAHLÍK, J., M. JANOUŠEK, Z. ŠOBÁŇ, J. VOVES, V. JURKA a P. MACHAČ. Hydrogen silsesquioxane as a gate dielectric layer for SiC graphene FET. In: 2012 Ninth International Conference on Advanced Semiconductor Devices Microsystems (ASDAM). 2012, s. 251–254. doi:10.1109/ASDAM.2012.6418520  
Počet citací: 0
8. JANOUŠEK, M., J. NÁHLÍK, Z. ŠOBÁŇ, J. VOVES, M. KALBÁČ a V. JURKA. AFM local anodic oxidation on graphene. *NANOCON 2012, 4th International Conference*. 2012, s. 118–121  
Počet citací: 0
9. ŠOBÁŇ, Zbyněk, Jan VOVES a Karol KÁLNA. The characterization of the hole transport in Sb based strained quantum wells. *Journal of Physics: Conference Series*. 2009, roč. 193, č. 1, s. 012128. ISSN 1742-6596. doi:10.1088/1742-6596/193/1/012128  
Počet citací: 1

10. ŠOBÁŇ, Z., J. VOVES, M. CUKR a V. NOVÁK. Hole transport in the p-type RTD. ASDAM 2008, International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems. 2008, s. 251–254. doi:10.1109/ASDAM.2008.4743330  
Počet citací: 0

#### **Publikace recenzované:**

10. Náhlík, J., Janoušek, M. a Šobáň, Z.. Gated Graphene Electrical Transport Characterization. Acta Polytechnica. 2012, vol. 52, no. 5, p. 76-79. ISSN 1210-2709.

#### **Ostatní publikace:**

12. Náhlík, J., Janoušek, M., Šobáň, Z. Gated Graphene Electrical Transport Characterization. In POSTER 2012 - 16th International Student Conference on Electrical Engineering. Praha: Czech Technical University in Prague, 2012, vol. 1, . ISBN 978-80-01-05043-9.  
Oceněno: 1. místo, POSTER 2012
13. Zbyněk Šobáň a Jan Voves. Study of graphene transport properties on silicon dioxide surface modified by hydrophobic monolayer. EMRS 2012, Strasbourg, France
14. Šobáň, Zbyněk, Jan Voves, Petr Jiríček a Martin Kalbáč. CVD graphene on silicon dioxide influence of hydrophobic interlayer. NanoSea 2012, Santa Margherita di Pula, Italy
15. Šobáň, Zbyněk, Jan Voves a Vít Novák. Study of barrier properties in a ferromagnetic GaMnAs/i-AlGaAs/n-GaAs PIN structure. 7<sup>th</sup> International Conference on Low Dimensional Structures and Devices, LDSD 2011, Telchac, México
16. J. Voves, Z. Šobáň, M. Jelínek, V. Komarnitskij, M. Cukr, et al.: Nanostructures Defined by The Local Oxidation of Ferromagnetic GaMnAs Layer. European Nano Systems. Grenoble: CMP, 2007, p. 85-90. ISBN 978-2-35500-003-4.
17. J. Voves, Z. Šobáň, M. Jelínek, M. Cukr, and V. Novák. Spin Filtering Structures Defined by the Local Oxidation of GaMnAs Layer. Spintech IV, Abstract Book. Santa Barbara: University of California Santa Barbara, 2007, vol. 1, p. 151.

#### **Granty a projekty:**

- GAČR 102/06/0381 Spintronické aplikace feromagnetických polovodičových nanostruktur
- KAN400100652 Struktury pro spintroniku a kvantové jevy v nanoelektronice vytvořené elektronovou litografií
- GAČR 108/11/0894 Růst a zpracování grafenových vrstev na karbidu křemíku
- SGS SGS10/281/OHK3/3T/13 Polovodičové nanostruktury připravené pomocí AFM litografie

