

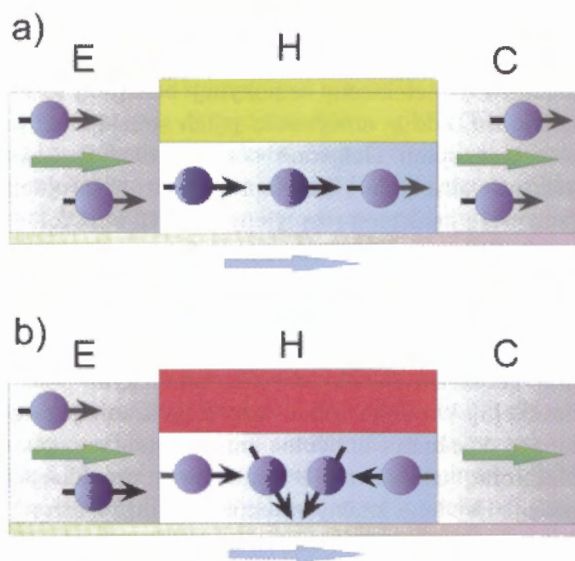
POLOVODIČOVÁ SPINTRONIKA A ČASOVĚ ROZLIŠENÁ LASEROVÁ SPEKTROSKOPIE

Petr Němec, Petra Nahálková,

Daniel Sprinzl a Petr Malý, MFF UK, Ke Karlovu 3, 121 16 Praha 2

Existence spinu elektronu byla známa téměř po celé dvacáté století, ale v běžné elektronice je informace přenášena a zpracovávána pomocí náboje elektronu bez ohledu na jeho spinový stav. V posledních několika letech se však začala intenzivně rozvíjet elektronika nového typu, v níž se využívá také spin elektronu. Proto se pro její označení používá názvu *spintronika* [1]-[3].

Cílem spintroniky je konstrukce elektronických zařízení nové generace, jež v sobě budou kombinovat standardní mikroelektroniku se spinově citlivými jevy, které vznikají vzájemnou interakcí mezi nosičem náboje a magnetickými vlastnostmi materiálu. Použití spinu je většinou založeno na jeho orientaci („nahoru“ nebo „dolů“) vzhledem k určité referenci. Touto referencí může být přiložené magnetické pole nebo orientace magnetizace ve feromagnetickém filmu. Elektronické prvky pak pracují s nějakou veličinou (například elektrickým proudem), která je přímo ovlivněna touto relativní orientací spinu. Přidání dalšího stupně volnosti (spinu) k běžné polovodičové elektronice, založené na transportu náboje, má mít za následek podstatné rozšíření schopností a výkonnosti elektronických součástek. A první spintronické součástky již našly komerční uplatnění: Většina v současnosti prodávaných počítačů je totiž vybavena pevnými disky, jejichž vysoká kapacita je umožněna zvýšením hustoty zápisu dat, které bylo umožněno novými čtecími hlavami založenými na spintronickém jevu – gigantické magnetorezistenci. A začínají se objevovat i podstatně propracovanější spintronické technologie záznamu informací. Jedná se například o nový typ počítačových pamětí MRAM (*magnetic random-access memory*). Tyto paměti MRAM uchovávají v sobě uložené informace i při odpojení napájení a navíc rychlost zápisu a čtení dat je minimálně srovnatelná se standardními paměťmi RAM. V budoucnu je tedy možné očekávat konstrukci počítačů, které budou okamžitě po zapnutí schopny práce, protože nebude nutné čekat na zdlouhavé zavádění operačního systému a programů do paměti. Výše uvedené čtecí hlavy pevných disků a paměti MRAM jsou tvořeny kovovými feromagnetickými slitinami. Nicméně v současné době se usilovně pracuje na vývoji tzv. polovodičové spintro-



1/ Schéma navrženého tranzistoru typu SFET (spin field-effect transistor) [5]. Emitor (E) a kolektor (C) jsou feromagnetické elektrody se souhlasnou orientací magnetických momentů (znázorněno zelenými šipkami), které fungují jako zdroj a detektor balisticky se pohybujících elektronů (kuličky), které jsou spinově polarizované (šipka představuje směr jejich spinu). Bez přiloženého napětí na hradlo (H) se orientace spinu elektronů nemění a tranzistor je otevřen - a). Při přiložení vhodně velikého napětí na hradlo se spiny elektronů otočí o 180° a tranzistor se uzavře - b).

níky, kde spinově polarizované proudy neprocházejí kovy, ale polovodiči [4]. Při realizaci polovodičových spintronických zařízení by totiž bylo možné využít již existující mikroelektronické technologie a skutečnosti, že vlastnosti polovodičů lze ovlivňovat jejich dopováním (což je vlastně základem současné elektroniky). Tato cesta výzkumu může ve svém konečném důsledku vést ke konstrukci naprosto kvalitativně odlišné elektroniky, ve které bude informace uchovávána, přenášena i zpracovávána na jednom mikročipu.

Použití polovodičů pro realizaci spintronických součástek je možné velice hezky demonstrovat na tranzistoru typu SFET (*spin field-effect transistor*) [5], který je schematicky znázorněn na obr. 1. Na

první pohled se jedná o běžný pólém řízený tranzistor (FET), který obsahuje emitor (E) a kolektor (C) spojené úzkým polovodičovým kanálem, přičemž proud tekoucí tímto kanálem je kontrolován napětím přiloženým na hradle (H). Zásadní rozdíl ale spočívá ve způsobu, jakým je realizována tato kontrola proudu. Zatímco v tranzistoru typu FET jsou nosiče náboje napětím přiloženým na hradlo vytěsňeny z transportního kanálu, u navrženého tranzistoru typu SFET jsou emitor a kolektor feromagnetické elektrody, které fungují jako zdroj a detektor spinově polarizovaných elektronů. Emitor injektuje spinově polarizované elektrony do transportního kanálu a tyto elektrony se pohybují balisticky až ke kolektoru, kde je analyzován jejich spin. Pokud je orientace spinu elektronů souhlasná se směrem magnetického pole v kolektoru, elektrony projdou (stav ON), jinak jsou rozptýleny (stav OFF). Úlohou hradla je generovat efektivní magnetické pole, které způsobí, že spiny elektronů začnou rotovat. Toto efektivní magnetické pole je způsobeno spin-orbitální interakcí v materiálu kanálu, kvazi jednorozměrnou geometrií kanálu a elektrostatickým polem hradla [5]. Vhodnou volbou napětí na hradle je tedy možné dosáhnout libovolné změny orientace spinu elektronů, což dovoluje kontrolovat procházející proud. Uvedené změny orientace spinu elektronů, a tedy změny logického stavu tranzistoru lze dosáhnout s podstatně menší spotřebou energie a podstatně rychleji než při vytlačení elektronů z transportního kanálu silným elektrickým polem, jak je tomu u tranzistoru typu FET. Navíc je principiálně možné magnetickým polem změnit orientaci magnetizace v emitoru nebo kolektoru a tak průběžně měnit logickou funkci tranzistoru, což je s normálním tranzistorem typu FET zcela nemožné.

