



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

# VYVAZOVÁNÍ FOTOLUMINISCENCE 2D MATERIÁLŮ DO NANODRÁTOVÝCH VLNOVODŮ

OUTCOUPLING OF 2D MATERIAL PHOTOLUMINESCENCE INTO NANOWIRE WAVEGUIDES

## DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

## AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. David Królikowski

## VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Filip Ligmajer, Ph.D.

BRNO 2023



# Zadání diplomové práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství  
Student: **Bc. David Królikowski**  
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie  
Studijní obor: bez specializace  
Vedoucí práce: **Ing. Filip Ligmajer, Ph.D.**  
Akademický rok: 2022/23

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

## Vy vazování fotoluminiscence 2D materiálů do nanodráťových vlnovodů

### Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Tak jako je možné využít spin elektronů pro přenos a zpracování informace v rámci spintroniky, je analogicky možné pro tyto účely využít pseudospin příslušející nedegenovaným údolím v pásové struktuře. Interakce spinového momentu hybnosti světla s pseudospinem excitonů dichalkogenidů přechodných kovů (např. WSe<sub>2</sub>) je jednou z možných cest, jak propojit tuto pseudospinovou platformu se standardními způsoby optické komunikace. Tento diplomový projekt se bude zabývat interakcí fotoluminiscence WSe<sub>2</sub> s vlnovody tvořenými dielektrickými nanodráťy. Na nově vybudované optické sestavě bude zkoumán vliv substrátu na účinnost a směrovou specifitu vy vazování luminiscence do vlnovodných módů monokrystalických nanodráťů. Výsledky pomohou identifikovat vhodné platformy pro integrovanou optickou komunikaci a trasování.

### Cíle diplomové práce:

1. Vytvořit optickou sestavu pro rastrovací konfokální fotoluminiscenční mikrospektroskopii.
2. Připravit vzorky s 2D materiály překrytými nanodráťovými vlnovody.
3. Zkoumat účinnost a směrovou specifitu vy vazování fotoluminiscence do vlnovodných módů.

### Seznam doporučené literatury:

CHEN, Peigang, et al. Chiral Coupling of Valley Excitons and Light through Photonic Spin-Orbit Interactions. *Advanced Optical Materials*. 2020, 8(5), 1901233. ISSN 2195-1071. Dostupné z: doi:10.1002/adom.201901233

SHREINER, R., et al. Electrically controllable chirality in a nanophotonic interface with a two-dimensional semiconductor. *Nature Photonics*, 2022, 16(4), 330-336. ISSN 1749-4885. Dostupné z: doi:10.1038/s41566-022-00971-7

SHIBUYA, K., et al. Silicon waveguide optical modulator driven by metal-insulator transition of vanadium dioxide cladding layer. Optics Express, 2019, 27(4), 4147-4156. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.27.004147

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2022/23

V Brně, dne

L. S.

---

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.  
děkan fakulty

## **Abstrakt**

Moderní elektronická zařízení, která pro svou funkci využívají informaci o poloze částic v pásové struktuře namísto jejich elektrického náboje, se těší stále větší oblibě. Jedno z těchto zařízení sestává z rozhraní, které kombinuje monovrstvu dichalkogenidů přechodných kovů (TMDC) s vlnovodným drátem a jehož účelem je směrově specifické vázání elektromagnetického záření. Současné snahy o zvýšení efektivity směrovosti jsou nezbytným krokem k praktickému využití. Výrobou a charakterizací nového, účinnějšího modelu popsaného zařízení se zabývá tato diplomová práce.

## **Summary**

Modern electronic devices that utilize information about the position of particles in a band structure instead of their electric charge for information transmission have been a subject of rising popularity. One of these devices is represented by an interface that combines transition metal dichalcogenides (TMDC) monolayers with waveguides, aiming to achieve directional coupling of electromagnetic waves. Current efforts to enhance the directionality efficiency are necessary steps towards practical implementation. This diploma thesis focuses on the fabrication and characterization of a new, more efficient model of the described device.

## **Klíčová slova**

TMDC, WS<sub>2</sub>, ZnO vlnovod, zlatý substrát, směrové šíření, nanofotonika, polarizace údolí

## **Keywords**

TMDC, WS<sub>2</sub>, ZnO waveguide, golden substrate, directional coupling, nanophotonics, valley polarization

KRÓLIKOWSKI, D. *Vyvazování fotoluminiscence 2D materiálů do nanodrátových vlnovodů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2023. 52 s. Vedoucí Ing. Filip Ligmajer, Ph.D.



Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma “Vyvazování fotoluminiscence 2D materiálů do nanodráťových vlnovodů“ vypracoval samostatně pod vedením mého vedoucího a s použitím uvedené literatury a pramenů.

David Królikowski





Zde bych chtěl poděkovat vedoucímu mé diplomové práce Ing. Filipu Ligmajerovi Ph.D. za jeho odborné vedení, cenné rady a trpělivý přístup. Velké poděkování náleží mé rodině, která mě vždy podporovala, a bez jejíž opory by mé studium nebylo možné. Děkuji své přítelkyni, její láska mi i v těžkých chvílích dodala sílu jít dál. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat také svým přátelům, díky nimž budu na tyto léta rád vzpomínat, a všem, kteří se podílejí na skvělé atmosféře Ústavu fyzikálního inženýrství.

Část této práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2023051, MŠMT, 2023–2026) , CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

David Królikowski



# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>3</b>
<b>1 Dichalkogenidy přechodných kovů (TMDC)</b>	<b>5</b>
1.1 Struktura TMDC . . . . .	5
1.2 Excitony . . . . .	8
<b>2 Spin-orbitální interakce (SOI)</b>	<b>12</b>
2.1 SOI elektronu . . . . .	12
2.2 SOI fotonu . . . . .	15
<b>3 Vývoj zařízení kombinujících TMDC a vlnovod</b>	<b>20</b>
<b>4 Rozhraní pro směrové šíření světla</b>	<b>25</b>
4.1 Návrh zařízení . . . . .	25
4.2 Výroba . . . . .	27
4.3 Charakterizace . . . . .	29
<b>5 Měřicí sestava</b>	<b>33</b>
5.1 Excitační laser . . . . .	34
5.2 Polarizace a dělení optického svazku . . . . .	35
5.3 Poloha a teplota vzorku . . . . .	36
<b>6 Měření směrovosti šíření světla navázaného do vlnovodu</b>	<b>39</b>
6.1 Průběh experimentu a způsob vyhodnocení . . . . .	39
6.2 Řešení problémů a výsledky . . . . .	41
<b>Závěr</b>	<b>44</b>
<b>Literatura</b>	<b>46</b>



# Úvod

Objevem grafenu [1] započal rozkvět ve výzkumu tenkovrstvých protějšků objemových látek – dvojdimenzionálních krystalů, jakými jsou dále například fosforen [2], antimonen [3] či silicen [4]. Snížení prostorové dimenze s sebou často přináší radikální změnu fyzikálních vlastností těchto jinak známých materiálů, ať už elektrických, optických nebo mechanických. Jako příklad uveďme přechod vodivostních vlastností uhlíku od elektrického izolantu ve formě grafitu po elektrický vodič ve formě grafenu, kde se tento alotrop vyznačuje jednou z nejvyšších pohyblivostí elektronu vůbec ( $200000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) [5]. Jedním ze zástupců těchto dvojdimenzionálních krystalů je také skupina označovaná jako dichalkogenidy přechodných kovů (TMDC, z angl. Transition Metal Dichalcogenides).

Tyto materiály získaly velkou popularitu díky svému unikátnímu uspořádání pásové struktury, které umožňuje poměrně snadno využívat další ze stupňů volnosti elektronu, jímž je jeho informace o údolí (extrém v pásové struktuře), ve kterém se nachází. Tato skutečnost vedla k dalšímu postupu ve vývoji nového odvětví elektroniky nazývaného valleytronika. Podobně jako spintronika, která jako nosič informace využívá spin elektronu [6], se valleytronika pokouší nabídnout vyspělejší alternativu k současným informačním technologiím založeným na manipulaci s elektrickým nábojem elektronu [7]. V případě úspěšného ovládnutí této technologie by bylo možné dosáhnout energeticky účinnějších zařízení [8].

V této práci bude postupně prezentován nový model nanofotonického zařízení založený na principech valleytroniky, jehož základní struktura je tvořena mikronovým dielektrickým drátem umístěným na tenké vrstvě TMDC. Účelem tohoto nanofotonického zařízení je dosažení navázání světla do této vlnovodní struktury a následného šíření navázaných fotonů v požadovaném směru (dále označované jako směrové šíření). Jednou z úloh, které TMDC v tomto uspořádání plní, je fungovat jako rozptylové centrum, které pomáhá překonat rozdíl  $k$ -vektorů, jinak znemožňující přímé navázání světla do drátu. Dále je pak využívána schopnost této skupiny materiálů emitovat fotoluminiscenční záření o stejné orientaci kruhové polarizace, kterým bylo toto záření vybudeno. Tato schopnost má zásadní vliv na výsledný směr šíření navázaných fotonů.

Jednou z hlavních motivací pro vývoj zařízení, jež bude představeno v této práci, je současná snaha o přechod od klasických integrovaných obvodů k fotonickým integrovaným obvodům. Díky své povaze by naše zařízení mohlo v těchto obvodech najít uplatnění jako optický prepínač [9], [10], [11] nebo být využito pro lokální manipulaci s pamětí SSD disků [12]. Schopnost selektivního směrového šíření by mohla posloužit při výrobě optických izolátorů [13], [14], [15]. Do budoucna se také očekává uplatnění

této technologie v procesu kvantového zpracování informací [16].

Fyzikální jevy, které stojí za mimořádnými vlastnostmi TMDC, budou rozebrány v první kapitole. Čtenář zde bude seznámen jak s obecnými fakty o struktuře tohoto materiálu a kvazičásticích zvaných excitony, které v něm plní důležitou roli, tak o jejich důsledcích na výsledné chování vůči vnějším podnětům, například v podobě dopadajícího záření.

Více o pásové struktuře TMDC a původu její podoby bude pojednáno v první části kapitoly s názvem spin-orbitální interakce. Její druhá část bude zaměřena na vysvětlení operačního principu našeho zařízení, jenž spočívá ve vztahu mezi typem kruhové polarizace záření a jeho směrem šíření ve vlnovodu. Tento princip plyne ze základních fyzikálních zákonů popisujících světlo, s nimiž je třeba počítat při návrhu jakýchkoliv nových optických zařízení, jejichž rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou světla [17].

Po prvních dvou kapitolách, jejichž hlavním účelem je čtenáři usnadnit proniknutí do teoretické problematiky rozhraní TMDC-drát, bude následovat řešeršní sekce popisující vývoj výše uvedeného zařízení z posledních let. Pozornost zde bude věnována především volbě materiálů, kterou autoři učinili při návrhu svých zařízení, a směrovosti šíření navázaného záření, které svým postupem dosáhli.

Praktická část této práce bude zaměřena na výrobu vzorků a jejich charakterizaci. Značný prostor bude také věnován postupu při návrhu a sestavení optické aparatury určené pro měření efektivity směrového šíření světla navázaného do drátu.

Je třeba zdůraznit, že autorem původní myšlenky uplatnění zlatého substrátu ve struktuře TMDC-vlnovod je Dr. Dangyuan Lei, v jehož výzkumné skupině jsem během praktické stáže začal na tomto projektu pracovat. Následná výzkumná činnost byla provedena mnou.

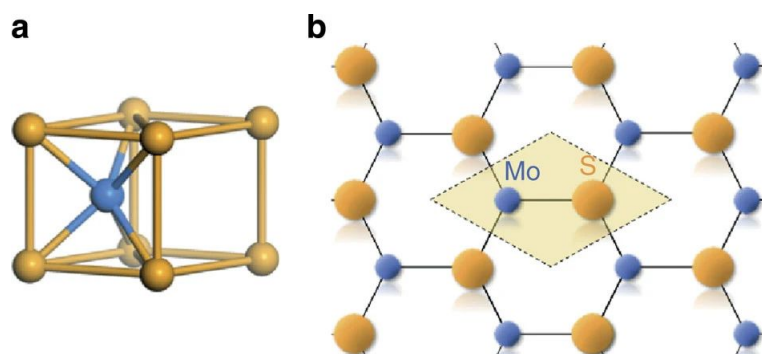
# 1. Dichalkogenidy přechodných kovů (TMDC)

Roku 1923, kdy R. Dickinson a L. Pauling jako první zkoumali krystalovou mříž sulfidu molybdeničitého za pomoci rentgenového záření [18], byla objevena struktura (podobná hexagonální struktuře grafenu) prvního zástupce skupiny materiálů označované jako dichalkogenidy přechodných kovů (TMDC, z angl. Transition Metal Dichalcogenides). Díky této struktuře si především během posledních dvaceti let získaly TMDC velkou pozornost ve spojení s mimořádným nárůstem popularity 2D materiálů. První kapitola této práce proto bude zpočátku věnována struktuře TMDC, kde bude uveden její široký popis sahající od chemického složení až po pásovou strukturu. V druhé části budou následně popsány energiové stavy, kterým dává struktura TMDC vzniknout, a s nimi spojené unikátní optické vlastnosti, ze kterých bude naše práce těžit. Ačkoliv se zde věnujeme pouze homogenním TMDC strukturám, velký rozmach nedávno zaznamenal také výzkum jejich heterostruktur, jež umožňují výhody jednotlivých TMDC krystalů kombinovat dohromady [19].

## 1.1 Struktura TMDC

TMDC představují skupinu materiálů s chemickým složením  $MX_2$ , kde M zastupuje atom přechodného kovu (molybden, wolfram, ...) a X atom chalkogenu (síra, selen, ...). Mezi jejich nejznámější zástupce se řadí  $MoS_2$ ,  $MoSe_2$ ,  $WS_2$  a  $WSe_2$ . Na strukturu krystalové mřížky TMDC lze pohlížet jako na dvojrozměrnou trojúhelníkovou síť atomů přechodného kovu umístěnou mezi dvěma dalšími rovinami trojúhelníkové sítě chalkogenu. Schéma mřížky TMDC krystalu je prezentováno na příkladu  $MoS_2$  na obrázku 1.1 společně s pohledem na koordinační prostředí molybdenu. Koordinační prostředí zobrazuje atomy blízké centrálnímu atomu (v tomto případě Mo), jež jsou vzájemně pojené  $\sigma$ -vazbou. Všechny atomy v tomto uskupení jsou k sobě vzájemně vázány silnými kovalentními vazbami a společně tvoří jednu monovrstvu TMDC. Daný objemový krystal se pak skládá z jednotlivých, na sebe naskládaných monovrstev, které pojí slabší van der Waalsovy síly. Jak bude ukázáno později v této kapitole, počet vrstev zásadně ovlivňuje fyzikální vlastnosti tohoto materiálu. Mřížka  $MoS_2$  je nápadně podobná šestiúhelníkovému uspořádání atomů uhlíku v nejznámějším 2D kystalu, grafenu [20]. Zásadní vlastností, která ovšem odlišuje TMDC od grafenu, je přítomnost pásu zakázaných energií v pásové struktuře TMDC (za předpokladu, že neuvažujeme

více vrstev grafenu, či jeho dopování, kterým lze vzniku pásu zakázaných energií dosáhnout [21]). Tato skutečnost, která propůjčuje TMDC polovodičový charakter, nabízí možnosti k jejich využití v moderním technologickém průmyslu.