# Curriculum Vitae - Zbyněk Šobáň

Datum a místo narození: 28. července 1981, Uherské Hradiště

## Vzdělání:

- Vysokoškolské: 9/2002 - 6/2006, bakalář - obor Elektronika a sdělovací technika, Fakulta elektrotechnická, České vysoké učení technické v Praze
- Vysokoškolské: 6/2006 - 6/2008, inženýr - obor Elektronika, Fakulta elektrotechnická, České vysoké učení technické v Praze
- Postgraduální: 9/2008 - současnost, postgraduální studium obor Elektronika, Fakulta elektrotechnická, České vysoké učení technické v Praze

## Profesní kariéra:

- 10/2005 - 8/2008, Intronix s.r.o, Jana Masaryka 26, Prague 2
- 9/2008 - současnost, Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i., Cukrovarnická 10, 16200 Praha 6

## Stáže a zahraniční působení:

- 3/2005 - 9/2005, studijní pobyt v rámci programu Erasmus na University Ulm, Německo
- 5/2009, čtyřtýdenní stáž na University of Glasgow, Department of Electronics & Electrical Engineering, Device Modelling Group

# Příloha A

## Technologie výroby

### A.1 Výrobní postupy a recepty

#### Čištění povrchu substrátů

Pro vyčištění povrchu substrátu a odstranění reziduí v místech otevřených oken v rezistu jsme používali O<sub>2</sub> plasmu. K dispozici mámem leptací zařízení firmy Oxford Instruments PlasmalabSystem 100, s technologií RIE/ICP a leptací zařízení Diener electronic systém Femto, (s max. výkonem 100 W, O<sub>2</sub>, A). Použili jsme předpis jehož parametry jsou uvedeny v tabulce A.1. Rychlost leptání je přibližně  $r = 70$  nm/min pro optické rezisty maN a maP. Minimální čas volíme 60 s, což by mělo zaručit dostatečné vyčištění povrchu. U materiálu (Ga,Mn)As je nutno uvážit použití této metody, protože dochází k oxidaci povrchu, a tím ke ztenčení vrstvy.

	výkon RIE/ICP (W)	průtok (sccm)	tlak (mTorr)	bias (V)	čas (s)
O <sub>2</sub> plasma	25/25	25	25	150	60

Tabulka A.1: Předpis pro čištění povrchu pomocí O<sub>2</sub> plasmy

#### Depozice rezistů

Rezisty nanášíme metodou odstředivého lití. Tloušťka vrstev rezistů závisí na jeho hustotě a rychlosti odstředění. Před expozicí se rezisty suší v horkovzdušné píce (troubě) nebo na horké plotně.

Nanesením promotéru (primer) lze zlepšit přilnavost rezistu na povrch. Používáme produkt Primer MCC 80/20 od firmy MicroChem. Jedná se o kombinaci HMDS (hexamethyl-disilazane) a PM acetátu (Propylene Glycol Monomethyl Ether Acetate). Použití promotéru může mít vliv na další technologické kroky. V případě suchého leptání může být povrch nehomogenně leptán. U mokrého typu leptání, díky vyšší smáčivosti povrchu, použití promotéru zvyšuje kvalitu leptání. Na materiálu GaAs jsme dosáhli nižší drsnosti povrchu a větší homogenity hloubky leptání.

## Technologické postupy při optické litografii

Uvádíme podrobné technologické postupy pro proces optické litografie, konkrétně depozici kontaktů a výroby mesa struktur.