Nicméně zatím se nepodařilo zhotovit funkční prototyp tranzistoru SFET. To je způsobeno zejména tím, že nebyl vyřešen problém účinné elektrické injekce spinově polarizovaných proudů z feromagnetického kovu do polovodiče [2]-[4]. Například při použití ohmického kontaktu nepřesahuje spinová polarizace injektovaného proudu jednotky procent [2]. V současné době se ale zdá, že řešením tohoto problému může být například injekce spinově polarizovaného proudu z magnetických polovodičů, což jsou polovodiče dopované magnetickými atomy (jako je například mangan) [6]. Problémem ale zůstává příprava magnetického polovodiče, který by vykazoval feromagnetismus i při pokojové teplotě [7], což je ale pro komerční aplikace nezbytné.

Potenciální aplikace spinu elektronu v polovodičích se ale neomezují pouze na oblast elektroniky. Polovodiče totiž mají také vysokou optickou kvalitu a jsou schopny zesilovat nejen elektrické, ale i optické signály. Z hlediska aplikací se tedy uvažuje například o konstrukci spínacích prvků a modulá-

torů pracujících při terahertzových frekvencích a počítá se s konstrukcí laserů a světelných diod generujících kruhově polarizované světlo [4].

Další oblastí, kde se vážně uvažuje o využití spinu v polovodičích, je oblast kvantových počítačů. Ukazuje se totiž, že spinové koherenční doby elektronů jsou řádově delší než doby orbitální koherence elektronových stavů. To umožňuje uskutečnit podstatně více logických operací, než je původní informace ztracena vlivem dekoherence. Pro prakticky použitelné implementace kvantových algoritmů je totiž nezbytné, aby doba koherence byla tak dlouhá, že umožní alespoň 10^4 - 10^6 logických operací [3]. Pro realizaci kvantového bitu (q-bitu) pomocí spinu v polovodičích se nejčastěji uvažují tři možnosti [4]: První z nich spočívá ve využití spinu kvantové tečky obsahující jeden nebo více elektronů. Principiálně velice podobný je druhý návrh, který chce využít spin izolovaného donoru (jako je například P v Si). V obou těchto případech se jedná o spin elektronu, jehož orbital je možné ovlivňovat pomocí přiloženého vnějšího elektrického pole, což ve svém důsledku přímo umožňuje provést kvantové výpočty [4]. Třetí návrh je založen na použití spinu excitonu, přičemž jednotlivé stavy q-bitu, které odpovídají přítomnosti nebo naopak absenci excitonu, je možné kontrolovat opticky. Spinová koherenční doba excitonu sice není tak dlouhá jako spinová koherenční doba elektronu, ale optická kontrola q-bitu je naopak mnohem rychlejší než jeho elektrická kontrola.

Pro všechny tyto aplikace je základním materiálovým parametrem rychlost ztráty spinové koherence, a proto samozřejmě značnou pozornost přitahují i metody, které příslušné charakteristické doby umožňují změřit [3], [4]. Ze všech metod, použitelných pro určení dob spinové koherence v polovodičích [3], jsou jednoznačně nejdůležitější metody časově rozlišené laserové spektroskopie, protože měření probíhá s vysokým časovým rozlišením přímo v časové oblasti a principiálně tak nejsou ovlivněny dodatečnými vstupními předpoklady o průběhu dozínání spinové koherence [3]. A právě proto tyto metody sehrály klíčovou úlohu při prokázání toho, že doby spinové koherence v polovodičích lze silně modifikovat dopováním [8] a že spinově polarizovaný proud se v polovodiči může šířit na vzdálenost přesahující 100 μm [9]. Současně s experimentálním studiem spinové polarizovaných nosičů náboje v polovodičích je samozřejmě naprosto nezbytné rozvíjet také teoretické modely, které jsou schopné dobře popsat jejich vlastnosti [10], [11].

V následujících odstavcích ukážeme, jakým způsobem je možné opticky generovat a detekovat spinově polarizované nosiče náboje v polovodičích, jaký je princip několika základních metod umožňu-

jících studium dynamiky spinově polarizovaných nosičů náboje a jaké jsou dominantní mechanismy ztráty spinové koherence. Závěrem pak uvedeme některé modelové výsledky naměřené ve Femtosekundové laserové laboratoři MFF UK, které mimo jiné jasně ukazují, že v polovodičových nanokrystalech (kvantových tečkách) jsou doby spinové koherence o několik řádů delší než v objemových polovodičích.

VÝBĚROVÁ PRAVIDLA PRO OPTICKOU GENERACI SPINOVĚ POLARIZOVANÝCH NOSIČŮ NÁBOJE

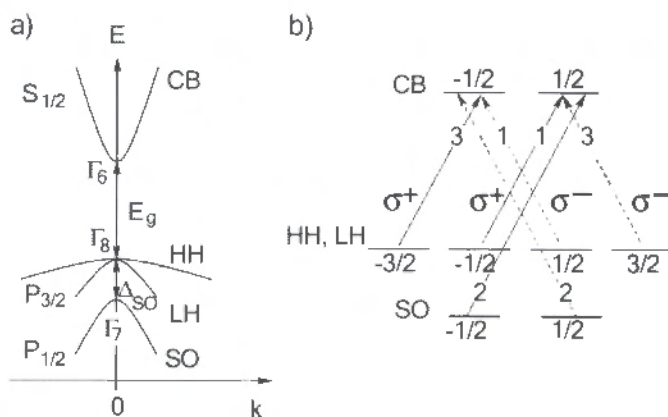
Optická injekce spinově polarizovaných nosičů náboje do polovodičů je známa již poměrně dlouho [12], nicméně v současnosti díky značnému zájmu o polovodičovou spintroniku opět přitahuje velkou pozornost [2]–[4]. Generace spinově polarizovaných elektronů (děr) ve vodivostním (valenčním) pásu polovodiče po absorpci kruhově polarizovaného světla je možná díky spin-orbitální interakci v polovodičích. Princip této metody je znázorněn na obr. 2, kde je schematicky ukázána pásová struktura GaAs, který je typickým reprezentantem velké skupiny polovodičů s kubickou krystalovou strukturou typu sfaleritu. V okolí středu Brillouinovy zóny (bod Γ) lze příslušné energetické pásy aproximovat parabolami, přičemž vrchní valenční pásy jsou tvořeny p -orbitalem aniontu a nejnižší vodivostní pás je tvořen s -orbitalem kationtu. Vodivostní pás (CB) je v bodě Γ dvakrát spinově degenerovaný, přičemž příslušnou vlnovou funkci je možné v bodě Γ popsat celkovým momentem hybnosti $J = 1/2$ s průmětem do význačného směru (směru kvantová-