**Obrázek 1.1:** Krystalová struktura  $\text{MoS}_2$  a) pohled na koordinační prostředí molybdenu. b) Monovrstva  $\text{MoS}_2$  z pohledu shora s vyznačenou primitivní buňkou. Atomy molybdenu jsou vyznačeny modře, atomy síry žlutě. Převzato z [22].

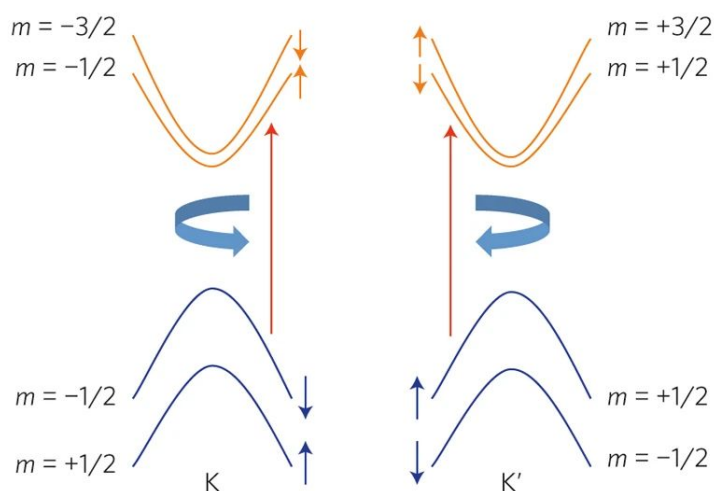
Fyzikální vlastnosti TMDC, díky kterým se již deset let těší širokému vědeckému zájmu, zde budou prezentovány taktéž na příkladu  $\text{MoS}_2$ . Především v počátcích zkoumání TMDC se  $\text{MoS}_2$ , jakožto přírodně se vyskytující krystal, zařadil díky své nejsnazší dostupnosti mezi přední volbu výzkumných týmů a v dnešní době je již dobře známý. Proto byl zvolen jako vhodný reprezentant.

K popisu hlavních rysů charakterizujících chování TMDC bude použita pásová struktura  $\text{MoS}_2$ . Jeho valenční pás se skládá především z lokalizovaných  $d$  orbitalů molybdenu, díky nimž dochází v materiálu k zesílení interakčních jevů světla s hmotou. Za stabilitu krystalové mřížky je poté zodpovědná kombinace  $p$  orbitalů chalkogenidu a  $d$  orbitalů přechodného kovu [23]. Šířka zakázaného pásu TMDC krystalů se pohybuje v rozmezí viditelného světla a blízké infračervené oblasti (přibližně 0,74 až 2,09 eV) [24]. V případě více vrstev  $\text{MoS}_2$  dochází mezi maximem valenčního pásu (VBM, z angl. Valence Band Maximum) a minimem vodivostního pásu (CBM, z angl. Conduction Band Minimum) k nepřímému přechodu. V Brillouinově zóně se CBM nachází mezi bodem  $\Gamma$  a bodem K. S klesajícím počtem vrstev se ovšem vlivem slábnoucího efektu mezivrstevní vazby CBM přesouvá blíže bodu K. V limitě jedné monovrstvy dochází ke změně charakteru  $\text{MoS}_2$  z nepřímého polovodiče na přímý [25]. Tato vlastnost je univerzální pro všechny TMDC a podílí se na vysokém kvantovém výtěžku photoluminiscence těchto monovrstev [26]. Výjimkou je  $\text{WSe}_2$ , u kterého bylo prokázáno, že k nepřímému přechodu mezi CBM a VBM dochází i v případě monovrstvy [27].

Jednou z nejvýznamnějších vlastností, která TMDC monovrstvu staví do popředí vědeckého zájmu, je porušení inverzní symetrie (způsobené absencí dalších vrstev) její krystalové mřížky, (viditelné na obrázku 1.1). Tato skutečnost má za následek přítomnost dvou hybridizovaných, avšak neekvivalentních bodů  $k$ -prostoru v Brillouinově zóně, které budou v tomto textu dále označovány jako údolí (přel. z angl. valley) K a  $K'$ . Schéma pásové struktury v okolí K bodů je znázorněno na obrázku 1.2. VBM obou těchto bodů je spojeno s vedlejším kvantovým číslem celkového meziatomového orbi-



tálního, atomového orbitálního a spinového momentu hybnosti ( $m$ ) rovným 0. Oproti tomu CBM v bodě K je svázáno s  $m = -1$  a v bodě K' s  $m = +1$  [22]. Znaménko  $m$  také odpovídá optickému spinu potenciálně dopadajícího/vyzářeného fotonu, tedy orientaci kruhové polarizace (levotočivá/pravotočivá) dopadajícího/vyzářeného záření. Na základě této vlastnosti je možné daným typem kruhově polarizovaného světla dopadajícího na TMDC monovrstvu selektivně excitovat stavy v odpovídajícím údolí. Může tedy nastat situace, kdy jedno z údolí K a K' dosáhne, následkem excitace kruhově polarizovaným světlem, vyšší populace nežli druhé údolí. V takovém případě hovoříme o polarizaci údolí (z angl. valley-polarization). Teoretické výpočty předpověděly, že je kruhově polarizovanou excitací monovrstvy možné dosáhnout až 100 % polarizace údolí (ideální pro uplatnění ve valleytronice), což odpovídá selektivnímu buzení stavů čistě jednoho údolí [28]. Při reálných experimentech ovšem bylo prokázáno, že polarizace údolí dosahuje hodnot výrazně nižších. Na kruhově dichroické (závislé na orientaci kruhové polarizace) vlastnosti TMDC mají totiž také vliv Coulombovské interakce [29], nečistoty, defekty, substrát a fonony, které způsobují rozptyl elektronů a děr mezi jednotlivými, jinak v  $k$ -prostoru separovanými, údolními. Při vyhodnocení naměřené polarizace údolí je třeba uvažovat také to, že ne všechny relaxační procesy nosičů náboje spadají do skupiny zářivých přechodů a nemohou se tak podílet na výsledné hodnotě [22]. Pro případ MoS<sub>2</sub> byla za pokojové teploty naměřena polarizace údolí nejvýše 40 %. Měření za teplot menších než 90 K se oproti tomu podstatně blíží teoreticky předpovězeným hodnotám [29]. Z této výrazné teplotní závislosti vyplývá, že mezi výše uvedenými zdroji rozptylu nabitých částic mezi body K a K' jsou dominantní fonony [30].



**Obrázek 1.2:** Schéma pásové struktury TMDC v okolí bodu K a K'. Krátké modré a oranžové šipky znázorňují orientaci spinu. Rotující modré šipky představují orientaci kruhově polarizovaného světla potřebného k vybuzení (dlouhé červené šipky) elektronů do vyšších energetických hladin. Člen  $m$  představuje vedlejší kvantové číslo celkového meziatomového orbitálního, atomového orbitálního a spinového momentu hybnosti. Schéma znázorňuje, že rozštěpení valenčního pásu je z energetického hlediska výraznější nežli rozštěpení vodivostního pásu. Převzato z [25].

Stejný princip, který stojí za buzením stavů pouze v jednom z údolí při ozáření

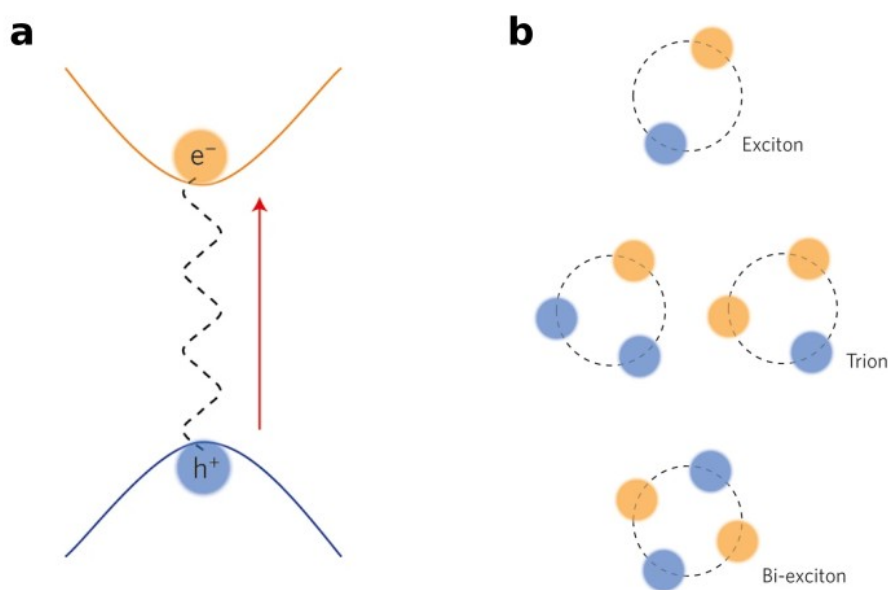
kruhově polarizovaným světlem, stojí i za opačným jevem, kdy daný typ údolí emituje výhradně odpovídající druh kruhově polarizovaného záření. U fotoluminiscence (PL, z angl. Photoluminiscence) TMDC struktur je tedy možné pozorovat zachování polarizačního stavu záření, který způsobil její vybuzení, a to bez nutnosti aplikovat na materiál například silné magnetické pole jako v případě grafenu [31].

Kromě toho, že je kvantové číslo  $m$  v  $K$  a  $K'$  rozdílné na základě porušení symetrie krystalu, dochází v těchto bodech také ke změně hodnoty  $m$  vlivem spin-orbitální interakce [25] (kapitola 2). Následkem této interakce je tedy rozdělení jak vodivostního, tak valenčního pásu na dvě hladiny lišící se o absolutní hodnotu  $\Delta m = 1$ , což odpovídá orientaci spinu ( $s$ ) nahoru  $s = 1/2$  a dolů  $s = -1/2$ . Pokud posuzujeme rozštěpení CBM z pohledu energie, je výsledný rozdíl nově vzniklých hladin zanedbatelný vůči velikosti pásu zakázaných energií. Rozštěpení VBM však vůči němu energiově zanedbatelné není. Pokud není bráno v úvahu rozštěpení obou těchto hladin, rozdíl  $m$  mezi valenčním a vodivostním pásem v bodě  $K$  odpovídá  $-1$ . Hodnota  $m = -1$  je také spojena s pravotočivým kruhově polarizovaným světlem. Bod  $K$  je tedy svázán s pravotočivým kruhově polarizovaným světlem. Obdobným způsobem je bod  $K'$  svázán s levotočivým kruhově polarizovaným světlem. Výsledkem spin-orbitální interakce je tedy svázání dvou stupňů volnosti, v podobě spinu a údolí, dohromady, přičemž spin orientovaný v poloze vzhůru v bodě  $K$  je degenerovaný se spinem dolů v bodě  $K'$  [25].

## 1.2 Excitony

Při interakci světla s látkou může dojít k excitaci elektronů ve valenčním pásu, vlivem čehož tyto částice vystoupají do vodivostního pásu. Z tohoto energiově vyššího pásu mohou elektrony poté zpětně deexcitovat formou zářivých či nezářivých přechodů. Na excitovaný elektron současně působí odpudivá elektrostatická síla vyvolaná zbylými elektrony z valenčního pásu a přitažlivá síla způsobená kladně nabitou dírou, která po něm vznikla ve valenčním pásu. Pokud se tyto dvě Coulombovské síly vyrovnají, může být výsledkem vznik vázaného stavu mezi excitovaným elektronem a dírou. Tato kva-zičástice se nazývá exciton a má nulový elektrický náboj [32]. Schéma vzniku excitonu je znázorněno na obrázku 1.3a. Excitony můžeme na základě vlastností rozdělit na dva základní typy. Prvním z nich je Frenkelův exciton, který se vyskytuje převážně v materiálech s malou hodnotou dielektrické funkce a slabými mezimolekulárními van der Waalsovými interakcemi. Pro Frenkelův exciton je typická silná Coulombovská interakce, která k sobě váže elektron a díru, a brání tak samovolnému rozpadu tohoto excitonu na dva volné náboje. Typickými materiály, ve kterých je možné nalézt Frenkelův exciton jsou organické polovodiče [33]. V anorganických polovodičích naopak obecně převažuje druhý typ, zvaný Wannierův-Mottův exciton. Tento exciton se oproti Frenkelovu typu vyznačuje slabou vazebnou energií, jejíž hodnota se pohybuje v řádu setin až jednotek eV. S nízkou vazebnou energií se pojí také vyšší Bohrov poloměr tohoto excitonu (nejpravděpodobnější vzdálenost mezi dírou a elektronem) přibližně 10 nm, zatímco jeho silněji vázaný protějšek dosahuje hodnot poloměru pouze v řádu jednotek nanometrů. Wannierův-Mottův exciton je typický pro materiály s vyšší hodnotou dielektrické

funkce, která způsobuje silnější dielektrické stínění mezi částicemi excitonu [34]. Pro případ monovrstvy MoS<sub>2</sub> se naměřená hodnota vazebné energie pohybuje v rozmezí 0,4 až 0,6 eV, čemuž odpovídá Bohrov poloměr 0,5 až 0,6 nm [35]. Příčinou je oslabený vliv dielektrického stínění, neboť okolní prostředí samotné monovrstvy (vzduch) má menší hodnotu dielektrické funkce nežli okolní prostředí monovrstvy, která je součástí objemového krystalu (okolní prostředí tvoří další vrstvy TMDC) [36]. Ve dvoudimenzionálních TMDC jsou tak pozorovány excitony, jež mají Frenkelův i Wannierův-Mottův charakter (tedy jsou silně vázány a zároveň mají velký Bohrov poloměr). Díky těmto vlastnostem je PL MoS<sub>2</sub>, vzniklá rekombinací těchto excitonů, pozorovatelná i za pokojové teploty.



**Obrázek 1.3:** a) Schéma excitonu, kde přerušovaná čára znázorňuje vazbu mezi elektronem a dírou. b) Excitonové komplexy seřazené svrchu: neutrální exciton, negativní a pozitivní trion, biexciton. Převzato z [25].

V důsledku výrazného rozdělení vodivostního a valenčního pásu (vlivem spin-orbitální interakce popsané v přechodí kapitole) vznikají mezi CBM a energiově bližší energiovou hladinou VBM excitony označované jako A-excitony. V případě vázaných stavů mezi CBM a energiově vzdálenější hladinou VBM hovoříme o B-excitonech. Dále byla potvrzena existence i C-excitonů, jejichž původ spočívá v excitonových přechodech z vícero pozic okolo bodu  $\Gamma$  [37]. V porovnání s A-excitony je však intenzita B- a C-excitonů výrazně slabší [36]. Ve PL spektru vícevrstevných TMDC je možné pozorovat také I-exciton (nepřímý mezivrstevný exciton), jehož elektron a díra se nacházejí v různých vrstvách TMDC [38]. Tyto druhy excitonů budou pozorovány v rámci praktické části této práce.