### Postup - depozice metalických kontaktů

1. Čištění povrchu:  $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl} + \text{H}_2\text{O} + \text{Aceton} + \text{H}_2\text{O}$
2. Plasma  $\text{O}_2$  (Femto): 100 W, 1 min,  $p = 500$  Pa; nebo pomocí RIE/ICP viz tabulka [A.1](#).
3. Oplach v zředěné  $\text{HCl}(1:10) + \text{H}_2\text{O}$
4. Filtrování rezistu a promotéru, 5min / 12k ot/min
5. Primer MCC 80-24: spin-coater, 5s sušení  $\text{N}_2$
6. Rezist **maN 1410**: 3000 ot/min, 60s, tloušťka  $t \approx 1 \mu\text{m}$
7. Sušení (pre-bake) 4min /  $100^\circ\text{C}$  (hot plate)
8. Expozice: Jubka  $x = 70$ , nechat zahřát lampu cca 10 min
9. Vývojka: maD 533/s,  $t = 70$  s, dle návodu bude podkosení rezistu cca  $0,8 \mu\text{m}$ , pro jemnější struktury je nutné zkrátit čas
10. Termální depozice kovů, viz kapitola [A.3](#)
11. Lift-off, mr-Rem660 (nebo aceton),  $60^\circ\text{C} / 10$  min, ultrazvuk 1-2x degas;

### Postup - výroba mesa struktura

1. Čištění povrchu:  $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl}(1:10) + \text{H}_2\text{O} + \text{Aceton} + \text{H}_2\text{O}$
2. Plasma  $\text{O}_2$  (Femto): 100 W, 1 min,  $p = 500$  Pa; nebo pomocí RIE/ICP viz tabulka [A.1](#).
3. Oplach v zředěné  $\text{HCl}(1:10) + \text{H}_2\text{O}$
4. Filtrování rezistu a promotéru, 5min / 12k ot/min
5. Primer MCC 80-24: spin-coater, 5s sušení  $\text{N}_2$
6. Rezist **MaP 1215**: 5000 ot/min, 60s, tloušťka  $t \approx 1,3 \mu\text{m}$
7. Sušení (pre-bake) 3min /  $100^\circ\text{C}$  (hot plate)
8. Expozice: Jubka  $x = 50$ , nechat zahřát lampu cca 10 min
9. Vývojka: **maD 531/s** nebo **maD 331/s**,  $t = 30$  s, stabilizace v  $\text{H}_2\text{O}$  cca 1 min
10. Leptání, dle typu a materiálu, viz kapitola [A.2](#)



## Příprava rezistů pro elektronovou litografii

Pro proces elektronové litografie uvádíme postup přípravy rezistů maN-2403 (negativní) a PMMA A4 (pozitivní).

### EBL - pozitivní rezist PMMA A4

1. Čištění povrchu:  $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl} + \text{H}_2\text{O} + \text{Aceton} + \text{H}_2\text{O}$
2. Plasma  $\text{O}_2$  (Femto): 150 W, 1 min,  $p = 500$  Pa; nebo pomocí RIE/ICP viz tabulka [A.1](#).
3. Oplach v zředěné  $\text{HCl}(1:10) + \text{H}_2\text{O}$
4. Filtrování rezistu a promotéru, Ependorf 100 nm, 4min / 12k ot/min
5. Primer MCC 80-20: spin-coater, 5s sušení  $\text{N}_2$
6. Rezist **PMMA A4**: 4000 ot/min, 60s, tloušťka  $t \approx 400$  nm
7. Sušení (pre-bake) 3 min /  $90^\circ\text{C}$  (hot plate)
8. Expozice: (dle DS) "dose factor"  $120 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  při  $E = 10$  keV
9. Vývojka pro **PMMA A4**: MIBK:IPA = 1:1,  $t = 30$  s

### EBL - negativní rezist maN 2403

1. Čištění povrchu:  $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl} + \text{H}_2\text{O} + \text{Aceton} + \text{H}_2\text{O}$
2. Plasma  $\text{O}_2$  (Femto): 150 W, 1 min,  $p = 500$  Pa; nebo pomocí RIE/ICP viz tabulka [A.1](#).
3. Oplach v zředěné  $\text{HCl}(1:10) + \text{H}_2\text{O}$
4. Filtrování rezistu a promotéru, Ependorf 100 nm, 4min / 12k ot/min
5. Primer MCC 80-20: spin-coater, 5s sušení  $\text{N}_2$
6. Rezist **maN 2403**: 5000 ot/min, 60s, tloušťka  $t \approx 250$  nm
7. Sušení (pre-bake) 2min /  $90^\circ\text{C}$  (hot plate)
8. Expozice: "dose factor"  $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  při  $E = 10$  keV
9. Vývojka pro **maN 2403**: **maD 532/s** nebo **maD 332/s**,  $t = 30$  s