ní) $m_j = 1/2$ (viz obr. 2). Původně šestkrát degenerovaný valenční pás je vlivem spin-orbitální interakce v bodě Γ rozštěpený na čtyřikrát degenerovaný pás těžkých (HH) a lehkých (LH) děr ($J = 3/2$, $m_j = \pm 3/2, \pm 1/2$) a dvakrát degenerovaný pás spin-orbitálně (SO) odštěpených děr ($J = 1/2$, $m_j = \pm 1/2$). Výběrová pravidla pro optické přechody mezi těmito hladinami jsou stejná jako mezi stavy sféricky symetrického systému a lze je tedy odvodit ze zákona zachování úhlového momentu hybnosti. To znamená, že absorpce levotočivého (pravotočivého) kruhově polarizovaného fotonu σ^+ (σ^-) musí mít za následek změnu průmětu celkového momentu hybnosti $\Delta m_j = +1$ ($\Delta m_j = -1$), a tedy jsou povolené pouze přechody znázorněné v obr. 2b) plnými (přerušovanými) šipkami. Výpočty relativní pravděpodobnosti přechodu ukazují [3], [12], že například pro levotočivé kruhově polarizované fotony je pravděpodobnost přechodu ze stavu valenčního pásu s $m_j = -3/2$ do stavu vodivostního pásu s $m_j = -1/2$ třikrát větší než pravděpodobnost přechodu ze stavu valenčního pásu s $m_j = -1/2$ do stavu vodivostního pásu s $m_j = +1/2$. Při excitaci levotočivé kruhově polarizovanými fotony s energií rovnou velikosti zakázaného pásu polovodiče E_g je tedy pravděpodobnost generace elektronu se spinem „dolů“ ($m_j = -1/2$) třikrát větší než pravděpodobnost generace elektronu se spinem „nahoru“ ($m_j = 1/2$). Roli význačného směru (směru kvantování) v tomto případě hraje směr šíření fotonů. Vzniklou spinovou polarizaci elektronů bývá zvykem charakterizovat pomocí stupně spinové polarizace

$$P \equiv \frac{n \downarrow - n \uparrow}{n \downarrow + n \uparrow}, \quad (1)$$

kde $n \downarrow$ ($n \uparrow$) je koncentrace elektronů se spinem „dolů“ („nahoru“). Pro levotočivé kruhově polarizované fotony je tedy $P = (3 - 1) / (3 + 1) = 50\%$. A na tomto místě bychom chtěli zdůraznit, že, na rozdíl od dvoufotonové excitace popsané níže, hodnota P pro elektrony excitované v bodě Γ je stejná pro všechny polovodiče s krystalovou strukturou typu GaAs (tj. není ovlivněna materiálovými parametry) [13]. Pokud jsou dopadající fotony pravotočivé kruhově polarizované, je $P = -50\%$. To znamená, že při excitaci lineárně polarizovaným světlem je $P = 0$.

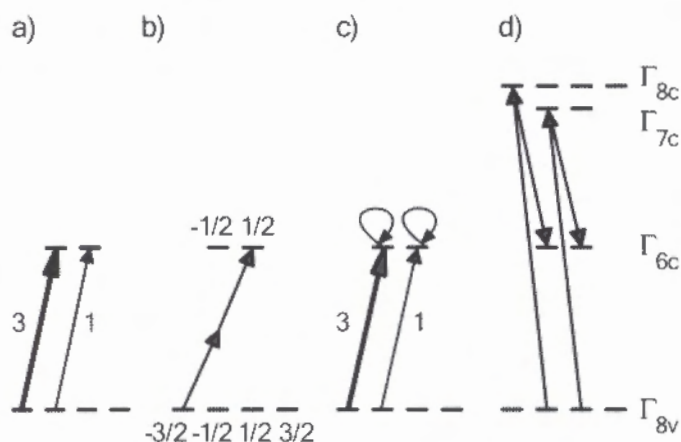
Pokud je energie fotonů větší než velikost zakázaného pásu polovodiče E_g , dochází k excitaci elektronů mimo Γ bod. V tomto případě již není možné považovat polovodič za sféricky symetrický, což má za následek, že dojde k částečné modifikaci odpovídajících pravděpodobností přechodu. A to ve svém důsledku vede k mírnému poklesu stupně spinové polarizace P (například v GaAs excitovaném fotony, které mají energii o 200 meV větší, než je E_g , je předpokládáno $P \approx 46\%$ [13]). Pokud se ale energie dopadajících fotonů zvýší natolik, že se exci-



2/ Mezipásové přechody v objemovém polovodiči typu GaAs: a) Pásová struktura v okolí středu Brillouinovy zóny, b) výběrová pravidla pro levotočivé (σ^+) a pravotočivé (σ^-) kruhově polarizované světlo. Jednotlivé hladiny jsou označeny průmětem momentu hybnosti do směru šíření světla (m_j). Relativní pravděpodobnosti přechodu mezi hladinami jsou znázorněny číslem u příslušných šipek.

tují i elektrony ze spin-orbitálně odstěpeného valenčního pásu, situace se změní podstatně. Například pro levotočivě kruhově polarizované fotony je teď povolen i přechod z valenčního SO pásu s $m_j = -1/2$ do stavu vodivostního pásu s $m_j = +1/2$ a pravděpodobnost tohoto přechodu je dvakrát větší než pravděpodobnost přechodu ze stavu valenčního pásu HH a LH s $m_j = -1/2$ do stavu vodivostního pásu s $m_j = +1/2$ (viz obr. 2b)). To znamená, že by mělo být $P = (3 - 2 - 1) / (3 + 2 + 1) = 0$. Při podrobnějším výpočtu závislosti P na energii fotonů však bylo zjištěno [13], že při excitaci elektronů ze spin-orbitálně odstěpeného valenčního pásu sice skutečně dochází k poklesu P , ale tento pokles není tak strmý, jak by odpovídalo výše uvedeným pravděpodobnostem přechodu odvozeným pro elektrony excitované v bodě Γ .

Pro výpočet spinové polarizace děr v okamžiku optické generace je možné použít stejný postup jako pro elektrony. Nicméně, jak bude ukázáno v odstavci popisujícím mechanismy spinové relaxace v polovodičích, vlivem silné spin-orbitální interakce a vazby mezi kvázimomentem a průmětem celkového momentu hybnosti m_j , opticky generovaná nerovnovážná spinová polarizace děr velice rychle relaxuje k nule (charakteristická relaxační časová konstanta v GaAs je ≈ 100 fs [14]).



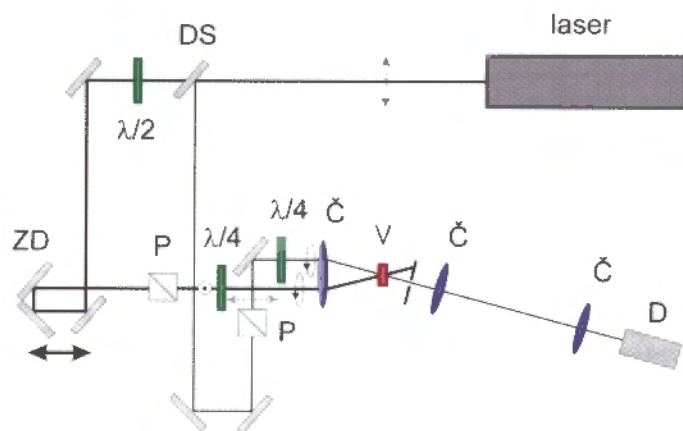
3/ Mezipásové přechody v objemovém polovodiči typu GaAs pro levotočivě kruhově polarizované světlo σ^+ povolené výběrovými pravidly pro:

a) jednofotonovou absorpci, b) pro dvoufotonovou absorpci, jak bylo navrženo v [15], c) dvoufotonové povolené-zakázané přechody, d) dvoufotonové povolené-povolené přechody pro světlo dopadající ve směru $\langle 001 \rangle$ [13]. Jednotlivé hladiny jsou rozlišeny pomocí průmětu celkového momentu hybnosti m_j ($-3/2, -1/2, +1/2, +3/2$). Pořadí hladin je stejné pro všechny obrázky, a proto jsou hodnoty m_j znázorněny pouze v části b). Šířka šipky a přilehlé číslo v a) a c) vyjadřují relativní pravděpodobnosti přechodu.