V případě, že se v mřížce TMDC vyskytuje dostatečné množství volných děr či elektronů, dochází ke vzniku komplexnějších excitonových celků, nežli jsou neutrální excitony. Patří mezi ně například nabitý exciton, nazývaný také jako trion. Jedná se o spojení neutrálního excitonu a volného elektronu (negativně nabitý exciton) či volné

díry (pozitivně nabitý exciton). Tyto kvazičástice mohou vzniknout díky silným elektrostatickým interakcím v TMDC [30]. Díky nim mohou dále vznikat také biexcitony, které představují spojení dvou neutrálních excitonů dohromady. Schéma excitonů, nabitých excitonů a biexcitonů je znázorněno na obrázku 1.3b. Kromě použití pasivních metod, mezi které patří například dopování substrátu [30], lze zvýšit populaci trionů a biexcitonů také aktivně, a to aplikací elektrického pole, mechanického napětí, magnetického pole či elektromagnetického záření [39]. Uvedené metody lze také uplatnit při ovládání populace jednotlivých excitonů a přepínat tak mezi dominantními stavy. S jejich pomocí je možné dosáhnout ještě výraznějších optických vlastností (např. silnější PL), nežli s populací neutrálních excitonů. Příkladem může být skutečnost, že různé excitonové stavy vykazují různou míru kruhově polarizačního dichroismu a tuto charakteristickou optickou vlastnost TMDC je možné kontrolovat například přiložením elektrostatického hradla k tomuto materiálu [40]. Při výzkumu PL TMDC je z experimentálního hlediska vhodné uvést, že rostoucí výkon excitačního laseru zpravidla vede ke vzestupu složitějších excitonových komplexů [41].

Doposud popsané excitonové stavy se řadily mezi zářivé, v tomto odstavci bude krátce uvedeno také to, že TMDC se ukázaly jako vhodné médium pro studium temných (nezářivých) excitonů. Tímto pojmem označujeme excitony, které při standardní kolmé rezonanční excitaci světlem není možné v absorpčním spektru materiálu pozorovat [42], neboť přechody spojené s těmito stavy jsou opticky zakázané. Hlavní důvody, proč jsou tyto stavy opticky zakázané, souvisí se spinem a  $k$ -vektorem nosičů náboje a na jejich základě můžeme temné excitony rozdělit do dvou skupin: Prvními z nich jsou spinově zakázané temné excitony. V minulé kapitole bylo zmíněno, že vlivem silné spin-orbitální interakce dochází k rozštěpení vodivostního pásu na dvě energetické hladiny, z nichž každou okupují stavy s opačným spinovým kvantovým číslem. Jelikož elektron případně vybuzený na vyšší energetickou hladinu musí při deexcitaci zachovat svůj spin, může k deexcitaci dojít pouze z hladiny vodivostního pásu, jejíž spin je shodný s orientací spinu hladiny vodivostního pásu. Excitony vzniklé mezi energetickými hladinami spojenými s opačným spinem jsou nazývány spinově zakázané temné excitony nebo též vnitroúdolní (z angl. intra-valley) temné excitony. Druhým typem temných excitonů jsou spinově povolené excitony mezi vodivostním a valenčním pásem dvou různých údolí. Ačkoliv jsou mezi těmito stavy optické přechody spinově povolené, dělí je příliš velká vzdálenost v  $k$ -prostoru. Případný optický přechod by tedy nesplňoval zákon zachování hybnosti. Excitony z této skupiny jsou proto nazývány hybnostně zakázané temné excitony či meziúdolní (z angl. inter-valley) temné excitony a plní významnou roli pro exciton-fononové procesy v podobě rozptylových kanálů [43]. Výše popsaná pravidla zakazující určité optické přechody platí pro procesy, kterých se účastní jeden foton. Za použití dvoufotonové excitace však temné excitony pozorovat lze (během dvoufotonové excitace ale na druhou stranu není možné pozorovat standardní zářivé excitony) [39]. Jedním z důvodů, proč jsou temné excitony v TMDC zkoumány, je jejich stabilita i za pokojové teploty. Dalším pak odolnost vůči poruchám prostředí [44].

Na závěr této kapitoly je třeba zmínit, že výše popsané excitonové stavy mají zásadní vliv na optické vlastnosti TMDC. V důsledku výrazného prostorového omezení vykazují TMDC silnou absorpci a kvantový výtěžek, i v případě, že se vyskytují ve

formě monovrstev. Tyto vlastnosti mají za následek silnou PL [45], a to i v porovnání s PL excitonů ostatních 2D materiálů [42]. Oproti optickým procesům, které jsou založeny převážně na excitaci a deexcitaci elektronů přímo mezi valenčním a vodivostním pásem, se u TMDC těchto procesů téměř výhradně účastní právě excitonové stavy. Následkem této dominance je skutečnost, že excitony zpravidla určují míru interakce světla s látkou a opto-elektronické odezvy. Dalším projevem je také to, že charakteristické optické vlastnosti TMDC je možné pozorovat i za pokojové teploty [25].

,

## 2. Spin-orbitální interakce (SOI)

V této kapitole bude čtenář seznámen se základním principem, který spojuje fyzikální děje související s TMDC zařízením, jehož účelem je šíření navázaných elektromagnetických vln v požadovaném směru (směrové šíření). První podkapitola bude pojednávat o spin-orbitální interakci (SOI, z angl. Spin–Orbit Interaction) elektronu, která způsobuje štěpení energiových hladin TMDC. Na příkladu známého fyzikálního modelu (atom vodíku) bude odhalen původ tohoto rozštěpení hladin, jež stojí za charakteristickými optickými vlastnostmi TMDC (například polarizací údolí). Ve druhé podkapitole bude věnována pozornost veličinám světelného záření a jejich vzájemnému působení, které je souhrnně označováno jako SOI světla. Na závěr bude podrobněji rozebrán typ SOI světla, které souvisí se směrovým šířením.

### 2.1 SOI elektronu

V první podkapitole bude SOI elektronu krátce popsána na zjednodušeném případě vodíkového atomu sestávajícího z jednoho elektronu pohybujícího se po kruhové trajektorii okolo kladně nabitého protonového jádra. Z klasického pohledu působí mezi jádrem a elektronem pouze přitažlivá Coulombova síla. Pokud však na tuto problematiku nahlédneme za pomoci speciální teorie relativity, ve výčtu polí působících na pohybující se elektron se navíc objeví také magnetické pole, jehož význam je pro SOI elektronu zcela zásadní. Uveďme nyní odvození tohoto typu SOI, které bylo vypracováno za pomoci zdrojů [46], [47], [48]:

Pokud se částice pohybuje ve statickém elektromagnetickém poli s elektrickou složkou  $\mathbf{E}_{\text{klid}}$  a magnetickou složkou  $\mathbf{H}_{\text{klid}}$ , tak ve vztažné soustavě pohybující se společně s částicí bude za užití Lorentzovy transformace pozorováno kromě  $\mathbf{H}_{\text{klid}}$  také efektivní magnetické pole

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}_{\text{klid}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (2.1)$$

celkově tedy

$$\mathbf{H}_{\text{pohyb}} = \frac{\mathbf{H}_{\text{klid}} - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}_{\text{klid}}}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2.2)$$

Zde  $\mathbf{v}$  je vektor rychlosti částice,  $c$  rychlost světla ve vakuu a člen ve jmenovateli

má význam Lorentzova faktoru  $\gamma$ . Podobným způsobem můžeme v případě částice pohybující se ve statickém magnetickém poli dojít k efektivnímu elektrickému poli, které je v následujícím výrazu

$$\mathbf{E}_{\text{pohyb}} = \frac{\mathbf{E}_{\text{klid}} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}_{\text{klid}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.3)$$

představeno členem s vektorovým součinem. Tento člen se také označuje jako Hallovo pole. Ve vztahu 2.2 se výraz pro efektivní magnetické pole

$$\mathbf{H}_{\text{SO}} = \frac{\frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E}_{\text{klid}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.4)$$

označuje také jako efektivní spin-orbitální magnetické pole  $\mathbf{H}_{\text{SO}}$ . Pro další zjednodušení je možné uvažovat rychlosti výrazně menší než  $c$ , čímž dostáváme předchozí výraz bez Lorentzova faktoru ve jmenovateli

$$\mathbf{H}_{\text{SO}} = \frac{\mathbf{v}}{c^2} \times \mathbf{E}_{\text{klid}} \quad (2.5)$$

charakterizující nerelativistický případ.

Uvažujme nyní model atomu vodíku, v němž má elektrické pole jádra středovou symetrii. Elektrická intenzita jádra tedy může být zapsána ve tvaru

$$\mathbf{E}_{\text{klid}} = \frac{q_j \mathbf{r}}{r^2}, \quad (2.6)$$

kde  $q_j$  je elektrický náboj jádra,  $\mathbf{r}$  polohový vektor elektronu a  $r$  jeho vzdálenost od jádra. Po dosazení do vztahu 2.5 je získán vztah

$$\mathbf{H}_{\text{SO}} = -\frac{q_j}{c^2 \cdot r} \mathbf{v} \times \mathbf{r}/r, \quad (2.7)$$

který popisuje  $\mathbf{H}_{\text{SO}}$  v blízkosti jádra atomu. S využitím vztahu pro moment hybnosti

$$\mathbf{L} = -m_e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{r}, \quad (2.8)$$

kde  $m_e$  představuje hmotnost obíhajícího elektronu, je pak možné dojít ke zjednodušenému vztahu mezi  $\mathbf{H}_{\text{SO}}$  a  $\mathbf{L}$

$$\mathbf{H}_{\text{SO}} = \frac{q_j}{c^2 m_e \cdot r^2} \mathbf{L}. \quad (2.9)$$

S tímto magnetickým polem poté interaguje spinový magnetický moment elektronu  $\boldsymbol{\mu}_S$  a orientuje se paralelně vůči  $\mathbf{H}_{\text{SO}}$ . Za tohoto předpokladu může být energie SOI vyjádřena přibližně jako

$$E_{\text{SO}} = -\boldsymbol{\mu}_S \cdot \mathbf{H}_{\text{SO}}. \quad (2.10)$$

Člen  $\mu_S$  je úměrný

$$\mu_S = -g_S \mu_B \frac{\mathbf{S}}{\hbar} \quad (2.11)$$

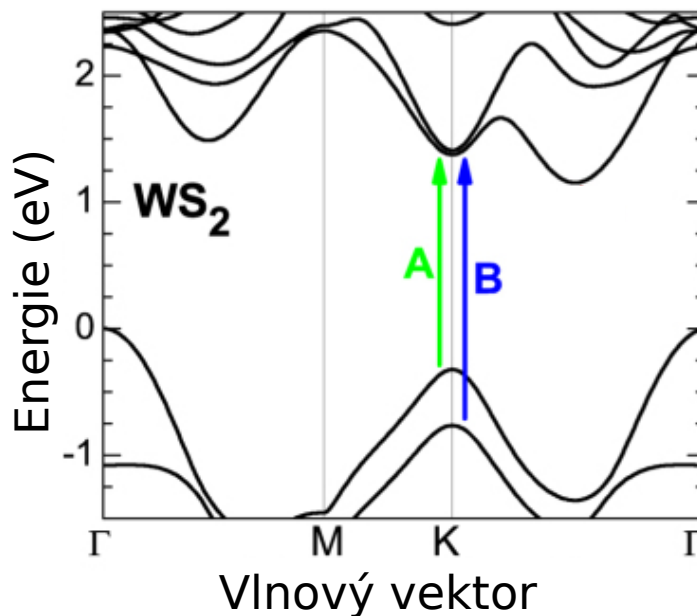
Bohrově magnetonu  $\mu_B$ , spinovému momentu hybnosti  $\mathbf{S}$  a Landého faktoru  $g_S$ . Člen ve jmenovateli,  $\hbar$ , zde značí redukovanou Planckovu konstantu. Vztah 2.10 tak dostává podobu

$$E_{SO} = -g_S \mu_B \frac{\mathbf{S}}{\hbar} \cdot \frac{q_j}{c^2 m_e \cdot r^2} \mathbf{L}, \quad (2.12)$$

kde vystupuje skalární součin  $\mathbf{S}$  a  $\mathbf{L}$ . Tento součin je charakterizován kvantovými čísly  $j$  (kvantové číslo celkového momentu hybnosti) a  $l$  (vedlejší kvantové číslo) takovým způsobem, že pro dané  $l$  (s výjimkou  $l = 0$ ) nabývá  $j$  dvou různých hodnot, které odpovídají

$$j = l \pm 1/2. \quad (2.13)$$

Závěr je tedy takový, že SOI způsobuje v atomu vodíku štěpení stavů na dvě energetické hladiny. Složitější obdobou tohoto odvození lze dojít k vysvětlení štěpení hladin pásové struktury, v jejímž popisu kvantové číslo  $m$  (kapitola 1) odpovídá kvantovému číslu  $j$  v modelu atomu vodíku.



**Obrázek 2.1:** Simulovaný průběh pásové struktury WS<sub>2</sub>. Pomocí zelené a modré šipky jsou zde znázorněny optické přechody A a B (popsané v části 1.2) mezi rozštěpenými hladinami vodivostního a valenčního pásu. Toto rozštěpení je důsledkem SOI elektronů. Převzato a upraveno z [49].

Výše uvedený popis je pouze přibližný, k přesnějšímu výsledku lze dojít pomocí



relativistické kvantové mechaniky, a to řešením Diracovy rovnice. Simulovaný průběh pásové struktury WS<sub>2</sub>, který počítá i s vlivem SOI, získaný metodou teorie funkcionálu hustoty (DFT, z angl. Density Functional Theory) je možné nalézt na obrázku 2.1.

## 2.2 SOI fotonu

Tak jako byly SOI elektronu zodpovědné za štěpení energiových hladin TMDC, SOI světla zastávají hlavní příčinu směrového šíření světla závislém na jeho polarizaci. Proto bude tato podkapitola pojednávat o SOI světla a jeho jednotlivých složkách. Po představení tří základních druhů bude na závěr detailněji pojednáno o typu SOI týkající se této práce.