## A.2 Procesy leptání materiálů

### Proces suchého leptání

Pro leptání materiálů GaAs a (Ga,Mn)As jsme použili tzv. suché leptání procesem RIE/ICP. K dispozici máme zařízení PlasmaPro 100 od firmy Oxford Plasma Technology. Připravili jsme předpis na základě výsledků prezentovaných v [40], kde je popsán leptací proces s plyny SiCl<sub>4</sub> a Ar. Konkrétní parametry jsou uvedeny v tabulce A.2.

	výkon RIE/ICP (W)	průtok (sccm)	tlak (mTorr)	bias (V)	leptací rychlost (nm/min)
SiCl <sub>4</sub> /Ar (1)	6/10	10/5	5	35	20

Tabulka A.2: Předpisy pro leptání GaAs pomocí SiCl<sub>4</sub> a Ar.

Pro plazmatické leptání oxidu HfO<sub>2</sub> jsme použili plyny na bázi fluoru (SF<sub>6</sub> a CF<sub>4</sub>) v kombinaci s Ar. Konkrétní předpisy jsou uvedeny v tabulce A.3. Vycházeli jsme z předpisů publikovaných v [57] a [58].

	výkon RIE/ICP (W)	průtok (sccm)	tlak (mTorr)	předpětí (V)	leptací rychlost (nm/s)
SF <sub>6</sub> / Ar	40/20	10/5	25	115	3
SF <sub>6</sub> / Ar	50/20	10/5	20	170	5
SF <sub>6</sub> / Ar	60/20	10/5	20	290	6
CF <sub>4</sub> / Ar	50/20	20/4	25	251	4,5

Tabulka A.3: Předpisy pro suché leptání oxidu HfO<sub>2</sub> pomocí plynů SF<sub>6</sub>, CF<sub>4</sub> a Ar.

### Proces mokrého leptání

Pro leptání polovodičových materiálů skupiny A<sub>III</sub>B<sub>V</sub> jako např.: GaAs, (Ga,Mn)As, AlAs, AlGaAs jsme použili následující leptací roztoky. Uváděná rychlost leptání je přibližná, protože závisí na koncentraci, poměru a stáří jednotlivých složek roztoku.

#### Vodný roztok H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> a H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>

H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> (...%) (-)	H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> (30%) (-)	H <sub>2</sub> O (-)	leptací rychlost (nm/s)
1	10	40	~700
1	10	400	~50

Tabulka A.4: Předpisy pro leptání GaAs pomocí H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>.

Tento leptací roztok je selektivní k AlGaAs.

**Vodný roztok  $\text{H}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6$  a  $\text{H}_2\text{O}_2$** 

Pro leptání GaAs jsme také použili vodný roztok s kyselinou sírovou  $\text{H}_2\text{SO}_4$  a kyselinou vinnou,  $\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6$ .

$\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6$ (5%) (-)	$\text{H}_2\text{SO}_4$ (10%) (-)	$\text{H}_2\text{O}_2$ (30%) (-)	leptací rychlost (nm/s)
2	1	1	~80

Tabulka A.5: Předpis pro přípravu leptacího roztoku ozn. K2. Leptací rychlost je uvedena pro intrinzičtý GaAs.

**Procesy leptání oxidů**

Oxid  $\text{Al}_2\text{O}_3$  jsme leptali 1% vodným roztokem NaOH (vahových), při této koncentraci je rychlost leptání  $r \sim 0,25$  nm/s.