Při odvozování výběrových pravidel pro povolené optické přechody v polovodičích (viz obr. 3) pomocí zákona zachování úhlového momentu hybnosti se ale musí postupovat velice obezřetně, protože polovodiče ve skutečnosti nejsou sférickým symetrickým systémem. Názorným příkladem toho je generace spinově polarizovaných elektronů v objemovém polovodiči pomocí dvoufotonové absorpce. V nedávné době bylo navrženo [15], že díky tomu, že úhlový moment hybnosti dvou levotočivě polarizovaných fotonů je $+2$, jsou při dvoufotonové absorpci možné pouze přechody ze stavu s $m_j = -3/2$ do stavu s $m_j = 1/2$ (viz obr. 3b)). Výsledná spinová polarizace elektronů by tedy měla být 100 %¹. Nicméně detailní teoretické a experimentální studium dvoufotonové absorpce jasně ukázalo, že takto jednoduché to není [13]. Ve skutečnosti se na spinové polarizaci dvoufotonově buzených elektronů podílejí dva typy přechodů: tzv. přechody povolené-zakázané a přechody povolené-povolené. Nejdůležitější přechody povolené-zakázané jsou ty, kde jako mezistav vystupuje buď počáteční, nebo koncový stav (viz obr. 3c)). To znamená, že jeden z fotonů vyvolává vnitropásový přechod. A to je také důvod, proč se jim říká „povolené-zakázané“ - pravděpodobnost vnitropásového přechodu je totiž úměrná rychlosti elektronů v pásu, a tedy v bodě Γ je rovna 0. Tyto povolené-zakázané dvoufotonové přechody, které ve většině polovodičů převládají, generují stejnou velikost i stejné kladné znaménko stupně spinové polarizace elektronů ($P \approx +50\%$) jako jednofotonové přechody. Nicméně bylo předpokládáno [13], že v energetické oblasti velmi blízké energii zakázaného pásu E_g (v GaAs je tato oblast široká pouze 10 meV) převažují přechody „povolené-povolené“ (viz obr. 3d)), které dostaly své jméno podle toho, že pravděpodobnosti obou přechodů jsou nenulové také v Γ bodě. Pro běžné polovodiče je tímto způsobem generovaný stupeň spinové polarizace elektronů záporný, jeho hodnota silně závisí na materiálových parametrech i krystalové orientaci a může principiálně dosáhnout až $P = -100\%$.

Z uvedeného příkladu dvoufotonové absorpce je jasné patrné, že při určování výběrových pravidel pro optické přechody mezi hladinami v reálném materiálu je možné použít výsledky platné pro ideálně symetrické systémy pouze se značnou dávkou opatrnosti. Například v bodě Γ se symetrie kubického polovodiče odlišuje „právě natolik“ od zcela sféricky symetrického systému, že příslušná výběrová pravidla pro přechody mezi stavy sféricky symetrického systému platí pro jednofotonové přechody, ale již ne například pro dvoufotonové přechody.

¹ Pokud použijeme znaménkovou konvenci definovanou vztahem (1), tak by mělo být $P = -100\%$.



4/ Experimentální uspořádání pro metodu excitace a sondování: Světelný puls vystupující z laseru je děličem svazku (DS) rozdělen na silný excitační puls a slabý sondovací puls a jejich relativní časové zpoždění je kontrolováno optickou zpožďovací dráhou (ZD), která je tvořena dvěma zrcadly umístěnými na počítačem řízené posuvné dráze. Po průchodu polarizátory (P) a fázovými destičkami ($\lambda/2$, $\lambda/4$), které umožňují kontrolovat smysl otáčení kruhové polarizovaných fotonů, jsou oba pulsy čočkou (Č) soustředěny na vzorek (V). Po průchodu vzorkem je detektorem (D) měřena intenzita sondovacího svazku (bez časového rozlišení) v závislosti na relativním zpoždění mezi excitačními a sondovacími pulsy. Přerušované čáry schematicky znázorňují polarizaci laserových pulsů v jednotlivých částech aparatury.

EXPERIMENTÁLNÍ OPTICKÉ METODY STUDIA DOB SPINOVÉ RELAXACE V POLOVODIČÍCH

Pro studium dob charakterizujících ztrátu spinové polarizace v polovodičích se používají standardní metody časově rozlišené laserové spektroskopie, které jsou modifikovány tak, aby bylo možné přesně vytvářet a zjišťovat polarizační stav všech užívaných optických svazků.

Metoda excitace a sondování

Tato metoda je jednou z nejvíce používaných metod pro studium dynamiky spinové polarizovaných nosičů náboje v polovodičích, a proto u ní poměrně podrobně popíšeme nejen princip měření, ale i následnou analýzu naměřených dat. Používané experimentální uspořádání je znázorněno na obr. 4. Laserový puls je děličem svazku rozdělen na silný excitační puls a slabý sondovací puls a jejich relativní časové zpoždění na vzorku je kontrolováno pomocí optické zpožďovací dráhy. Polarizátory a fázové destičky umožňují kontrolovat smysl otáčení kruhové polarizovaných fotonů. Detekována je intenzita sondovacího svazku (bez časového rozlišení) v závislosti na relativním zpoždění mezi

pulsy. V současných laserech jsou ultrakrátké pulsy generovány zpravidla s vysokou opakovací frekvencí (typicky 80 MHz), a proto je možné například excitační svazek amplitudově modulovat na nižší frekvenci, na které je pak detekována intenzita sondovacího svazku pomocí fázově citlivého detekčního zařízení (*lock-in*).

Absorpce silného excitačního pulsu s kruhovou polarizací σ^+ vede, díky výběrovým pravidlům popsaným výše, ke generaci spinové polarizovaných elektronů s koncentracemi $n_{\downarrow}$ a $n_{\uparrow}$, přičemž v okamžiku jejich generace platí $n_{\downarrow} = 3n_{\uparrow}$. Takto vzniklá nerovnovážná spinové polarizovaná populace elektronů následně dozívá nejen vlivem ztráty spinové koherence s časovou konstantou τ_s , ale i vlivem energetické relaxace elektronů z detekovaného spektrálního intervalu a také díky jejich rekombinaci, přičemž oba tyto jevy je možné popsat efektivní časovou konstantou τ_r :

$$n_{\downarrow} = \frac{n_0}{4} \left(2 + e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right) e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (2)$$

$$n_{\uparrow} = \frac{n_0}{4} \left(2 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right) e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (3)$$

kde n_0 je celková koncentrace nosičů opticky generovaných v polovodiči. Nerovnovážná koncentrace elektronů má za následek změnu propustnosti vzorku. Ta se většinou vyjadřuje pomocí diferenciální propustnosti $\Delta T/T = (T_E - T_0)/T_0$, kde T_E (T_0) je propustnost vzorku po dopadu (před dopadem) excitačního pulsu. Změna propustnosti vzorku $\Delta T/T_{++}$ ($\Delta T/T_{+-}$) je následně monitorována slabým sondovacím pulsem, který je kruhově polarizovaný s točivostí stejnou (opačnou) vzhledem k točivosti kruhové polarizace excitačního pulsu. Vzhledem k výběrovým pravidlům pro absorpci sondovacího pulsu platí

$$\Delta T/T_{++} \propto 3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}, \quad (4)$$

$$\Delta T/T_{+-} \propto n_{\downarrow} + 3n_{\uparrow}. \quad (5)$$

Pokud má sondovací puls stejnou vlnovou délku jako puls excitační, můžeme populace v (4) a (5) vyjádřit pomocí rovnic (2) a (3). Odečtením (sečtením) rovnic (4) a (5) dostaneme

$$\Delta T/T_{++} - \Delta T/T_{+-} \propto n_0 e^{-\frac{2t}{\tau_s}} e^{-\frac{t}{\tau_r}}, \quad (6)$$

$$\Delta T/T_{++} + \Delta T/T_{+-} \propto 4n_0 e^{-\frac{t}{\tau_r}}. \quad (7)$$