Podobně, jako tomu bylo v předchozí podkapitole, lze přechodem do neinerciální vztažné soustavy rotující podél trajektorie světelného paprsku získat popis SOI světla. Pro jednoduchost zde bude uveden pouze náznak odvození, a to dle článku [50]: Pokud uvažujeme vektorové elektromagnetické vlny v nehomogenním izotropním dielektrickém prostředí, můžeme Maxwellovy rovnice přepsat do tvaru

$$\left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi} \nabla^2 + n^2\right) \mathbf{E}\mathbf{E} - \frac{\lambda_0^2}{2\pi} \nabla(\nabla\mathbf{E}) = 0, \quad (2.14)$$

kde  $\mathbf{E}$  je vektor elektrické intenzity,  $\lambda_0$  vlnová délka ve vakuu a  $n$  index lomu prostředí. První část této rovnice je podobná Helmholtzově rovnici. Ve druhé části se pak objevuje člen obsahující informaci o polarizaci vlny. Tento poznatek je lépe viditelný po provedení transformace do neinerciální vztažné soustavy, v důsledku čehož v rovnici vyvstane člen podobný zápisu Coriolisova jevu. Po úpravách je možné dojít k výrazu

$$\left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi} \nabla^2 + n^2\right) \mathbf{E}^S + 2n\frac{\lambda_0}{2\pi} s\Omega_{\parallel} \mathbf{E}^S = 0, \quad s = \pm 1 \quad (2.15)$$

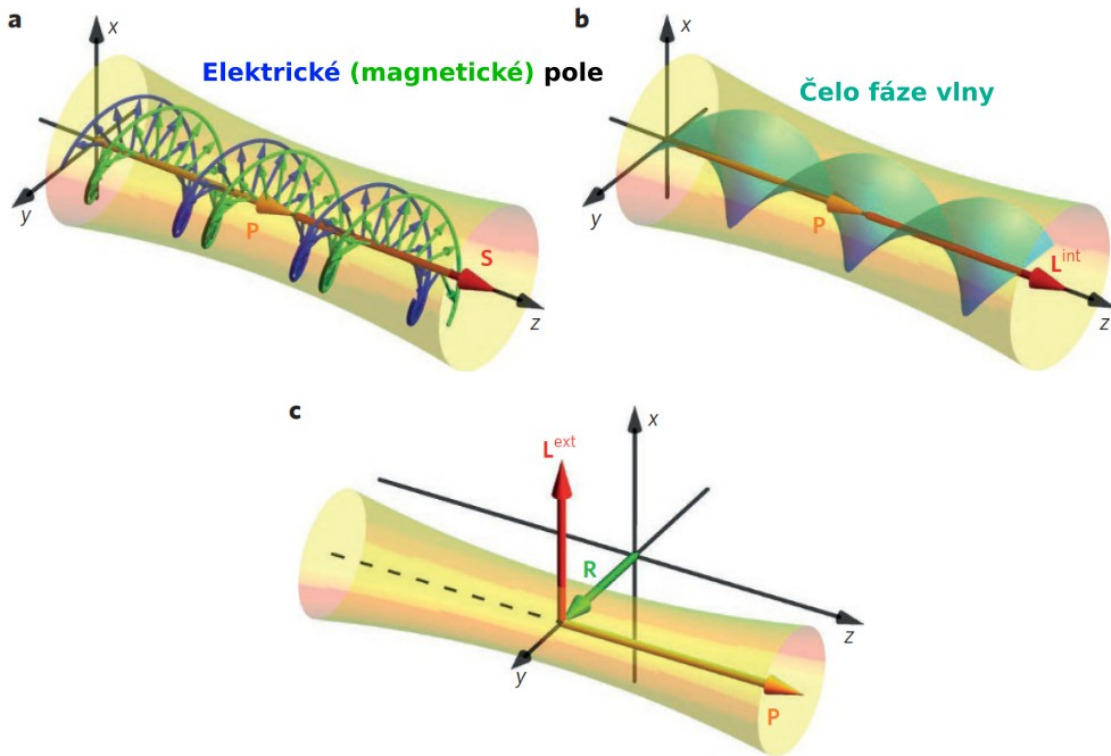
v němž  $\Omega_{\parallel}$  představuje podélnou složku vektoru úhlové rychlosti rotujícího paprsku a  $s$  orientaci spinu, jenž udává orientaci polarizace  $\mathbf{E}^S$ . Při následném odvozování lze dojít k výrazu pro SOI světla, jehož tvar je obdobný jako pro SOI elektronů [46]. Zde se ovšem zaměříme spíše na obecný popis SOI světla.

Kolimovaným optickým paprskům šířícím se v prostoru je možné obecně přiřadit tři základní momenty hybnosti (AM, z angl. Angular Momentum) světla. Tyto jednotlivé členy, které se účastní SOI světla, budou nyní s pomocí článku [17] představeny čtenáři. Prvním z nich je spinový AM (SAM, z angl. Spin Angular Momentum) světla, označovaný jako  $\mathbf{S}$ . SAM vzniká v případě, kdy vektory elektromagnetické vlny  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{M}$  rotují okolo optické osy paprsku. Orientace vektoru  $\mathbf{S}$  je dána směrem šíření paprsku a polarizační helicitou (rotací vektorů  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{M}$ ), označovanou jako  $\sigma$ . To lze ve vztahu s časově středovanou hybností  $\mathbf{P}$  ( $\mathbf{P} = \langle \mathbf{k} \rangle$ ) zapsat jako

$$\mathbf{S} = \sigma \frac{\mathbf{P}}{P}. \quad \mathbf{S} \parallel \mathbf{P} \quad (2.16)$$

Ve vztazích 2.16, 2.17 a 2.18 jsou jednotlivé veličiny vyjádřeny v jednotkách připadají-

cích na jeden foton a také se v nich pro zjednodušení uvažuje  $\hbar = 1$ . Helicita  $\sigma$  může nabývat hodnot z intervalu  $\langle -1; 1 \rangle$  a její znaménko, jak již bylo dříve zmíněno v minulé kapitole, udává, zda se jedná o pravotočivou či levotočivou polarizaci. Schematické znázornění SAM je možné nalézt na obrázku 2.2a. Další z momentů hybnosti světla



**Obrázek 2.2:** Schematické znázornění momentů hybnosti světla. Žlutá šipka zde zastupuje vektor časově středované hybnosti světla  $\mathbf{P}$  a udává směr šíření paprsku. a) Červená šipka znázorňuje spinový moment hybnosti  $\mathbf{S}$  pravotočivého kruhově polarizovaného paprsku ( $\sigma = +1$ ). Zelené šipky zde představují okamžité vektory magnetického pole a modré šipky okamžité vektory elektrického pole. b) Vnitřní orbitální moment hybnosti  $\mathbf{L}^{\text{int}}$  (značí červená šipka) optického vírového paprsku znázorněného pomocí okamžité plochy konstantní fáze. c) Zobrazení vnějšího orbitálního momentu hybnosti  $\mathbf{L}^{\text{ext}}$  paprsku, který se šíří ve střední vzdálenosti  $\mathbf{R}$  od středu souřadnicového systému. Převzato a upraveno z [17]

je vnitřní orbitální AM (IOAM, z angl. Intrinsic Orbital Angular Momentum), který popisuje spirálové vlnoplochy optických vírových paprsků. Tento člen se značí jako  $\mathbf{L}^{\text{int}}$  a je charakterizován topologickým nábojem víru  $l_v$ , jenž představuje přírůstek fáze způsobený otočením čela vlny okolo jádra víru na úseku jedné vlnové délky, modulo  $2\pi$ . Schematické znázornění IOAM je uvedeno na obrázku 2.17b, kde  $\mathbf{L}^{\text{int}}$  míří ve směru  $\mathbf{P}$ , a lze ho vyjádřit jako

$$\mathbf{L}^{\text{int}} = l_v \frac{\mathbf{P}}{P}. \quad (2.17)$$

Pokud se paprsek šíří v určité střední vzdálenosti ( $R = \langle r \rangle$ ) od středu zvoleného souřad-

nicového systému, jak je znázorněno na obrázku 2.2c, tak tento paprsek nabývá vnějšího orbitálního AM (EOAM, z angl. Extrinsic Orbital Angular Momentum). EOAM se zde značí jako  $\mathbf{L}^{\text{ext}}$  a je možné ho zapsat jako

$$\mathbf{L}^{\text{ext}} = \mathbf{R} \times \mathbf{P}, \quad (2.18)$$

což připomíná klasický vztah pro moment hybnosti.

Kromě obecného popisu vlastností paprsků se tyto AM světla uplatňují především pro pochopení SOI fotonů, kdy spolu mohou jednotlivé AM interagovat a přecházet z jednoho typu na druhý. Příkladem může být situace, kdy je při fokusaci světla objektivem s vysokou numerickou aperturou pozorována závislost mezi  $\sigma$  vstupujícího paprsku do objektivu a  $l_v$  vystupujícího paprsku z objektivu. Důvodem je to, že při zmíněné fokusaci dochází k zachování AM světla, které se projeví přeměnou části SAM na IOAM [51]. Děje se tak dokonce i v případech, kdy je paprsek na počátku zcela nevírový, tedy  $l_v$  je rovno nule. SOI světla se účastní široké škály fyzikálních jevů, neboť, jak bylo popsáno v předchozím odstavci, jsou součástí rovnic fundamentálních pro popis samotných vln světla. Přesto je tento univerzální jev často opomíjen, jelikož jsou jeho projevy obecně v makrosvětě příliš malé a plně se projeví až v měřítku srovnatelném s vlnovými délkami světla. Kromě tří uvedených AM světla je pro popis SOI fotonů v mnoha případech nutno uvažovat také vliv působení Berryho fáze, která se projevuje především vlivem trajektorie paprsku na jeho polarizační stav [50]. Pro popis experimentální části této diplomové práce má však největší význam SAM a transverzální SAM, jehož existence bude odvozena později v této kapitole.

Do této chvíle byly popisovány převážně vlastnosti volně se šířících světelných vln. S přítomností nehomogenního rozhraní a prostorovým omezením, které s sebou přináší např. šíření paprsků vlnovodem, se dostáváme k dalším vlastním atributům fotonů zprostředkovaným evanescentními vlnami. Vlastnosti těchto vln jsou podrobně roze-psány v literatuře [52], [53], [54] a ve zjednodušené formě byl s její pomocí vypracován tento odstavec. Uvažujme souřadnicový systém, ve kterém je rozhraní dvou materiálů rovnoběžné s rovinou  $yz$  a leží v  $x = 0$ . Dále uvažujme evanescentní vlnu, která mohla vzniknout například totálním vnitřním odrazem na tomto rozhraní. Tato vlna se šíří podél rozhraní ve směru osy  $z$  s tím, že její intenzita exponenciálně slábne s rostoucí vzdáleností ve směru osy  $x$ . Zapišme zde nejdříve vztah pro komplexní elektrickou intenzitu elipticky polarizované volně se šířící vlny

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = A \frac{(\bar{\mathbf{x}} + m_p \bar{\mathbf{y}})}{\sqrt{1 + |m_p|^2}} \exp(ikz), \quad (2.19)$$

kde  $A$  je amplituda vlny,  $\bar{\mathbf{x}}$  a  $\bar{\mathbf{y}}$  jsou jednotkové vektory souřadnicových os,  $k$  je vlnové číslo a  $m_p$  komplexní číslo udávající polarizační stav.  $\mathbf{E}$  je zde pouze funkcí polohy, neboť uvažujeme monochromatickou vlnu bez explicitního členu  $\exp(-i\omega t)$ . Uveďme zde také souvislost mezi  $m_p$  a dříve diskutovanou helicitou vlny

$$\sigma = \frac{2\text{Im}(m_p)}{1 + |m_p|^2}. \quad (2.20)$$

Nyní můžeme získat zápis pro evanescentní vlnu, s námi definovaným směrem šíření, formálně tím, že šířící se vlnu (rovnice 2.19) necháme otrotovat o imaginární úhel  $i\theta$  okolo osy  $y$ . V takto získaném tvaru elektrického pole

$$\mathbf{E} = \frac{A}{\sqrt{1 + |m_p|^2}} \left( \bar{\mathbf{x}} + m_p \frac{k}{k_z} \bar{\mathbf{y}} - i \frac{\kappa}{k_z} \bar{\mathbf{z}} \right) \exp(ik_z z - \kappa x) \quad (2.21)$$

vystupuje podélné vlnové číslo  $k_z = k \cosh \theta > k$  a exponenciální koeficient útlumu  $\kappa = k \sinh \theta$ . Společně tak tvoří komplexní vlnový vektor  $\mathbf{k} = k_z \bar{\mathbf{z}} + i\kappa \bar{\mathbf{x}}$ . Obdobným způsobem lze získat předpis pro magnetické pole evanescentní vlny

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{A}{\sqrt{1 + |m_p|^2}} \left( -m_p \bar{\mathbf{x}} + \frac{k}{k_z} \bar{\mathbf{y}} + i m_p \frac{\kappa}{k_z} \bar{\mathbf{z}} \right) \exp(ik_z z - \kappa x). \quad (2.22)$$

Pokud  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  dosadíme do následujícího vztahu pro hustotu SAM

$$\mathbf{s} = \frac{1}{16\pi\omega} \text{Im} [\mathbf{E}^* \times \mathbf{E} + \mathbf{H}^* \times \mathbf{H}] \quad (2.23)$$

a s obratem dosadíme do vztahu pro hustotu optického spinu ve tvaru

$$\mathbf{p}^S = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{s}, \quad (2.24)$$

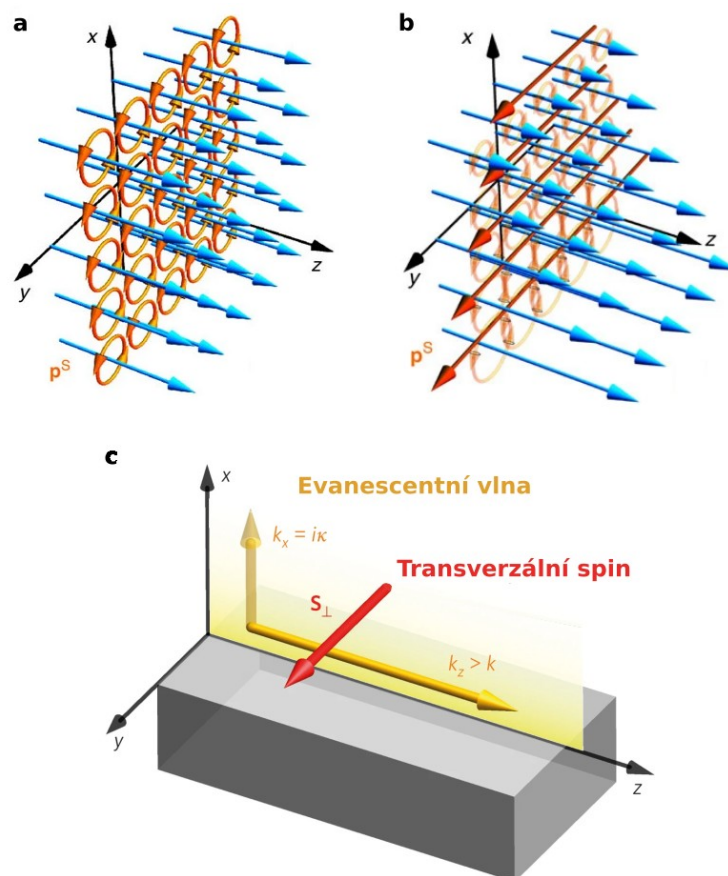
získáme dvě rovnice

$$\mathbf{s} = \frac{w}{\omega} \left( \sigma \frac{k}{k_z} \bar{\mathbf{z}} + \frac{\kappa}{k_z} \bar{\mathbf{y}} \right) \quad (2.25)$$

$$\mathbf{p}^S = \frac{w}{\omega} \left( -\frac{k^2}{k_z} \bar{\mathbf{z}} + \sigma \frac{\kappa k}{k_z} \bar{\mathbf{y}} \right), \quad (2.26)$$

kde  $w \propto \exp(-2\kappa x)$  představuje hustotu energie vlny, která je prostorově nehomogenní. Interpretací těchto veličin nyní získáme přehled o důležitých vlastnostech evanescentních vln. Pro naše odvození se jako nejvýraznější rys (s ohledem na skutečnost, že se evanescentní vlna šíří pouze v osách  $x$  a  $z$ ) jeví přítomnost  $y$ -složek jak v  $\mathbf{s}$ , tak v  $\mathbf{p}^S$ . K vysvětlení tohoto zdánlivého rozporu se vztahem pro SAM (rovnice 2.16) je nutno poznamenat, že člen  $-i(\kappa/k_z)\bar{\mathbf{z}}$  rovnice 2.21 způsobuje rotaci pole v rovině  $xz$ , jejímž důsledkem je vznik  $s_z$  nezávislého na  $\sigma$  (kontrast s klasickým SAM). Původ  $p_y^S$  je pak názorně uveden na obrázku 2.3, kde počáteční rovnováhu vzájemně se kompenzujících smyček  $\mathbf{p}^S$  naruší nehomogenita  $w$  ve směru osy  $x$ . Konečným důsledkem rotací polí v rovině  $xz$  je vznik transverzálního SAM (TSAM, z angl. Transverse Spin Angular Momentum) znázorněného na obrázku 2.3c. Tento typ AM, zde označený jako  $\mathbf{S}_\perp$ , je možné vyjádřit pomocí komplexního  $\mathbf{k}$  jako

$$\mathbf{S}_\perp = \frac{\text{Re}(\mathbf{k}) \times \text{Im}(\mathbf{k})}{[\text{Re}(\mathbf{k})]^2}. \quad (2.27)$$