## A.3 Depozice kovových materiálů

### Napařování

Depozice kovových materiálů jsme provedli v napařovací aparatuře Covap od firmy Angstrom Engineering. Pracuje na principu termálního odpaření materiálu z lodičky. Je možné deponovat až čtyři materiály (slitiny) jednotlivě nebo dva materiály současně. Rychlost napařování a tloušťka vrstev je měřena pomocí krystalu. Výkon dodaný do napařovacích lodiček je řízen kontrolérem Inficon XTC-3. Proces napařování je obvykle prováděn při vakuu řádu  $\sim 10^{-7}$  Torr, při kterém je možné docílit vysoké kvality vrstev.

Typické složení sendvičových (nežíhaných) kontaktů na materiálu p-GaAs nebo (Ga,Mn)As a parametry při depozici jsou uvedeny v tabulce A.8.

Kov	Nom. tloušťka (nm)	Výkon (%)	Rychlost (Å/s)
Cr	3	21	0,6
Au	50	18	1÷2

Tabulka A.6: Typické parametry při depozici kovového kontaktu Cr/Au.

Typické parametry při depozici Al vrstev pro hradla a jejich kontakty jsou uvedeny v tabulce A.7.

Kov	Nom. tloušťka (nm)	Výkon (%)	Rychlost (Å/s)
Al	50 ÷ 100	~17	0,7÷2,0

Tabulka A.7: Typické parametry při depozici kovových vrstev Al pro vytvoření kontaktu a hradla.

Pro materiál n-GaAs a struktury s n-2DEG jsme použili žíhaný sendvičový kontakt Au-Ge-Ni, vycházeli jsme z předpisu uvedeného v [59]. Žíhání jsme provedli za sníženého tlaku v atmosféře Ar:H<sub>2</sub> s 5% H<sub>2</sub>, teplota žíhání byla nastavena na 450°C po dobu 3 min, počáteční růst teploty byl 250°C/min.

Kov	Nom. tloušťka (nm)
Ni	5
AuGe	100
Ni	30
Au	50 ÷ 100

Tabulka A.8: Typické tloušťky jednotlivých vrstev při depozici kontaktu Ni/AuGe/Ni/Au.

# Příloha B

## Masky

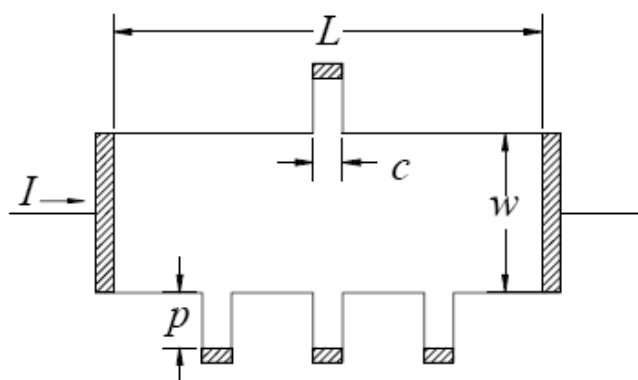
### Maska pro strukturu hallovského trámečku s vrchním hradlem

#### Návrhové pravidla:

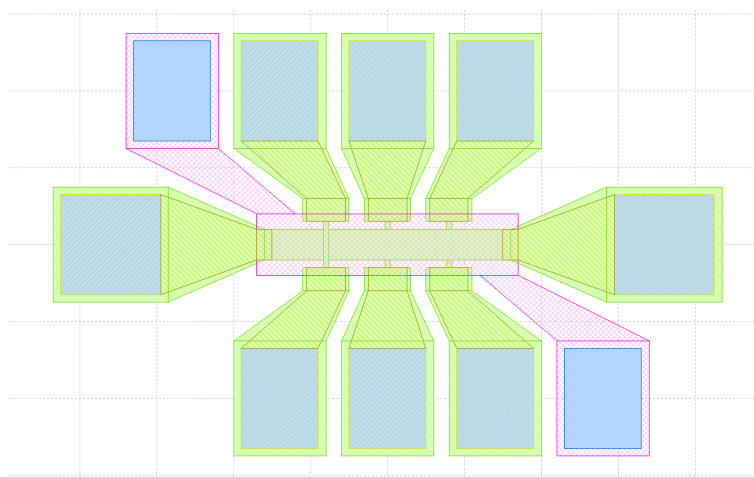
Délka trámečku  $L$  má být alespoň čtyřikrát větší než jeho šířka  $w$ , ( $L \geq 4w$ ). Šířka napěťové sondy by měla být přibližně stejná jako jeho délka,  $p \approx c$ . Současně by měla platit podmínka, že šířka krčku je třikrát menší než šířka proužku, ( $c \leq w/3$ ).