Vztahy (6) a (7) nám již přímo ukazují, že zatímco dobu života elektronů τ_r můžeme určit přímo ze vztahu (7), dobu charakterizující spinovou relaxaci τ_s určíme z dozívání stupně kruhové polarizace (DCP)

$$DCP \equiv \frac{\Delta T/T_{++} - \Delta T/T_{+-}}{\Delta T/T_{++} + \Delta T/T_{+-}} = \frac{1}{4} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (8)$$

Počáteční hodnota $DCP = 25\%$ je dvakrát menší než stupeň spinové polarizace elektronů $P = 50\%$, protože při měření DCP se výběrová pravidla uplatnila nejen při generaci, ale i při detekci spinově polarizovaných elektronů.

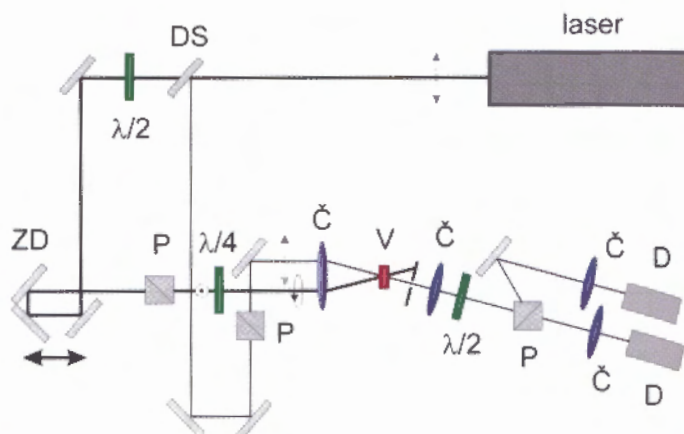
U vzorků, jejichž propustnost je malá, je možné spinově citlivou metodu excitace a sondování realizovat nikoliv v transmisní, ale v reflexní geometrii. Interpretace takto změřených dat je ale obdobná jako u výše popsaného měření v transmisní geometrii.

Časově rozlišená fotoluminiscence

Dynamiku spinově polarizovaných nosičů náboje je možné měřit také pomocí měření dozínání stupně polarizace fotoluminiscence. Absorpce kruhově polarizovaného ultrakrátkého laserového pulsu vhodné vlnové délky vede k vytvoření spinově polarizovaných populací nosičů náboje, jak jsme popsali výše. Luminescence vyvolaná jejich rekombinací má stupeň polarizace daný výběrovými pravidly pro odpovídající optické přechody a také spinovou polarizaci populací nosičů náboje. V tomto typu měření se tedy měří dozínání stupně polarizace luminescence, přičemž potřebné časové rozlišení je zde dosaženo buď použitím detektoru s dostatečně rychlou odezvou (např. fotodiody, rozlišení ≈ 100 ps), nebo optickým hradlováním (např. generace součtové frekvence, *up-conversion*, femtosekundové rozlišení). Analýza naměřených dat a jejich interpretace je podobná jako u metody excitace a sondování.

Časově rozlišená Faradayova rotace

Časově rozlišená Faradayova rotace je variantou metody excitace a sondování (viz obr. 5). Silný excitační kruhově polarizovaný puls opět vybudí nerovnovážnou populaci spinově polarizovaných elektronů. Měření dozínání této populace je tentokrát ale založeno na magnetických účincích spinově polarizovaných elektronů – měří se *úhel stočení* polarizační roviny lineárně polarizovaného sondovacího pulsu (Faradayova rotace) v závislosti na relativním zpoždění mezi pulsy. Faradayova rotace nastává vlivem magnetizace vyvolané magnetickými momenty fotoexcitovaných nosičů náboje, přičemž fenomenologicky lze rotaci popsat rozdílem indexů lomu pro levo- a pravotočivě polarizované světlo. Úhly stočení roviny polarizace jsou většinou velice malé, a proto je výhodné použít v detekci citlivý polarizační můstek (viz obr. 5). Stejně jako u standardní metody excitace a sondování je možné u vzorků, jejichž propustnost je malá, realizovat tuto metodu nikoliv v transmisní, ale v reflexní geometrii. Pro tuto variantu se pak



5/ Experimentální uspořádání pro měření časově rozlišené Faradayovy rotace: Světelný puls vystupující z laseru je děličem svazku (DS) rozdělen na silný excitační puls a slabý sondovací puls a jejich relativní časové zpoždění je kontrolováno optickou zpoždovací drahou (ZD), která je tvořena dvěma zrcadly umístěnými na počítačem řízené posuvné dráze. Po průchodu polarizátory (P) a fázovými destičkami ($\lambda/2$, $\lambda/4$), které umožňují kontrolovat smysl otáčení kruhově polarizovaných excitačních fotonů, zatímco sondovací fotony jsou polarizovány lineárně, jsou oba pulsy čočkou (Č) soustředěny na vzorek (V). Po průchodu vzorkem je analyzováno otočení roviny polarizace sondovacího svazku pomocí polarizačního můstku, který je tvořen půlvlnnou destičkou ($\lambda/2$), polarizátorem (P) a dvěma detektory (D). Polarizátor zde má funkci polarizačního děliče svazku, který propouští svazek s jednou rovinou polarizace a odráží svazek s rovinou polarizace na ni kolmou. Destička $\lambda/2$ slouží k nastavení stejné světelné intenzity dopadající na detektory v obou ramenech polarizačního můstku. Princip tohoto můstku spočívá v tom, že pokud dojde vlivem absorpce kruhově polarizovaných excitačních fotonů k otočení roviny polarizace sondovacího svazku, signál z jednoho detektoru se zvýší a z druhého detektoru se sníží. Zaznamenáván je rozdíl signálů z obou detektorů v závislosti na relativním zpoždění mezi excitačními a sondovacími pulsy. Přerušované čáry schematicky znázorňují polarizaci laserových pulsů v jednotlivých částech aparatury.

v literatuře používá název časově rozlišená Kerrova rotace.

Hlavní rozdíl mezi časově rozlišenou Faradayovou rotací a metodou excitace a sondování spočívá v tom, že metoda excitace a sondování detekuje pouze nosiče v relativně úzkém energetickém pásmu určeném energií a spektrální šířkou použitých laserových pulsů. Oproti tomu Faradayova rotace je citlivá na celkovou nerovnovážnou magnetizaci vyvolanou všemi spinově orientovanými nosiči náboje ve vzorku.