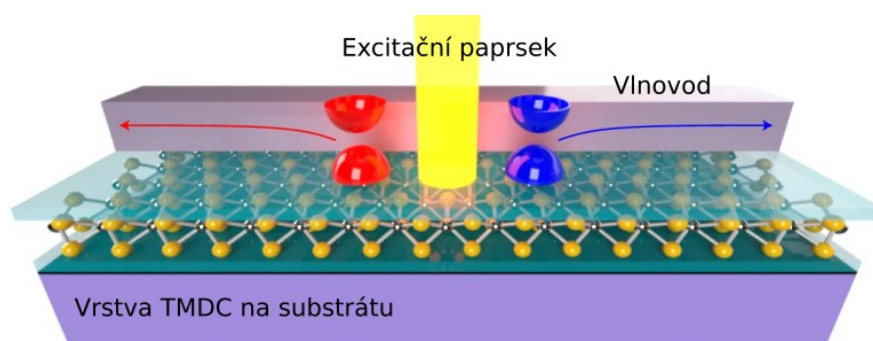


**Obrázek 2.3:** Původ TSAM evanescentních vln. Oranžové smyčky představují nekonečně malé spinové momenty fotonů cirkulující v rovině  $xy$ . Modré šipky naznačují směr šíření fotonů. a) V případě elipticky polarizované rovinné vlny se proudy sousedících smyček spinu vyruší (přesto dá jejich celková cirkulace dohromady očekávaný SAM). b) V případě kruhově polarizované evanescentní vlny se však vlivem nehomogenity pole ve směru osy  $x$  sousední smyčky nevyruší a dochází ke vzniku transverzálního spinu. Obrázek c) pomáhá znázornit vztah mezi orientací vektorů  $\mathbf{S}_\perp$  a  $\mathbf{k}$  evanescentní vlny šířící se podél rozhraní, který popisuje rovnice 2.27. Převzato z [52] a [17]

Tento vztah představuje důležitý výsledek, neboť vyjadřuje svázání orientace spinu s momentem hybnosti [55]. Evanescentní vlny šířící se v opačných směrech podél jedné osy tak nesou také opačný TSAM, (příkladem je obrázek 2.3c, kde  $k_z > 0$  a  $\mathbf{S}_\perp > 0$ ). Stejně jako ostatní AM se i TSAM může účastnit SOI světla. V případě, že je kruhově polarizované světlo schopno interagovat s evanescentním polem, může být SAM původního fotonu převedeno na TSAM evanescentní vlny, což se následně projeví definovaným (vztah 2.27) směrovým šířením podél rozhraní. Volbou polarity SAM původního paprsku tak lze dosáhnout spinově závislého směrového šíření světla. Tento jev je univerzální a je možné jej teoreticky pozorovat u jakéhokoliv rozhraní, jehož vedené či povrchové módy vykazují evanescentní pole.

### 3. Vývoj zařízení kombinujících TMDC a vlnovod

V posledním desetiletí provází výzkum směrového šíření optického signálu rostoucí popularita nanofotonických struktur, které pro svůj operační princip využívají rozhraní sestávající ze světelného vlnovodu umístěného na vrstvě TMDC. Typická geometrie tohoto rozhraní je znázorněna na obrázku 3.1. V této kapitole bude uvedeno chronologické shrnutí vývoje těchto zařízení, v nichž dochází k přenosu informace o druhu buzeného údolí TMDC na elektromagnetické vlnění šířící se ve vlnovodu, a to formou SOI objasněné v minulé kapitole. Tímto způsobem lze dosáhnout směrového šíření signálu ve vlnovodu. Ačkoli je teoreticky možné dosáhnout 100 % směrovosti, ve skutečnosti je tento způsob dělení signálu během reálného experimentu limitován různými překážkami, které brání dosažení této maximální hodnoty. Tyto překážky a jejich možné překonání jsou předmětem zájmu následujících prací:



**Obrázek 3.1:** Typická geometrie zařízení TMDC-vlnovod ve kterém je znázorněn směr šíření navázaného světla (červená a modrá šipka). Převzato a upraveno z [56]

Jako první zde bude uveden článek vypracovaný Gong *et al.* [57], ve kterém je jako druh vlnovodu uplatněn stříbrný plazmonický drát pětiúhelníkového průřezu. Jako zdroj excitonů byl v této práci zvolen  $\text{WS}_2$ , jehož pětivrstvá forma byla získána mechanickou exfoliací a následným přenesením na skleněný substrát. Začlenění vícevrstvého TMDC do struktury zařízení přináší oproti jednovrstvé variantě výhodu vyššího stupně polarizace údolí. Tento fakt ve výsledku způsobuje, že jednotlivá údolí pásové struktury jsou lépe adresovatelná a zásadně ovlivňují polarizační stav PL excitonů. Článek uvádí, že zatímco PL pětivrstvého  $\text{WS}_2$  tvoří kruhově polarizované světlo z 60 %, tak v případě dvou vrstev  $\text{WS}_2$  dochází k poklesu na 28 % a kruhově polarizovanou složku PL

monovrstvy tvoří pouhých 8 % vyzářeného světla. Pro měření směrovosti zvolili autoři variantu experimentu, kdy je kruhově polarizovaný svazek světla o vlnové délce 594 nm fokusován na pětivrstvé TMDC a pohybem vzorku se tento excitační bod přesouvá kolmo na nejdelší osu drátu tak, že ho v polovině experimentu překročí. V průběhu tohoto pohybu dochází v blízkosti vlnovodu k navázání PL (pocházející z TMDC) do plazmonických vedených módů. Poznamenejme, že přímým osvitom vlnovodu laserovým svazkem není možné bezprostředně navázat plazmonické vedené módy kvůli rozdílu hybností světla excitačního paprsku a vedených módů. Výjimkou jsou konce drátu, kde je z důvodu porušení translační symetrie možné módy navázat. Celá plocha zařízení je během toho snímána CCD (Charge-coupled device) kamerou, z jejíhož obrazu je možné porovnat intenzitu světla rozptýleného na jednotlivých koncích vlnovodu. Tímto způsobem byl naměřen maximální poměr 0,35 mezi navázaným signálem šířícím se drátem doprava a doleva. Autoři za pomoci numerických simulací poukazují na vliv konečné délky drátu, v jejímž důsledku dochází k odrazu vedených módů na konci vlnovodu a zpětném šíření až ke druhému konci, což snižuje dosažitelnou směrovost. Jako další problém byla identifikována difuze vybuzených excitonů způsobená konečným rozměrem excitačního bodu fokusovaného laseru. V práci bylo také ověřeno, že I-exciton (kapitola 1) nelze využít pro účely směrového šíření. Pro přehlednost je v tabulce níže uveden seznam materiálů, které jednotlivé výzkumné týmy zvolili při výrobě struktury.

**Tabulka 3.1:** Přehled použitých materiálů a hodnot směrovosti, které jejich použitím dosáhly jednotlivé výzkumné skupiny.

rok	práce	TMDC	počet vrstev	substrát	drát	směrovost
2018	[57]	WS <sub>2</sub>	5	sklo	Ag	0,35
2020	[58]	WS <sub>2</sub>	5	sklo	ZnO	
2021	[59]	WS <sub>2</sub>	1	Au	Ag	
2021	[60]	WS <sub>2</sub>	více	sklo	ZnO	0,10
2021	[61]	WS <sub>2</sub>	1	MgF <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>	0,10
2022	[56]	WSe <sub>2</sub>	1	sklo	TiO <sub>2</sub>	0,00-0,20
2022	[62]	WS <sub>2</sub>	1	Au	TiO <sub>2</sub>	

O dva roky později (v pozměněném složení výzkumného týmu) Gong *et al.* [58] studovali chování podobného rozhraní WS<sub>2</sub> a tentokrát dielektrického drátu v opačném uspořádání. Směrový charakter rozhraní byl tentokrát zkoumán pomocí ozáření konce vlnovodu, čímž v něm došlo k přímému vybuzení vedených módů. Následně byl pozorován vznik excitonových stavů, k jejichž buzení docházelo podél drátu. Tento jev odpovídá reverzní situaci z předchozího článku. V této studii byl také namísto plazmonického drátu ze stříbra použit dielektrický drát z oxidu zinečnatého (ZnO), jehož průřez byl navíc hexagonální. Tato změna materiálového charakteru s sebou nese zásadní rozdíly v chování struktury. Díky slabšímu tlumení ZnO se mohou vedené módy

šířit na větší vzdálenost od bodu, kde byly navázány. Zároveň však dochází ke zhoršení vazby mezi PL excitonů a vedenými módy v důsledku slabší interakce mezi světlem a hmotou oproti plazmonické variantě. Delší propagační délka v kombinaci s přímým navázáním záření do drátu zapříčinila vysokou intenzitu zpětně odražené vlny od konce drátu. Díky tomuto bylo skrze PL WS<sub>2</sub> možné pozorovat výraznou interferenci módů ve vlnovodu. Ačkoliv se díky novému uspořádání experimentu interference projevila výrazněji, byla přítomna i v předchozím článku. Další výhodou plynoucí z nahrazení kovového vlnovodu dielektrickým je omezení vlivu na polarizaci elektromagnetického pole v jeho blízkém okolí. V práci je poznamenáno, že u obou typů materiálů dochází k opakujícímu se navazování signálu mezi drátem a TMDC, čímž dochází ke snížení efektivity zařízení. Dále autoři provedli sérii simulací prokazující nezávislost směrovosti na průměru vlnovodu. Práce také upozorňuje na změnu polohy excitačního bodu laseru způsobenou různými natočeními fázových destiček (užitých pro generaci kruhově polarizovaného světla) v průběhu experimentu. Excitace lineárním světlem i detekce PL probíhala přes skleněný substrát, tedy ze spodní strany vzorku.

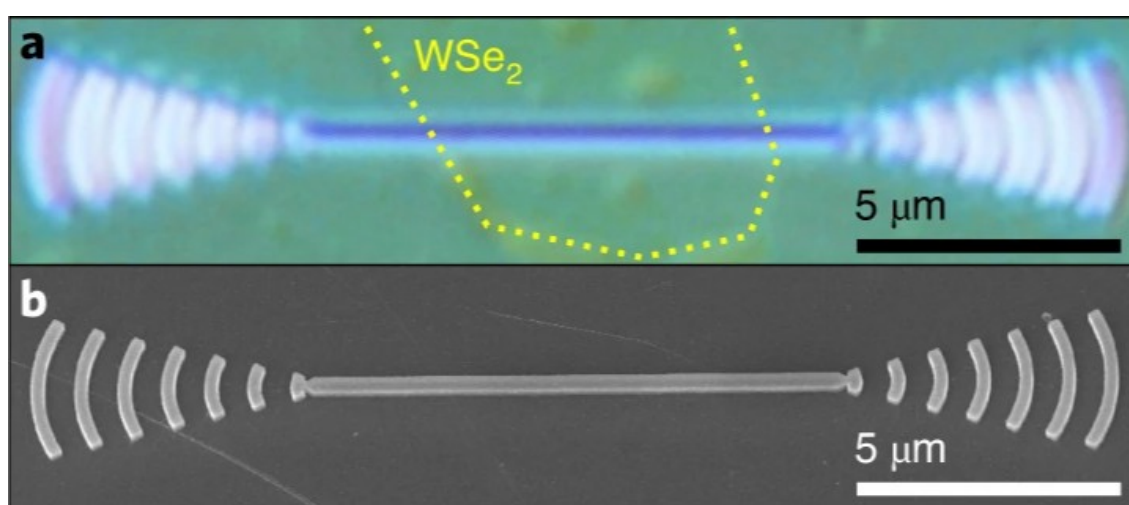
Shailendra *et al.* [59] ve svém článku za pomoci 532 nm laseru a metody zvané polarizačně rozlišená Fourierovská optická mikroskopie ukázali, že PL navázaná z TMDC do vlnovodu vykazuje po rozptýlení na jeho konci vysokou směrovost. Tento experiment je proveden na struktuře skládající se ze stříbrného nanodrátu a monovrstvy WS<sub>2</sub>, která je získána depozicí z plynné fáze a umístěna na zlatém substrátu. Mezi těmito dvěma vrstvami se navíc nachází vložka z oxidu hlinitého (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) o tloušťce 3 nm, která brání proti stínění náboje a snižuje tlumení PL WS<sub>2</sub>. Zajímavostí je zde vznik dutiny mezi kovovým vlnovodem, TMDC a zlatým substrátem, v níž dochází k výraznému lokálnímu zesílení elektrického pole, které způsobuje intenzivnější PL WS<sub>2</sub> i její navázání do drátu. Tento jev je ověřen experimentem, kdy je použit skleněný substrát bez 160 nm vrstvy zlata, ve kterém není pozorována žádná PL.

V roce 2021 Woo *et al.* [60] zkoumali vzorek sestávající z vlnovodu (ZnO) získaného depozicí z plynné fáze a exfoliovaného vícevrstvého WS<sub>2</sub> přeneseného na skleněný substrát. Jako jednu z hlavních výhod použití ZnO uvádí autoři jeho široký pás zakázaných energií (přibližně 3,37 eV), v důsledku čehož v něm nedochází k přímé absorpci excitonové PL WS<sub>2</sub> (1,98 eV). Autoři jsou si vědomi, že použitím kovového vlnovodu by bylo dosaženo lepšího navázání PL do drátu, neboť intenzita plazmonických vedených módů je nejvyšší na okrajích kovu, kde je rovněž nejhojněji koncentrován TSAM (katipola 2). Použitím ZnO však úspěšně naměřili směrovost (v experimentálním uspořádání popsaném v prvním rešeršním článku [57] této kapitoly) v té době na nejdelším vlnovodu (25 μm). Samotná naměřená úroveň směrovosti dosáhla hodnoty 0,1 a stejně jako v ostatních případech byla ovlivněna zpětným odrazem od konců drátu. Autoři proto jako možné budoucí řešení navrhli uplatnit v zařízení vlnovod o delším rozměru či umístit na jeho konec mřížkovou nanoanténu, která by v ideálním případě veškerý signál vyvázala do dalekého pole.

Ještě delší (oproti předchozímu článku) propagační délky (délka použitého drátu 70 μm) se podařilo dosáhnout v práci Chen *et al.* [61] za použití komerčně dostupného optického mikroválka z oxidu křemičitého. Díky jeho nízkému koeficientu tlumení je vzdálenost, na kterou se signál může šířit, prakticky limitována pouze délkou drátu. I



s takto dlouhou propagační délkou se podařilo naměřit směrovost 0,1, a to i přesto, že byla zvolena monovrstva  $\text{WS}_2$ , která se obecně vyznačuje nižší hodnotou polarizace údolí nežli vícevrstvá varianta. Motivací pro začlenění monovrstvy do struktury zařízení byla její o několik řádů vyšší kvantová účinnost PL. Autoři také provedli vhodnou volbu substrátu z fluoridu hořečnatého ( $\text{MgF}_2$ ), jehož nízká hodnota dielektrická funkce způsobuje v porovnání se základními excitonovými stavy vyšší míru zářivé rekombinace trionových stavů. Důsledkem PL  $\text{WS}_2$ , v níž dominují triony, byla vyšší směrovost, neboť stupeň polarizace údolí trionů (0,3) je přibližně třikrát vyšší než u excitonů (0,1). Jelikož bylo dříve zmíněné optické vlákno získáno zkrácením z většího celku a na jeho koncích tak vznikly odlišné fazety, byla v práci také diskutována různá účinnost rozptylu světla na jednotlivých koncích vlnovodu. Této skutečnosti bylo přisouzeno celkové posunutí naměřené směrovosti.