#### Rozměry masky hallovského trámečku

- Délka:  $320 \mu\text{m}$
- Šířka:  $40 \mu\text{m}$
- Kontaktovací plochy:  $100 \times 150 \mu\text{m}$
- Rozměry napěťových sond:  $7 \times 10 \mu\text{m}$



Obrázek B.1: Náčrt struktury hallovského trámečku s označením rozměrů.



Obrázek B.2: Návrh motivu masky hallovského trámečku pro optickou litografii.

## Příloha C

# Měřicí přístroje a aplikace

### Popis měřících přístrojů

Pro elektrická měření používáme laboratorní přístroje Keithly řady 2400 a 2000. Víceúčelový multimetr Keithley Model 2000 Multimeter je možné použít pro měření napětí, proudu ve střídavém i stejnosměrném režimu, odporu ve dvou nebo čtyřbodovém zapojení, frekvence a teploty (pomocí externího termočlánku typu J, K nebo T). V režimu voltmetru je vnitřní odpor  $>10\text{ G}\Omega$  pro rozsahy 100 mV, 1 V a 10 V, ale pouze  $10\text{ M}\Omega$  pro rozsahy 100 V a 1000 V.

Proudově-napěťový zdroj Keithley SourceMeter 2400 jsme používali jako napěťový zdroj nebo proudový zdroj. Mezi přednosti patří 6,5 místné zobrazení na displeji, má čtyři napěťové a sedm proudových rozsahů. Zapojení do elektrických obvodů je možné ve dvou nebo čtyřbodové konfiguraci. Oba přístroje Keithley poskytují základní manuální a nebo vzdálené ovládání přes měřicí sběrnici, buď GPIB nebo sériovou linku RS-232. Podrobný popis přístrojů Keithley, jejich zapojení a parametrů je možné najít v uživatelských příručkách dostupných on-line [61].

Pro měření jsme také použili parametrický analyzátor s typovým označením B1500A Semiconductor Device Analyzer firmy Agilent Technologies. Mezi hlavní výhody patří paralelní měření parametrů až osmi moduly (Source-Measurement Unit - SMU). Z toho jsou dva moduly k dispozici s vysokým rozlišením, tj. napěťovým rozlišením  $0,5\text{ }\mu\text{V}$  a proudovým rozlišením 1 fA.

Pro měření magnetorezistenčních jevů za nízkých teplot jsme použili vektorový supravodivý magnet v kombinaci s nízkoteplotním kryostatem od firmy Oxford Instruments. Teplotu v kryostatu lze regulovat v rozsahu 1,2 K až 300 K. Supravodivé magnety chlazené kapalným héliem je možné provozovat v rozsahu  $\pm 6\text{ T}$  ve směru osy z, v osách x a y lze přiložit  $\pm 2\text{ T}$ . Přístroj umožňuje orientovat a rotovat vektor magnetického pole ve třech osách (x,y,z) v rozsahu  $360^\circ$ .

V průběhu jednotlivých měření jsme prováděli kontrolní měření teploty v kryostatu v blízkosti měřených vzorků, k tomu jsme použili teplotní senzor Cernox CX-1050, který umožňuje měřit teploty v rozsahu od 100 mK do 325 K.

U struktur s vysokým odporem kanálu jsem využili metody měření v nízkofrekvenčním střídavém režimu, které jsme provedli na Lock-in zesilovači Stanford Research 830. Popis ovládání přístroje a seznam příkazů pro vzdálené ovládání jsou uvedeny v uživatelské příručce [62].