RELAXACE A ROZFÁZOVÁNÍ SPINU

Charakteristické doby

Relaxace spinu a rozfázování spinu jsou procesy, které vedou ke ztrátě spinové polarizace nosičů náboje, a mají proto zásadní důležitost pro veškeré spintronicke aplikace. V této kapitole se pokusíme shrnout nejdůležitější poznatky týkající se relaxace a rozfázování spinu elektronů v polovodičích. Pro kvantifikaci relaxace a rozfázování spinu se standardně používají dva časy: doba relaxace spinu T_1 (někdy označovaná také jako podélná doba) a doba rozfázování spinu T_2 (někdy označovaná také jako příčná doba). Pro pohyblivé elektrony je možné tyto doby zavést pomocí rovnic, které popisují otáčení, dozínání a difúzi elektrony vyvolané magnetizace $\mathbf{M}$ v přiloženém magnetickém poli $\mathbf{B}(t) = B_0 \mathbf{z} + \mathbf{B}_1(t)$, jehož podélná složka B_0 míří ve směru $\mathbf{z}$ a proměnná příčná složka $\mathbf{B}_1$ je kolmá k $\mathbf{z}$ [3]:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D\nabla^2 M_x, \quad (9)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D\nabla^2 M_y, \quad (10)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D\nabla^2 M_z. \quad (11)$$

Zde je $\gamma = \mu_B g / \hbar$, kde μ_B je Bohrov magneton a g je g -faktor elektronu, D je difúzní koeficient a $M_z^0 = \chi B_0$ je rovnovážná magnetizace (χ je statická magnetická susceptibilita prostředí). Význam uvedených dob je následující [3]: T_1 je doba, za jakou podélná magnetizace dosáhne rovnovážné hodnoty. Jinými slovy řečeno je to doba, za jakou dosáhne spinová populace teplotní rovnováhy s krystalovou mříží. T_2 je doba, za jakou soubor elektronů s příčně orientovanými spiny, které se původně otáčely ve fázi kolem podélného pole, ztratí svou fázi vlivem prostorové a časové fluktuace frekvence otáčení. V izotropních pevných látkách s kubickou krystalovou strukturou je $T_1 = T_2$, pokud platí $\gamma B_0 \ll 1/\tau_c$. Velikost τ_c je tzv. korelační (nebo také interakční) doba, která popisuje dobu trvání efektivního „rozfázovacího“ magnetického pole. V systému elektronů je τ_c určeno dobou orbitální koherence elektronů nebo dobou interakce elektronů s fonony a dírami. A protože tyto doby jsou většinou kratší než jedna pikosekunda, platí podmínka $T_1 = T_2 \equiv \tau_s$ pro magnetická pole do několika tesla. Platnost této podmínky je důležitá zejména pro porovnání výsledků experimentu s teorií – experimentálně je totiž většinou měřená doba T_2 , zatímco teoreticky je většinou jednodušší určit dobu T_1 . Je-li systém anizotropní (jedná-li se například o kvantové jámy), platí obecně $T_2 \leq 2 T_1$ [3].

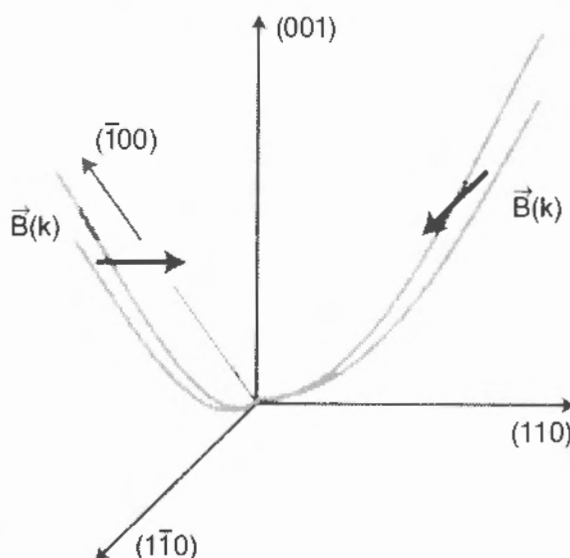
Ještě bychom se chtěli zmínit o vzájemném

vztahu mezi τ_s , popisujícím spinovou koherenci souboru elektronů, a dobou dekoherence spinu jednoho konkrétního elektronu τ_{sc} . Zatímco doba τ_s je důležitá pro spintronicu, doba τ_{sc} má naopak zásadní význam pro kvantové počítání založené na spinu. Konkrétní vztah mezi τ_s a τ_{sc} v různých materiálech zatím není znám, ale většinou platí $\tau_{sc} < \tau_s$. V nedávné době bylo dokonce navrženo, že τ_{sc} může být až o několik řádů kratší než τ_s [3]. Každopádně informace o τ_{sc} jsou zatím značně neúplné.

Mechanismy spinové relaxace

Pro relaxaci spinu vodivostních elektronů v polovodičích jsou nejdůležitější čtyři mechanismy [3], [4]: mechanismus D'yakonovův-Perelův, mechanismus Elliottův-Yafetův, mechanismus Bironův-Aronovův-Pikusův a hyperjenná interakce s jádry.

Mechanismus D'yakonovův-Perelův (DP) se uplatňuje pouze v polovodičích bez středu symetrie (a není tedy přítomen v elementárních polovodičích, jako je Si a Ge). DP mechanismus je většinou nejdůležitějším mechanismem spinové relaxace v polovodičích se „středně velikou“ energií zakázaného pásu (typický představitel je GaAs) při vyšších teplotách. Jeho princip spočívá v tom, že vlivem absence středu symetrie nejsou (mimo $k = 0$) energetické stavy pro elektrony se spinem nahoru a dolů degenerované, ale rozštěpené. Rozštěpení vodivostního pásu je možné popsat pomocí efektivního vnitřního magnetického pole $\mathbf{B}$, jehož velikost a směr silně závisí na velikosti a směru vlnového



6/ Schematické znázornění rozštěpení vodivostního pásu polovodiče bez středu symetrie v různých směrech $\mathbf{k}$. Spinové rozštěpení je pozorovatelné ve směrech (110) a (1 $\bar{1}$ 0), ale vymizí ve směru (100). Směr efektivního vnitřního magnetického pole $\mathbf{B}(\mathbf{k})$ pro $\mathbf{k}$ podél (110) je kolmý k jeho směru pro $\mathbf{k}$ podél (1 $\bar{1}$ 0).

vektoru elektronu $\mathbf{k}$ (viz obr. 6). Toto vnitřní magnetické pole, vyvolané spin-orbitální interakcí, je velice silné (v GaAs je 100 meV od minima vodivostního pásu $B \approx 1000$ T) a způsobuje, že spiny se kolem něj otáčejí s Larmorovou frekvencí $\Omega(\mathbf{k}) = (e/m)\mathbf{B}(\mathbf{k})$. Silná závislost velikosti a směru $\mathbf{B}$ na $\mathbf{k}$ má za následek, že smysl a rychlost otáčení se změní pokaždé, když vlivem rozptylu elektronu dojde ke změně jeho $\mathbf{k}$ (tj. například i při pružných srážkách).

Mechanismus Elliottův-Yafetův (EY) je důležitý zejména v polovodičích s „malou“ energií zakázaného pásu, se silnou spin-orbitální interakcí a také v polovodičích se středem symetrie (Si, Ge). Tento mechanismus je způsoben tím, že vlivem spin-orbitální interakce nejsou vlnové funkce elektronu vlastními funkcemi spinu (tj. vlnové funkce není možné napsat jako součin čistě spinové a čistě orbitální části), a tedy vlnové funkce spojené s určitým spinovým stavem v sobě obsahují částečně také stavy s opačným spinem. To má za následek, že vždy existuje jistá pravděpodobnost, že vlivem spinové nezávislého rozptylu (například na fononech nebo příměsích) může dojít ke změně spinu.