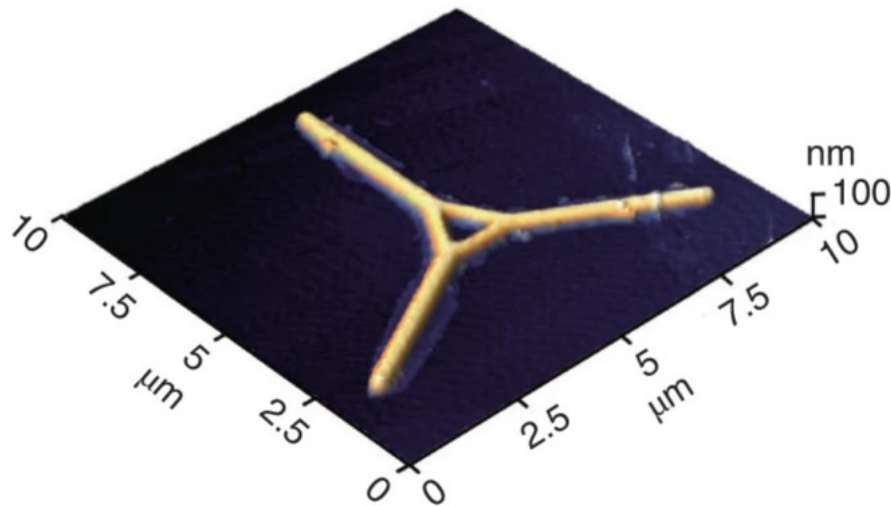


**Obrázek 3.2:** Snímky pořízené pomocí a) optického mikroskopu a b) rastrovacího elektronového mikroskopu zobrazují nanofotonické zařízení, které je určené ke směrovému šíření světla. Součástí struktury zařízení jsou mřížkové antény pro lepší navazování/vy vazování světla z konců vlnovodu. V prvním obrázku je pomocí žluté čáry vyznačena oblast, kde se nachází monovrstva  $\text{WSe}_2$ . Převzato a upraveno z [56]

V roce 2022 došlo k významnému pokroku v oblasti výzkumu směrového šíření světla těmito nanofotonickými strukturami. Zatímco výše popsané články zkoumaly struktury, jež byly pasivní, Shreiner *et al.* [56] vyrobili zařízení jehož směrovost je možné během měření aktivně řídit. V jejich uspořádání bylo TMDC vrstvu možné elektrostaticky dopovat pomocí hradlové elektrody ve formě nakontaktovaného grafenu umístěného pod TMDC. Toto dopování má za následek zkrácení či prodloužení rekombinačních dob jednotlivých excitonových stavů spojených s různým stupněm polarizace údolí (podobně jak bylo uvedeno u trionů výše). V závislosti na přiloženém napětí bylo možné přepínat mezi dominantními excitonovými stavy a ladit tak hodnotu směrovosti navázaného signálu v rozmezí 0 až 0,2. Autoři také navrhli uplatnit toto zařízení, při použití v opačném uspořádání (je osvětlen konec vlnovodu a dochází podél něj k buzení excitonů), jako lokální zdroj excitonových proudů umístěných přímo na čipech. Pro elektrické odizolování monovrstvy  $\text{WSe}_2$  byl zvolen hexagonální nitrid boritý (hBN),

jež zároveň posloužil pro zlepšení PL vlastností TMDC vlivem snížení počtu nehomogenit. Součástí studie byla také implementace mřížkových antén na konce vlnovodu za účelem omezení odrazu signálu, jak bylo již dříve navrženo [60]. Snímek této antény je uveden na obrázku 3.2.

Jako poslední zde bude uveden článek, jehož autory jsou Chen *et al.* [62], ve kterém byl představen netradiční trojúhelníkovitý tvar vlnovodu, viz obrázek 3.3. Tento nový návrh zařízení umožňuje směrové šíření signálu navázaného do vlnovodu, a to bez ztráty informace o typu údolí pásové struktury TMDC, které vedlo k vybuzení tohoto signálu. Samotná struktura se skládá z dielektrického vlnovodu a  $WS_2$  umístěného na zlatém substrátu. Toto uspořádání umožňuje vznik takzvaných širících se mezerových módů (z angl. gap modes), jež jsou kombinací vedených módů drátu a povrchových plazmonových polaritonů zlatého substrátu. Tento hybridní mód se projevuje prostorovým vymezením výhradně na oblast pod vlnovodem a dlouhými propagačními délkami. Autoři článku navrhují pro další navýšení propagační délky do budoucna použití stříbrného substrátu namísto zlatého.



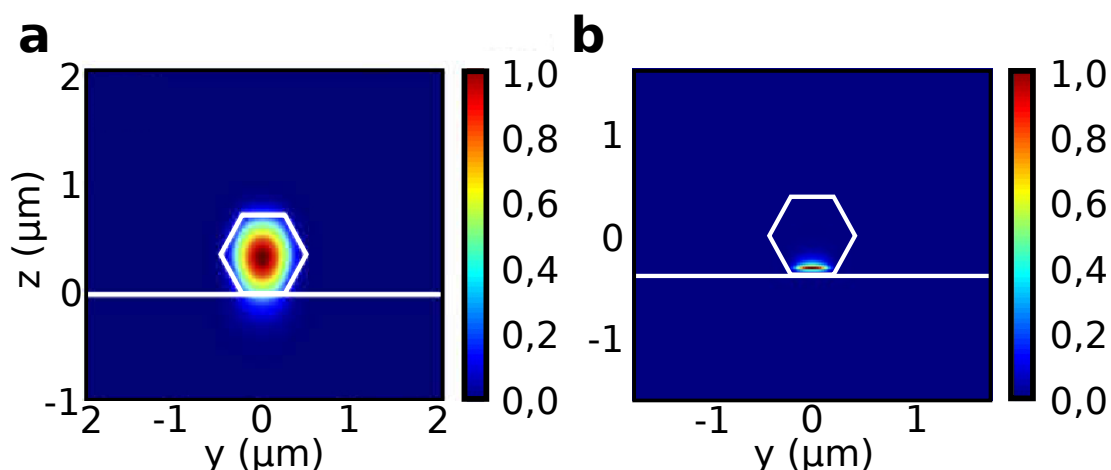
**Obrázek 3.3:** Topografie trojúhelníkovitého zařízení, díky jehož designu je signálu umožněno směrově přenášet informaci o typu údolí pásové struktury TMDC. Snímek byl pořízen pomocí mikroskopu atomárních sil. Převzato a upraveno z [62]

Z textu výše vyplývá, že efektivita zařízení pro směrové šíření je limitována především hodnotou polarizace údolí TMDC, množstvím navázané PL do vlnovodu a následnou schopností signálu se jím šířit. Pro všechny tyto aspekty je zcela zásadní volba materiálů pro výrobu nanostruktury. Další uvedené poznatky (týkající se například praktického provedení měření směrovosti) budou využity v následující experimentální části této práce.

## 4. Rozhraní pro směrové šíření světla

### 4.1 Návrh zařízení

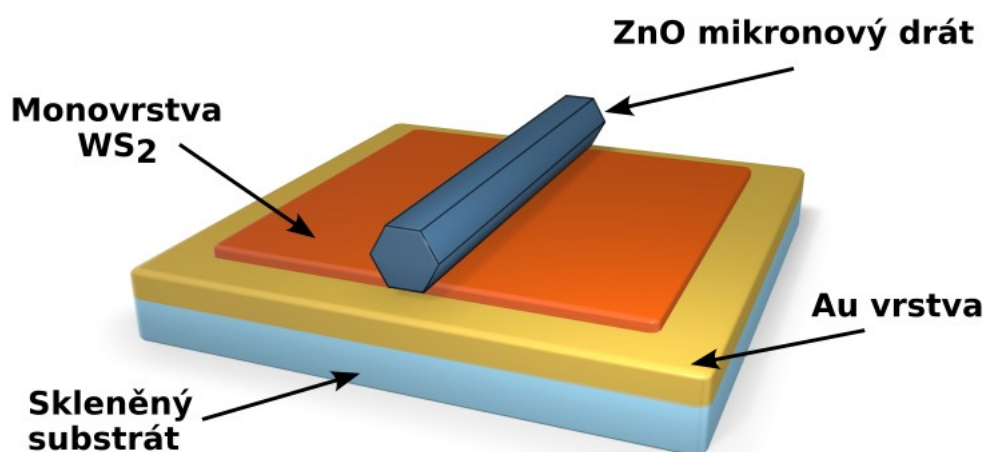
Inovativní řešení problematiky týkající se rozhraní TMDC a vlnovodu bylo navrženo výzkumnou skupinou, v jejímž čele stojí Dr. Dangyuan Lei, aktuálně působící na Městské Univerzitě v Hong Kongu (z angl. City University of Hong Kong). Během půlroční praktické stáže v této skupině započala má práce na tomto projektu. V návaznosti na současné snahy o zdokonalení směrovosti (jež byly představeny v kapitole 3), byl vypracován návrh umístění zkoumaného rozhraní na zlatý substrát. Motivací pro toto uspořádání byl očekávaný předpoklad efektivnějšího vázání PL TMDC do vlnovodu.



**Obrázek 4.1:** Simulace prostorového rozložení intenzity elektrického pole vedených módů v nanodrátu ZnO z pohledu příčného řezu nanodrátem. Bílé čáry slouží pro znázornění polohy šestiúhelníkového nanodrátu a substrátu. Obrázek a) znázorňuje případ, kdy se drát nachází na dielektrickém substrátu ze skla. Autorem simulace je Woo *et al.* [60]. V obrázku b) je použit zlatý substrát, v důsledku čehož je prostorové rozložení vedených módů výrazně, ve srovnání s obrázkem a), lokalizováno v dolní části drátu. Autorem simulace je Dr. Peigang Chen.

V první fázi ověřování tohoto předpokladu vypracoval Dr. Peigang Chen numerické simulace metodou konečných diferencí v časové doméně (FDTD z angl. Finite-Difference Time-Domain) v programu Ansys Lumerical. Předmětem těchto simulací bylo zkoumání vlivu plazmonického substrátu na prostorové rozložení elektrické intenzity vedených módů v dielektrickém vlnovodu. Bylo tak prokázáno, že vlivem zlatého

substrátu dochází k soustředění elektromagnetického pole ve spodní části drátu. Výsledek této simulace je na obrázku 4.1 společně se simulací provedenou Woo *et al.* [60]. Tato druhá simulace znázorňuje rozhraní dielektrického substrátu a ZnO vlnovodu, ve kterém je elektromagnetické pole symetricky soustředěno podél středové osy drátu. Snížením polohy nejvyšší koncentrace pole se tak vedené módy mohou šířit blíže TMDC, v důsledku čehož se předpokládá zvýšená interakce světla s látkou, tedy v tomto případě lepší navázání excitonové PL do drátu. Dalším z důvodů pro začlenění ZnO do návrhu struktury je jeho velmi nízká absorpce v oblasti vlnových délek odpovídajících PL excitonů, jak bylo popsáno dříve. Samotný šestiúhelníkový tvar příčného průřezu ZnO drátů se zdál být také vhodný, neboť oproti například kruhovému průřezu optických vláken je zde přítomna větší styčná plocha mezi drátem a TMDC. Tento fakt by měl opět napomáhat lepšímu navázání buzeného záření do vlnovodu.



**Obrázek 4.2:** Schéma návrhu nanofotonického zařízení určeného pro směrové šíření světla. ZnO mikronový drát se nachází na monovrstvě WS<sub>2</sub>. Tato monovrstva je umístěna na substrátu, který představuje zlaté zrcadlo (v textu nazývané pouze jako zlatý substrát).

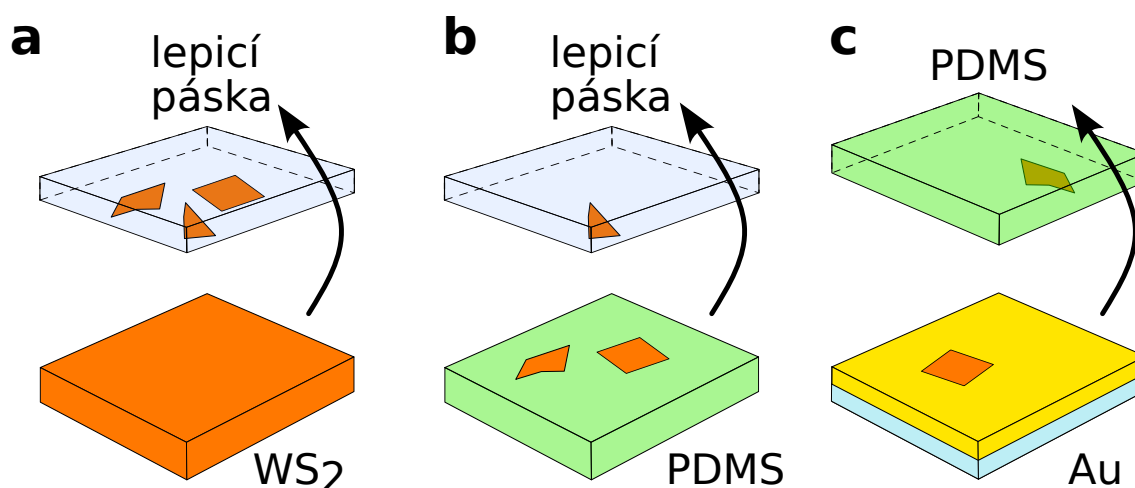
Nakonec bylo nutné zvolit vhodného zástupce TMDC, jímž se po porovnání vlastností s ostatními členy této skupiny materiálů stal WS<sub>2</sub>. Ačkoliv tento typ nevykazuje za pokojové teploty nejvyšší hodnotu polarizace údolí (10 %), například ve srovnání s MoS<sub>2</sub> (40 %) [29], je v porovnání s příbuznými TMDC velmi užitečný z hlediska kvantového výtěžku (6 % u WS<sub>2</sub> oproti pouhému 0,1 % u MoS<sub>2</sub>) díky nízké koncentraci defektů [63]. Podobná úvaha proběhla i při výběru počtu vrstev TMDC, kdy bylo rozhodnuto o použití monovrstvy WS<sub>2</sub> namísto více vrstev. Zatímco se stupeň polarizace údolí vícevrstvého WS<sub>2</sub> pohybuje okolo 65 %, u monovrstvy činí tato hodnota pouhých 10 %. Na druhou stranu je ovšem kvantový výtěžek monovrstvy WS<sub>2</sub> přibližně 10krát vyšší než u dvojevrstvy [64].

Výsledkem tohoto výběru materiálových komponent vznikl návrh nanofotonického zařízení, jež se skládá ze zlatého substrátu, monovrstvy  $\text{WS}_2$  a dielektrického vlnovodu ze  $\text{ZnO}$ , uspořádaných v tomto pořadí na sobě. Návrh tohoto zařízení je znázorněn na obrázku 4.2.

## 4.2 Výroba

V této podkapitole bude čtenář seznámen s celým procesem výroby zařízení a tím, jak byly jeho jednotlivé komponenty získány.