Pro experimentální měření kapacitorů jsme použili laboratorní RLC měřič E4980 od firmy

Agilent. Frekvenční rozsah měření je od 20 Hz do 2 MHz. Podrobný popis přístroje je uveden v uživatelské příručce [63].

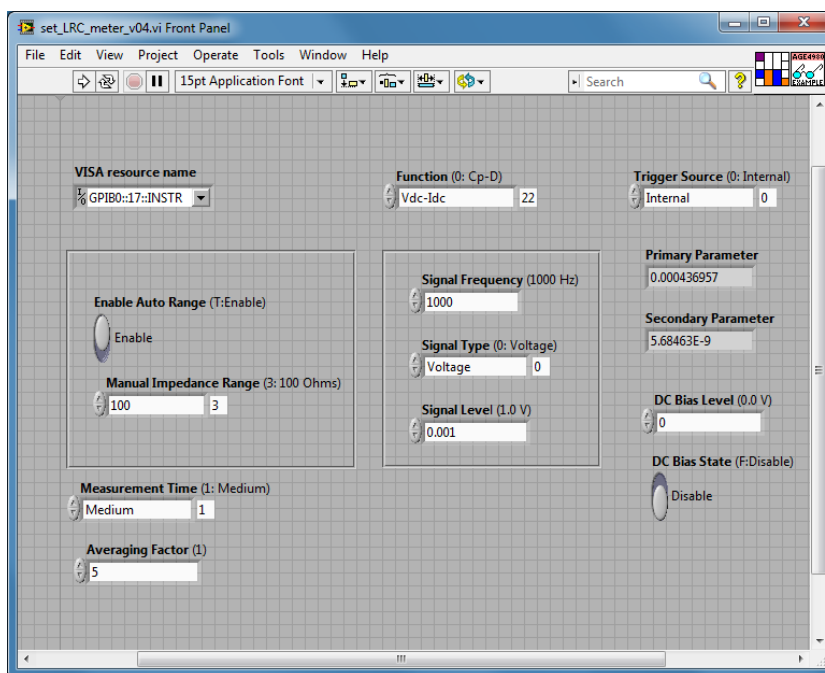
Pro ovládání měřících přístrojů a vyčítání naměřených hodnot jsme použili měřící sběrnici GPIB. Uživatelské měřící aplikace pro nastavení, měření a vyčítání z jednotlivých přístrojů jsem vytvořili v grafickém vývojovém prostředí LabView od firmy National Instruments některé z nich jsou uvedeny v následujících odstavcích.

## Měřící aplikace v LabView

Pro ovládání přístrojů jsme vytvořili několik jednoduchých uživatelských aplikací v programovacím prostředí LabView.

### RLC měřič E4980 - Agilent

Pro ovládání RLC měřiče E4980 jsme zvolili poloautomatický režim, který dostačoval pro relativně jednoduchá měření parametrů struktur. Nastavení parametrů RLC měřiče jsme provedli v uživatelské aplikaci *set\_LRC\_meter.v04.vi*. Mezi nejdůležitější parametry patří: měřená veličina a typ modelu, frekvence a amplituda měřícího signálu, rychlost a počet vzorků na změřenou hodnotu. Přístroj měří zvolenou veličinu L, R nebo C, pro které je možné zvolit z několika modelů - sériový nebo paralelní náhradní obvod.