Mechanismus Bironův-Aronovův-Pikusův (BAP) je důležitý pro silně p-dopované polovodiče za nízkých teplot, kdy elektron-děrová výměnná interakce má za následek vznik fluktuujícího lokálního magnetického pole, které následně otáčí spin elektronů.

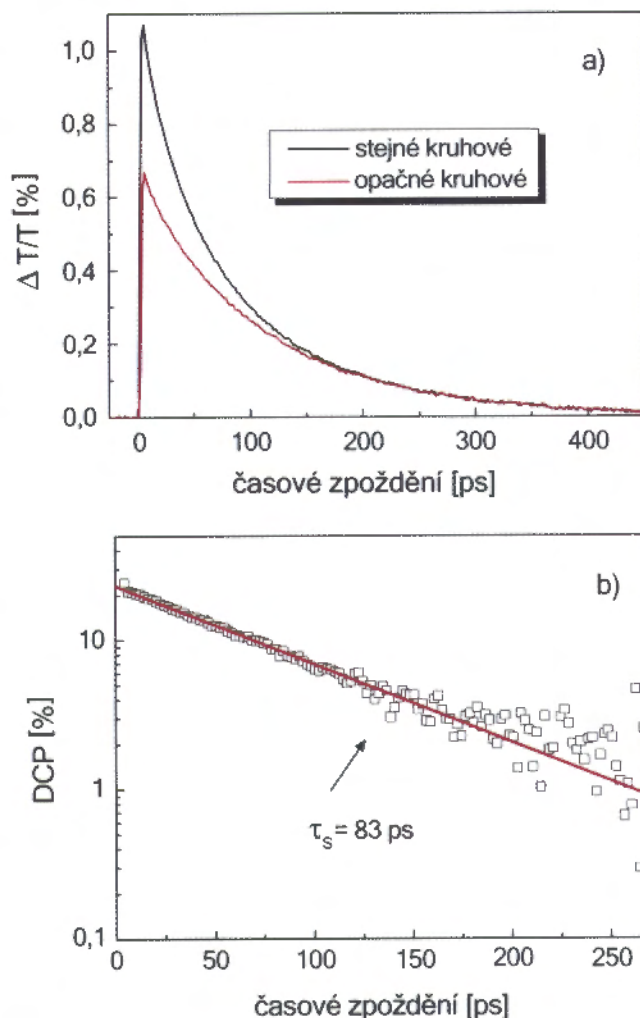
Hyperjemná interakce mezi spinem elektronů a spinem atomových jader je důležitá zejména pro lokalizované elektrony, přičemž tato lokalizace může být důsledkem jejich prostorového omezení v nanostrukturách nebo vazby na donory. Hyperjemná interakce je ale pro spintroniku důležitá ještě z jednoho hlediska. Je jí totiž možné použít k orientaci spinu atomových jader. Tato interakce je velmi slabá, proto i zpětná depolarizace spinu jader je velmi málo pravděpodobná, a je tedy možné je použít jako médium pro uchovávání koherentní informace po značně dlouhou dobu (minuty až hodiny [4]).

Relativní význam jednotlivých spinově-relaxačních mechanismů elektronů silně závisí na konkrétním polovodiči, jeho dopování a teplotě [3]. Například v n -dopovaném GaAs je DP mechanismus dominantní pro $T \geq 5$ K a pro nižší teploty převládne EY mechanismus. Naproti tomu v p -dopovaném GaAs za pokojové teploty je DP mechanismus dominantní pro koncentraci akceptorů menší než 10^{18} cm^{-3} , zatímco pro jejich vyšší koncentrace je dominantní BAP mechanismus.

Spinová relaxace děr je způsobena EY mechanismem. V objemových polovodičích typu III-V a II-VI jsou spinové a orbitální stavy děr zcela promísené, a tedy doba jejich spinové koherence odpovídá době orbitální koherence.

VYBRANÉ PŘÍKLADY MĚŘENÍ RELAXACE SPINU V POLOVODIČÍCH

Experimentální metody pro měření dynamiky spinové koherence pomocí časově rozlišené laserové spektroskopie byly v letech 2003 a 2004 úspěšně zavedeny ve Femtosekundové laserové laboratoři na MFF UK. V současné době je zde možné provádět tato měření jak v transmisní, tak i reflexní geometrii (metoda excitace a sondování, časově rozlišená Faradayova a Kerrova rotace) ve spektrálním oboru 360 nm až 480 nm a 720 nm až 960 nm při teplotách 8 K až 350 K. Na základě těchto měření lze určit doby spinové relaxace τ_s ve značně širokém časovém

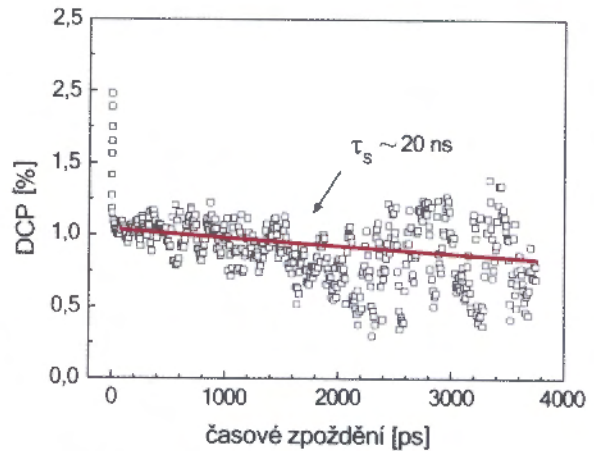


7/ a) Dynamika diferenciální propustnosti $\Delta T/T$ změřená za pokojové teploty v $1 \mu\text{m}$ silném [001] orientovaném vzorku GaAs na vlnové délce 860 nm pomocí sondovacích pulsů se stejnou (černá křivka) a opačnou (červená křivka) kruhovou polarizací vzhledem ke kruhové polarizaci excitačních pulsů; b) Dynamika stupně kruhové polarizace DCP určená z dat uvedených v části a) (body). Plná čára reprezentuje monoexponenciální doznívání s časovou konstantou $\tau_s = 83 \text{ ps}$.

intervalu od 100 fs do 10 ns. Pro ilustraci těchto měření ukážeme v této kapitole výsledky získané na objemovém polovodiči GaAs a na kvantových tečkách (nanokrystalech) CdS.

Objemový polovodič GaAs je pravděpodobně nejstudovanějším polovodičem z hlediska spinových vlastností elektronu a může tak velice dobře posloužit pro testovací měření použité experimentální aparatury. Dynamika diferenciální propustnosti $\Delta T/T$ změřená za pokojové teploty v 1 μm silném [001] orientovaném vzorku GaAs (s koncentrací příměsí menší než 10^{15} cm^{-3}) na vlnové délce 860 nm pomocí sondovacích pulsů se stejnou (černá křivka) a opačnou (červená křivka) kruhovou polarizací vzhledem ke kruhové polarizaci excitačních pulsů je ukázána na obr. 7a). Z tohoto obrázku je jasné patrné, že pro malá zpoždění mezi excitačními a sondovacími pulsy je změřená změna propustnosti vzorku silně závislá na smyslu točivosti kruhové polarizovaných sondovacích pulsů. A tato závislost na polarizaci sondovacích pulsů vymizí pro časová zpoždění kolem 200 ps vlivem ztráty spinové polarizace fotoexcitovaných elektronů. Vypočítáme-li pomocí vztahu (8) ze změřených hodnot $\Delta T/T$ stupeň kruhové polarizace DCP (obr. 7 b)), tak zjistíme, že pro malá časová zpoždění je $DCP \approx 25\%$, což je zcela v soulase s očekáváním (viz vztah (8)). Z dozívání stupně kruhové polarizace DCP je pak možné přímo určit dobu spinové relaxace $\tau_s = 83 \text{ ps}$. Tato hodnota je ve velice dobrém souladu s dříve publikovanými hodnotami spinové relaxace v nedopovaném objemovém GaAs při pokojové teplotě [3], což ukazuje, že dominantním mechanismem spinové relaxace ve studovaném vzorku je DP (D'yakonovův-Perelův) mechanismus.