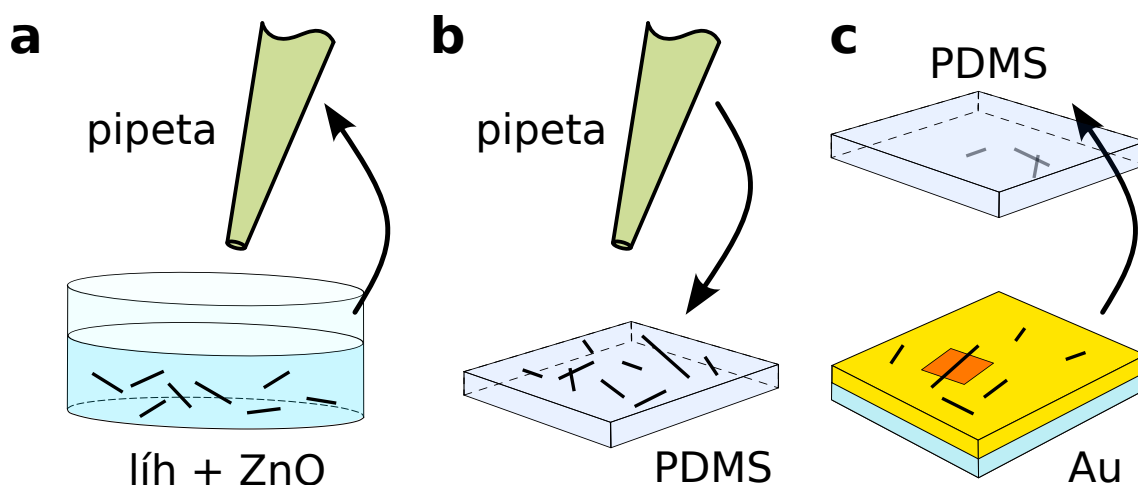
Nejdříve uvedme, že zlatý substrát byl zhotoven v laboratořích Hong Kongské Polytechnické Univerzity (z angl. The Hong Kong Polytechnic University). V prvním kroku výroby byla na křemíkový wafer nadeponována tenká vrstva zlata. Na nadeponovaný zlatý povrch bylo následně položeno několik skleněných destiček (rozměr přibližně  $1 \times 1$  cm), jejichž spodní strana byla opatřena adhezivem. V důsledku tohoto došlo při oddělení jednotlivých skleněných destiček od waferu k ulpění zlaté vrstvy na jejím povrchu. Tímto postupem bylo dosaženo velmi hladkého povrchu zlaté vrstvy, neboť její drsnost je téměř výhradně určena drsností komerčně dostupného křemíkového waferu. Celý proces výroby zlatého substrátu provedl Dr. Tsz Wing Lo.



**Obrázek 4.3:** Exfoliace a přenos TMDC. a) Exfoliace objemového krystalu  $\text{WS}_2$  pomocí lepící pásky. b) Přenos  $\text{WS}_2$  vloček z lepící pásky na PDMS fólii. c) Obtisk monovrstvy  $\text{WS}_2$  na zlatý substrát odehrávající se v přenosové stanici pro 2D materiály.

Monovrstva  $\text{WS}_2$  byla získána mechanickou exfoliací objemového krystalu zakoupeného od firmy HQ Graphene. Tento krystal byl mírnou silou přiložen k lepící páске a následně prudce odtržen, čím došlo k ulpění několika vloček  $\text{WS}_2$  na páске vlivem překonání van der Waalsových sil. Následně byla páska podle rozměrů získané vločky ještě několikrát přeložena přes sebe, aby došlo k dalšímu štěpení na tenčí vrstvy. Následně byla k páске přiložena PDMS (polydimethylsiloxan) fólie vystřižená na rozměr  $0,8 \times 0,8$  cm a po přilnutí byla opět prudkým pohybem odtržena. Exfoliované TMDC, které takto ulpělo na PDMS bylo později charakterizováno způsobem popsáním v následující podkapitole. V případě, že se mezi přeneseným materiálem nacházela monovrstva

WS<sub>2</sub>, byl vzorek připuštěn k dalšímu zpracování. Tím bylo přemístění monovrstvy na zlatý substrát. Pro velmi precizní provedení tohoto přesunu byla použita přenosová stanice pro 2D materiály. Tato stanice se skládá ze dvou na sobě nezávisle polohově nastavitelných ramen opatřených držáky vzorků. Je také opatřena mikrometrickými šrouby, které umožňují kontrolovatelné ovládání vzdálenosti a vzájemné orientace dvou povrchů, mezi nimiž má dojít k přenosu 2D materiálu. Pro vizuální kontrolu je možné proces přenosu sledovat kamerou, jejíž obraz indikuje moment, kdy došlo ke splynutí povrchů. PDMS v tomto postupu slouží jako mezistupeň snižující riziko znehodnocení monovrstvy WS<sub>2</sub> vlivem roztržení při přenosu na zlatý substrát. Jedním z důvodů, proč se tento materiál používá, je jeho snížení adhezivních vlastností při zvýšení teploty. Jelikož je součástí spodního držáku vzorku i ohřev, je tak umožněno provést uvolnění PDMS jeho zahřátím na 75 °C po dobu 20 minut. Po uplynutí této doby bylo poté pomalým vzdálením ramen stanice už samotné PDMS odděleno od zbytku struktury vzorku. Celý tento proces je znázorněn na obrázku 4.3.



**Obrázek 4.4:** Příprava a přenos ZnO drátu. a) Mikronové Dráty ZnO jsou rozmíchány v ethanolu. Vzniklá suspenze je následně nabrána mikropipetou. b) Odměřená suspenze je přenesena na PDMS fólii. Po krátké sedimentační fázi je přebytečný ethanol odstraněn. c) Nanodráty, které ulpěly na PDMS, jsou v přenosové stanici umístěny na zlatý substrát, který již obsahuje monovrstvu WS<sub>2</sub>.

Jako poslední bylo nutné získat optický vlnovod. Za tímto účelem bylo zakoupeno balení ZnO drátů s nejvyšším poměrem délky vůči průměru dostupným na trhu. Jejich výrobce, ACS Material, je dodává v práškové podobě a z tohoto důvodu bylo nutné jednotlivé dráty izolovat. Iteračním postupem se nejvíce osvědčila metody přípravy, kdy bylo nejdříve přibližně 5 mg prášku rozmícháno za pomoci vírového mixéru (z angl. vortex mixer) v 5 ml ethanolu. Poté bylo ze získané suspenze mikropipetou odměřeno a následně přeneseno 300  $\mu$ l na PDMS fólii (také 0,8  $\times$  0,8 cm). Po pěti minutách, během kterých probíhala sedimentace ZnO drátů na povrchu folie, byl přebytečný ethanol odstraněn proudem vzduchu. Takto získaný sediment byl následně zmapován pomocí optického mikroskopu za účelem nalezení vhodného drátu, který splňoval nároky na jeho čistotu a poměr délky vůči poloměru. V některých případech byl drát částečně splňující



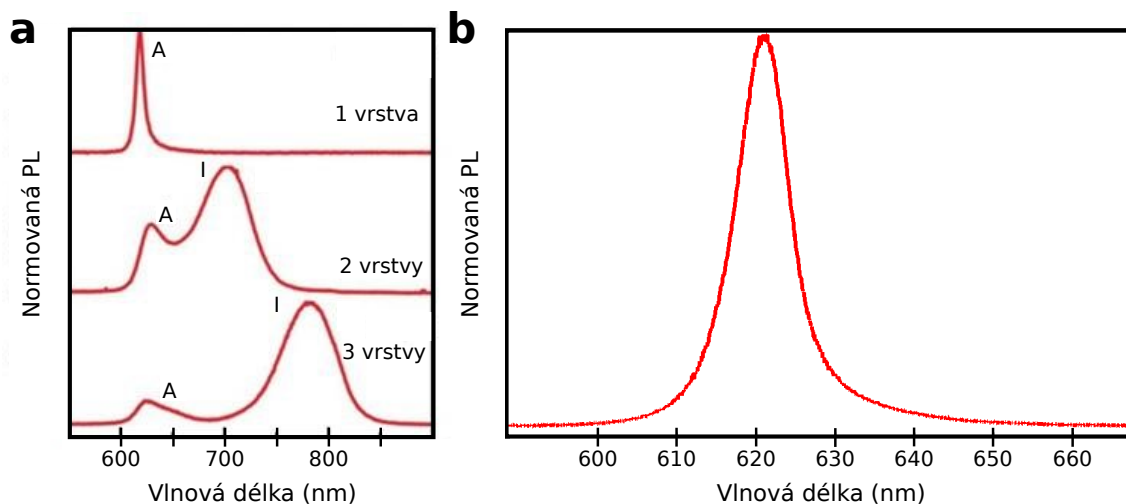
tato kritéria dodatečně očištěn v 2D přenosové stanici. K hornímu ramenu stanice byl namísto přenášené vrstvy upevněn hrot AFM (z angl. Atomic Force Microscopy), jímž byly například drobné nečistoty nacházející se v blízkosti jinak kvalitního drátu mechanicky odstraněny. Takto získaný drát byl následně pomocí přenosové stanice umístěn na monovrstvu TMDC podobným způsobem, jaký byl popsán v předchozím odstavci. Postup přípravy ZnO mikronového drátu je schematicky znázorněno na obrázku 4.4. Jelikož při přenosu jednotlivých komponent dochází v materiálu k nahromadění mechanického napětí, je vhodné celou strukturu na závěr ještě vypéct. K tomuto účelu byl vzorek umístěn do pece, kde byl po dobu dvou hodin ohříván na teplotu 200 °C v prostředí dusíkové atmosféry, která bránila jeho nežádoucí oxidaci. Tímto krokem byl završen celý proces výroby rozhraní pro směrové šíření.

### 4.3 Charakterizace

Během výrobního procesu rozhraní TMDC-vlnovod bylo nutné identifikovat, zda je mezi vločkami exfoliovaného WS<sub>2</sub> na PDMS fólii i vločka obsahující monovrstvu. V případě nalezení monovrstvy bylo třeba také brát v úvahu její rozměry s ohledem na budoucí využití. Pro tento ověřovací krok byly zvoleny dvě metody: Nejdříve byly vločky alespoň odhadem vyhodnoceny na základě optického kontrastu, čímž došlo k selekci potenciálních oblastí na vzorku. Poté nastoupila přesná metoda měření PL vybraných lokací exfoliovaného materiálu. Jako vhodné zařízení byla pro toto měření vybrána aparatura WITec Raman, umožňující ozařovat materiál na několika vlnových délkách. Jelikož se zkoumaná PL WS<sub>2</sub> nachází v oblasti vlnových délek okolo 600 nm, byl z dostupných možností nastaven osvit zeleným laserem o vlnové délce 532 nm. Touto metodou byla získána PL spektra, která byla následně porovnána se spektry charakteristickými pro různý počet vrstev WS<sub>2</sub> (obrázek 4.5), dostupnými z literatury [38]. Tímto způsobem bylo přesně ověřeno, zda vybraná oblast obsahuje monovrstvu WS<sub>2</sub>.

Kromě A-excitonů byly při měření PL spekter detekovány také píky nacházející se na vlnové délce okolo 630 nm. U těchto píků byla navíc pozorována silná závislost na výkonu excitačního laseru, kdy s klesajícím výkonem jejich intenzita slábla výrazněji než v případě A-excitonů, až zcela vymizela. Na základě předchozího popisu v literatuře [65] byly tyto oblasti spektra identifikovány jako trionové píky. Popsaná závislost intenzity těchto píků na výkonu excitačního laseru je přisuzována procesu konverze trionů na neutrální excitony, jehož efektivita s rostoucím výkonem laseru klesá a zvyšuje tak populaci trionů. Schopnost vybudit trionové stavy by v našem hlavním experimentu byla velmi žádoucí, neboť u vzorků WS<sub>2</sub>, jejichž PL dominují právě tyto stavy, byla naměřena polarizace údolí až čtyřikrát vyšší nežli v případě neutrálních excitonů [66]. Výsledky kontrolního měření prokazující zastoupení tohoto druhu excitonů v námi zhotovené monovrstvě WS<sub>2</sub> jsou uvedeny na obrázku 4.6a.

Dalším jevem, který byl pozorován během kontrolních měření provázejících výrobu rozhraní, byla změna pozice píku neutrálního excitonu monovrstvy WS<sub>2</sub> umístěné na zlatém substrátu oproti případu, kdy byla monovrstva umístěna na PDMS fólii. Pro další zkoumání tohoto posunu byly pro porovnání přeneseny monovrstvy WS<sub>2</sub> na další

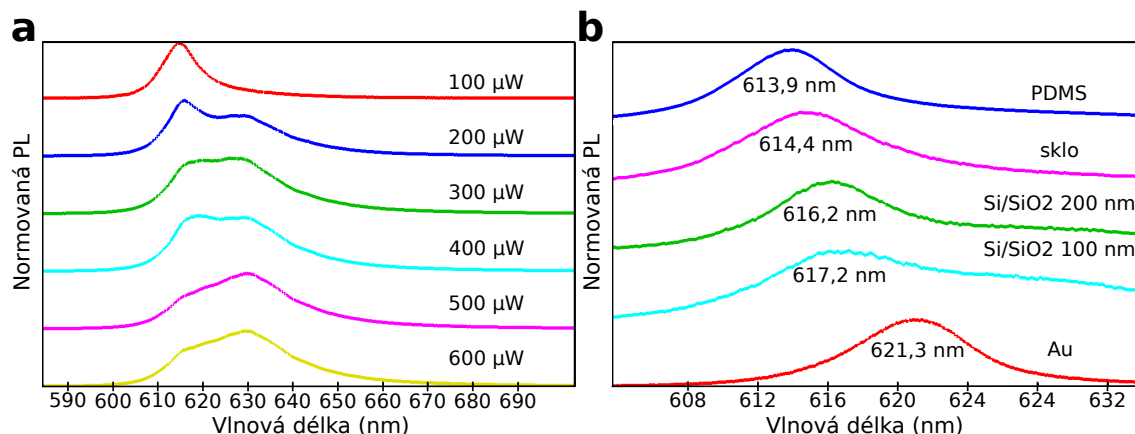


**Obrázek 4.5:** a) PL spektra monovrstvy, dvojrvtvy a trojvrvtvy  $\text{WS}_2$ . Jednovrstvá forma se vyznačuje jedním píkem nacházejícím se v oblasti vlnových délek okolo 620 nm. Původ signálu detekovaného na této vlnové délce spočívá v deexcitaci A-excitonů. V případě více vrstev je ve spektru přítomen i pík spojený s deexcitací I-excitonů, z jehož spektrální polohy je možné určit počet vrstev. Převzato a upraveno z [38]. b) PL spektrum námi naměřené monovrstvy  $\text{WS}_2$  (již nanesené na zlatý substrát) dále používané v této práci. Vlnová délka použitého excitačního laseru je 532 nm a výkon  $50 \mu\text{W}$ .

tři dostupné typy substrátu, jímž bylo krycí sklo, Si se 100 nm vrstvou  $\text{SiO}_2$  a Si s 200 nm vrstvou  $\text{SiO}_2$ . Následně byla PL spektra všech těchto vzorků naměřena se snahou vybudit pouze neutrální excitonový pík (měření tedy probíhalo při nízkém výkonu excitačního laseru). Výsledky všech měření pro těchto pět substrátů byly vyneseny do grafu na obrázku 4.6b, v němž je možné pozorovat, že umístění monovrstvy  $\text{WS}_2$  na různé substráty prokazatelně způsobuje posun neutrálního excitonového píku. Velikost tohoto spektrálního posunu rezonanční vlnové délky se pohybuje v řádu jednotek nanometrů. Jako možné vysvětlení tohoto úkazu se nabízí takzvaný substrátový jev, popsán například v článku [67]. Autoři se v citované práci věnovali vlivu pěti různých substrátů na PL spektrum monovrstvy  $\text{WS}_2$ . Na základě svých výsledků podložených numerickými simulacemi došli k závěru, že za posunem stojí změny v šířce pásu zakázaných energií  $\text{WS}_2$  vyvolané dielektrickým stíněním, jehož velikost se odvíjí od hodnoty dielektrické konstanty použitého substrátu. Poznamenejme však, že v této fázi výroby neprošel ani jeden vzorek procesem vypékání (jehož účelem bylo zmírnit dopady přenášení jednotlivých materiálů na mechanické napětí ve struktuře). Nelze tak zcela vyloučit ani možnost, že na rozdíly v jednotlivých spektrech mohlo mít vliv také mechanické napětí materiálu (z angl. strain effect) [68], které se rovněž projevuje posunem rezonančních vlnových délek.