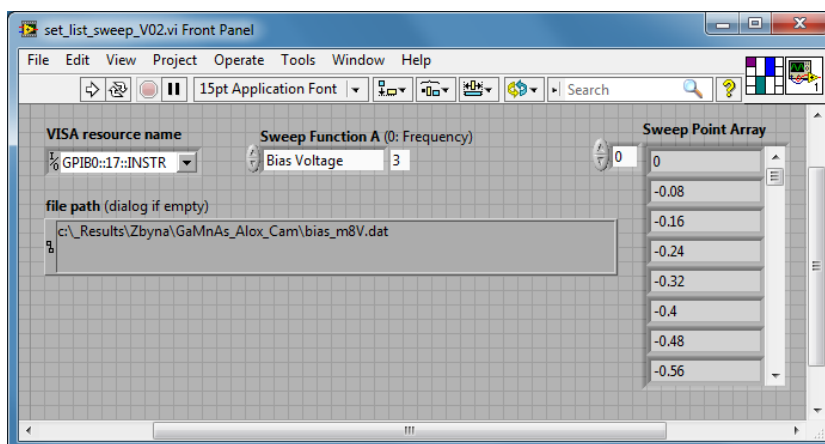


Obrázek C.1: Grafická podoba aplikace *set\_LRC\_meter.v04.vi* pro nastavení parametrů měření RLC měřiče E4980.

Pro zapsání seznamu parametru (sweep-list) do přístroje jsme vytvořili uživatelskou aplikaci *set\_list\_sweep.v02.vi*. Zapiše do RLC měřiče typ parametru a seznam jeho hodnot z předem připraveného textového souboru. Do tohoto seznamu je možno zapsat maximálně

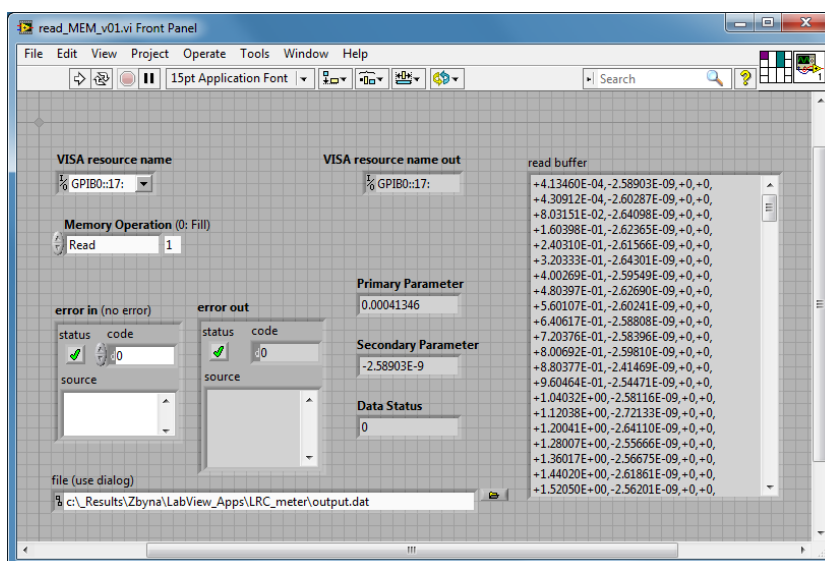


201 hodnot, které jsou měřeny v automatickém režimu. Tyto seznamy hodnot jsme generovali pomocí skriptu v prostředí Matlab.



Obrázek C.2: Grafická podoba aplikace set\_list\_sweep\_V02.vi pro zápis seznamu hodnot zvoleného parametru.

Po změření jsou data vyčítána uživatelskou aplikací *read\_MEM\_v01.vi*. Tyto hodnoty jsou přečteny z vnitřní paměti přístroje a zapsány do textového souboru. Data jsou zpracovány a vykresleny pomocí softwaru Matlab.



Obrázek C.3: Grafická podoba aplikace read\_MEM\_v01.vi pro vyčtení naměřených hodnot z vnitřní paměti přístroje.

Pro měření jsme volili sériový nebo paralelní náhradní obvod kondenzátoru. Měřili jsme tedy  $C_s$  a  $R_s$  pro sériový model, nebo  $C_p$  a  $R_p$  pro paralelní model. Lze měřit obecnou impedanci  $Z$  a úhel  $\theta$ , z čehož je možné určit charakter impedance. Kvalitu kondenzátoru určuje měřený parametr  $D$  kombinaci s  $C_s$  nebo  $C_p$ . Tyto veličiny jsme měřili v závislosti na dalším parametru, kterým bylo hradlovací napětí nebo frekvence v rozsahu 20 až 2 MHz.