Ukázka měření dozívání spinové koherence při pokojové teplotě ve vzorku obsahujícím kvantové tečky CdS ve skleněné matici (střední poloměr nanokrystalů $\approx 2,5 \text{ nm}$, objemový faktor plnění $\approx 0,1\%$) je uvedena na obr. 8. Z tohoto obrázku je jasné patrné, že dozívání stupně kruhové polarizace DCP obsahuje komponentu s časovou konstantou $\tau_s \approx 20 \text{ ns}$. Vzhledem k tomu, že doba života fotoexcitovaných nosičů náboje v tomto vzorku je $\approx 4 \text{ ns}$, znamená to tedy, že minimálně část fotoexcitovaných nosičů si uchovává během celé své doby života původní spinovou orientaci. Tento výsledek je o to zajímavější, že byl naměřen při pokojové teplotě, která je z hlediska spintronických aplikací jednoznačně nejdůležitější. Dlouhá doba spinové relaxace je způsobena trojdimenzionálním omezením pohybu nosičů náboje uvnitř nanokrystalů, které vede k potlačení mechanismů, které jsou rozhodující pro spinovou relaxaci v objemových polovodičích. Výzkum spinové relaxace elektronů v kvantových tečkách je teprve v počátcích, a je tedy těžké jednoznačně identifikovat dominantní spinové



8/ Dynamika stupně kruhové polarizace DCP změřená za pokojové teploty ve vzorku obsahujícím nanokrystaly CdS o poloměru 2,5 nm ve skleněné matici (body). Plná čára reprezentuje monoexponenciální dozívání s časovou konstantou $\tau_s = 20 \text{ ns}$.

relaxační mechanismus. Nicméně z analýzy námi změřených dat vyplývá, že tato spinová relaxace by mohla být způsobena elektron-děrovou výměnou interakcí za účasti dvou LO fononů [16].

ZÁVĚR

Od osmdesátých let minulého století až do nedávné doby velice dobře platil tzv. Mooreův zákon (Moore's Law), který říká, že v integrovaných obvodech se počet tranzistorů na čtvereční centimetr zdvojnásobí každých osmnáct měsíců [17]. V posledních letech byly ale elektronické součástky zmenšeny natolik, že jejich fungování začíná být přímo ovlivněno kvantovými jevy. V tomto článku jsme se snažili ukázat, že jedním z kvantových jevů, který principiálně může být využit pro konstrukci kvalitativně jiných elektronických a optoelektronických součástek, je spin elektronu. A to je také důvodem, proč jsou v současné době na celém světě investovány obrovské finanční prostředky do výzkumu materiálů vhodných pro spintroniku, přičemž tyto peníze nepocházejí jen z prostředků vlád jednotlivých zemí, ale jejich značná část je přímo ze soukromého sektoru. A také není náhodou, že se tento výzkum začíná soustřeďovat nejen na „klasické“ magnetické kovy, ale i na polovodiče. Vždyť možnost ovlivňovat vlastnosti polovodičů vnějšími poli a přípravou (dopováním) je tím základem, na kterém stojí celá současná elektronika.

Z důvodu veliké šíře polovodičové spintroniky nebylo naším cílem podat úplný přehled této problematiky. Stranou jsme například museli nechat velice důležitou otázku, jakým způsobem zajistit elektrickou injekci spinové polarizovaných nosičů do polovodiče a s tím i úzce spojenou problematiku

přípravy magnetických polovodičů. Naopak naším cílem bylo shrnout v přehledné formě základní fyzikální principy, které umožňují opticky generovat a detekovat spinově polarizované nosiče náboje v polovodičích a dále popsat mechanismy, které jsou odpovědné za ztrátu spinové koherence. A v neposlední řadě jsme se snažili ukázat, že nejlepším způsobem pro měření doby popisující ztrátu spinové koherence v polovodičích je využít metod ultrarychlých laserové spektroskopie. Námi provedené experimenty ve Femtosekundové laserové laboratoři na MFF UK dále jasně ukazují, že z hlediska maximalizace dob spinové koherence jsou velice zajímavé například nízkodimenzionální polovodiče. Studium polovodičové spintroniky se budeme věnovat i v následujících letech a rádi bychom v této oblasti rozšířili naši spolupráci ještě s dalšími zahraničními a domácími vědeckými pracovišti.

Poděkování

Tento výzkum je podporován Výzkumným záměrem (MSM0021620834) a programem 1K (projekt 1K03022) Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy ČR, a dále projekty Grantové agentury ČR (grant 202/03/P150) a Grantové agentury AV ČR (grant IAA 1010316).

Literatura

- [1] *Spin Electronics*. Eds. M. Ziese, M. J. Thornton, Lecture Notes in Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, New York 2001.
- [2] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).

- [3] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [4] *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*. Eds. D. D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth, Nanoscience and Technology, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2002.
- [5] S. Datta, B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [6] J. Sinova, T. Jungwirth, X. Liu, Y. Sasaki, J. K. Furdyna, W. A. Atkinson, A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **69**, 085209 (2004).
- [7] <http://unix12.fzu.cz/ms/index.php>, dne 14. 12. 2004.
- [8] J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4313 (1998).
- [9] J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, *Nature* **397**, 139 (1999).
- [10] P. Středa, P. Šeba, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 256601 (2003).
- [11] W. Pan, T. Jungwirth, H. L. Stormer, D. C. Tsui, A. H. MacDonald, S. M. Girvin, L. Smrčka, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3257 (2000).
- [12] M. I. D'yakonov, V. I. Perel in *Optical Orientation* edited by F. Meier and B. P. Zakharchenya, Modern Problems in Condensed Matter Sciences Vol. 8, North-Holland, Amsterdam, 1984, kap. 2.
- [13] R. D. R. Bhat, P. Němec, Y. Kerachian, H. M. van Driel, J. E. Sipe, A. L. Smirl, *Phys. Rev. B* **71**, 035209 (2005).
- [14] D. J. Hilton, C. L. Tang, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 146601 (2002).
- [15] T. Matsuyama, H. Horinaka, K. Wada, T. Kondo, M. Hangyo, T. Nakanishi, S. Okumi, K. Togawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L555-L557 (2001).
- [16] P. Němec, P. Nahálková, D. Sprinzl, M. Šimurda, F. Trojánek, P. Malý, J. T. Devreese, V. N. Gladilin, APS March meeting, příspěvek N108, Los Angeles, Kalifornie, USA, 21.-25. 3. 2005.
- [17] S. von Molnár in *Spin Electronics* (eds.) D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. D. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London 2004.