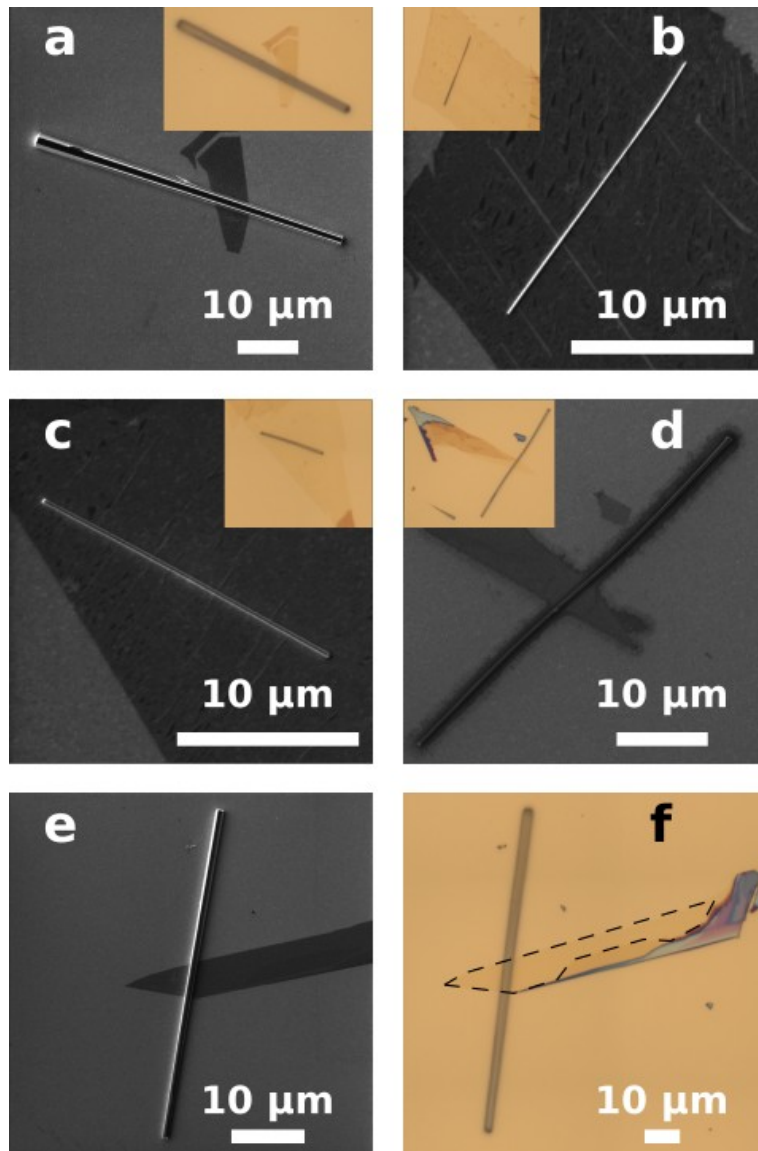
Vzorky získané výrobním postupem popsáným v minulé podkapitole byly nyní po ověření, zda je přenesené  $\text{WS}_2$  skutečně monovrstva, a spektrální analýze připraveny k měření směrovosti. Před tímto hlavním experimentem byly ještě pořízeny snímky těchto vzorků (obrázek 4.7) za účelem odhalení možných nečistot, či jiných skrytých





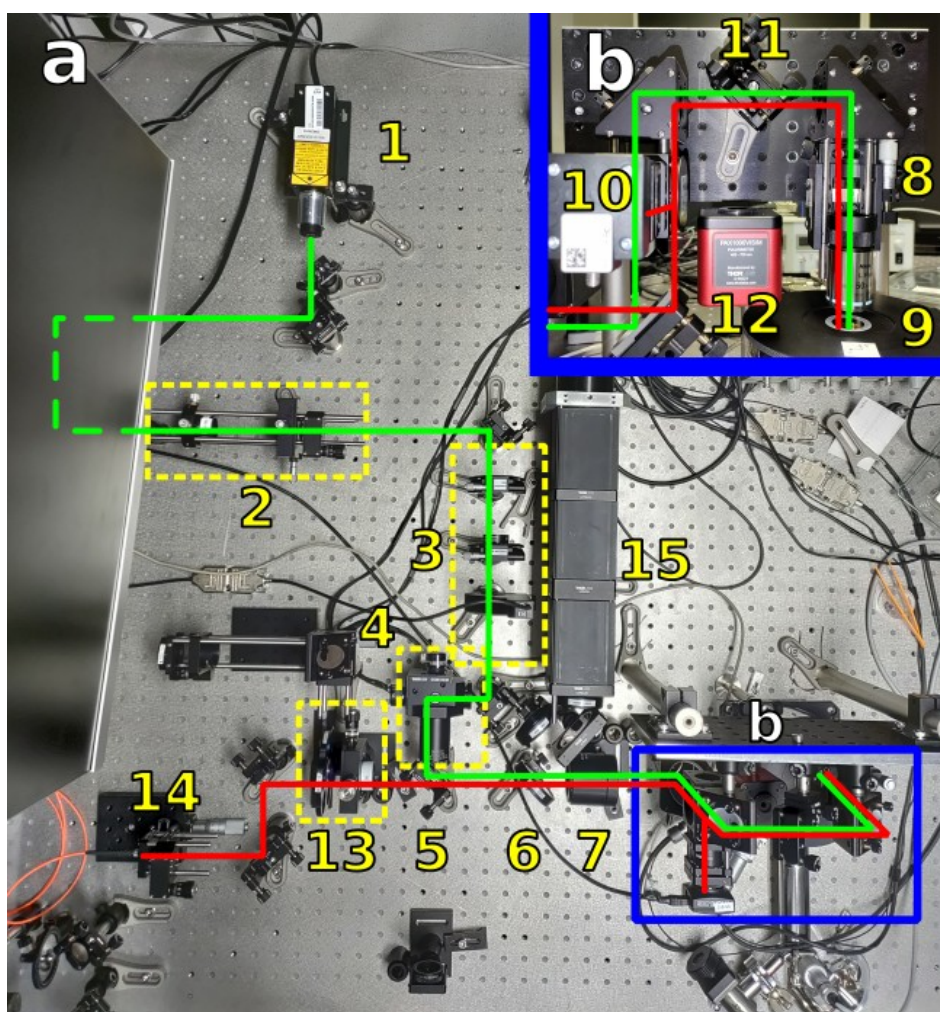
**Obrázek 4.6:** a) Graf PL spekter monovrstvy  $\text{WS}_2$  pro šest různých hodnot výkonu excitačního laseru. S rostoucím výkonem je pozorován výraznější pík na vlnové délce 630 nm, signalizující přechod od neutrálních excitonů k trionům, jakožto dominantním zdrojům PL. b) Demonstrace vlivu substrátu na posun PL spektra monovrstvy  $\text{WS}_2$  s uvedenými hodnotami vlnových délek odpovídajících jejich maximům. V obou grafech jsou data normalizována vůči maximu jednotlivých průběhů PL a vykreslena nad sebou.

nedostatků, které by mohly nepříznivě ovlivnit výsledek. Byl k tomu užít optický mikroskop, jež je součástí aparatury WITec Raman. Při uvážení velikosti průměru drátu tato metoda ovšem naráží na své hranice rozlišení. Snímky proto byly pořízeny i za pomoci rastrovacího elektronového mikroskopu (SEM, z angl. Scanning Electron Microscopy). Z pořízených obrázků je vidět, že pro výrobu zařízení byly vybrány dráty o různých průměrech a délkách. U zařízení na obrázku b) a c) byl celý drát položen na TMDC, zatímco v případě a), d) a e) pouze jeho střed. Záměrem této volby bylo zkoumat, zda lze snížit ztráty směrově navázaného signálu způsobené zpětným navázáním vedených módů do TMDC.



**Obrázek 4.7:** Obrázky a-e) zobrazují snímky pěti námi zhotovených vzorků struktury  $\text{WS}_2\text{-ZnO}$  vlnovod pořízené pomocí SEM. Obrázky a-d) jsou doplněny miniaturami snímků daných vzorků z optického mikroskopu, v nichž lze díky optickému kontrastu lépe porovnat rozdíl v tloušťce TMDC napříč vložkou (tmavší barva signalizuje více vrstev). Obrázek f) zobrazuje optický snímek zařízení z obrázku e) detailněji. Přerušovanou černou čarou je v něm navíc vyznačena oblast, kde se nachází monovrstva  $\text{WS}_2$ .

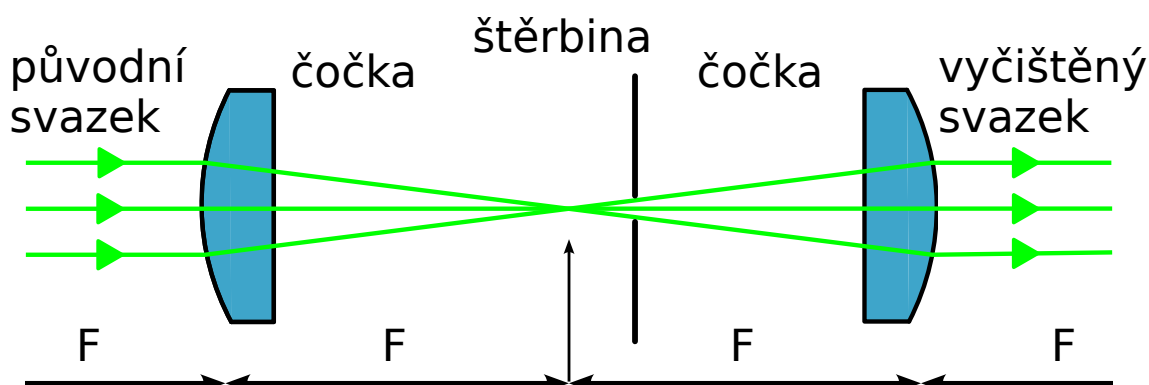
## 5. Měřicí sestava



**Obrázek 5.1:** Obrázek a) představuje pohled shora na námi navrženou měřicí sestavu. Detail jedné z jejích důležitých částí (vyznačené modrým obdélníkem) se nachází na obrázku b). Zelené a červené čáry znázorňují trajektorii excitačního a detekovaného svazku. Seznam vyznačených komponent: 1 – laser, 2 – filtrace optického svazku, 3 – polarizátory, 4 – Galvanometrické skenovací zrcadlo a skenovací čočka, 5 – dichroické zrcadlo, 6 – sklopný dělič svazku, 7 – tubusová čočka, 8 – posuvná objektivová čočka, 9 – kryostat, 10 – dělič svazku a CCD kamera, 11 – sklopné zrcátko, 12 – polarimetr, 13 – optický frekvenční filtr a čočka, 14 – navázání světla do vlákna, 15 – LED zdroj bílého světla.

V této kapitole bude čtenáři představena námi navržená optická měřicí aparatura pro měření směrového šíření světla, jež byla sestavena v čistých laboratořích Středoevropského technologického institutu. Její fotografie s popisem je uvedena na obrázku 5.1. V následujících třech podkapitolách budou rozebrány její podstatné části společně s diskusí o výhodách či případných obtížích, které s sebou jejich použití přináší.

## 5.1 Excitační laser



**Obrázek 5.2:** Schéma prostorového filtračního systému. V blízkosti společného ohniskového bodu dvou čoček (označeného šipkou) je umístěna úzká štěrba, která filtruje procházející svazek (zelené čáry). Velké písmeno  $F$  představuje ohniskovou vzdálenost čoček. Převzato a upraveno z [69].

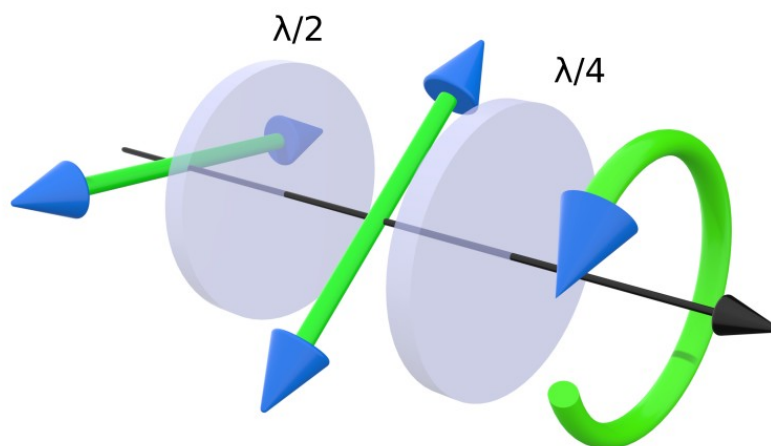
Základním prvkem této optické sestavy je kontinuální diodový laser (komponenta 1 v obrázku 5.1) od společnosti CNI. Tento laser emituje zelené záření na vlnové délce 514,5 nm, které je schopen dodávat při výkonu až 50 mW. Na základě rešerše (kapitola 3) bylo původně navrženo použít laser o jiné vlnové délce (594 nm, odpovídající oranžové barvě záření), která by byla spektrálně blíže rezonanční frekvenci PL WS<sub>2</sub> (620 nm). Kvůli jeho nedostupnosti však byl použit tento zelený laser, s jehož použitím bylo spojeno očekávané snížení efektivity buzení excitonových stavů v našem vzorku. Dalším problémem, jež přineslo použití tohoto laseru, bylo ořezání laserového svazku na vstupní apertuře objektivové čočky (komponenta 8 v obrázku 5.1) způsobené jeho vysokou prostorovou divergencí. Tuto překážku jsme se rozhodli vyřešit vyčištěním laserového svazku. Původně byla k tomuto účelu vybrána metoda filtrace pomocí jednovodičového optického vlákna. Té nám však nešlo docílit, neboť z původního výkonu laseru se do vlákna podařilo navázat pouze jeho zlomek v řádu procent (standardně je možné bez obtíží navázat 80 %). Důvodem bylo pravděpodobně nevhodné příčné rozložení intenzity svazku použitého laseru, neboť tato metoda vyžaduje kvalitní Gaussovský profil laseru (výrobce našeho laseru uvádí, že má „téměř“ Gaussovský profil). Jako náhradní metodu jsme proto zvolili prostorovou filtraci pomocí úzké štěrby. Schéma této metody se nachází na obrázku 5.2. Její princip je založen na 4f systému (dvě čočky uspořádané na optické ose tak, aby splývaly jejich ohniskové body), v jehož středovém ohnisku je poblíž umístěna úzká štěrba (její šířka je v našem případě 20 μm). Vhod-

ným zvolením pozice štěrby je možné zablokovat nechtěné části původního svazku, a tak ho očistit. Tímto způsobem bylo dosaženo průchodu paprsku naší sestavou bez jeho limitace aperturou objektivové čočky.

## 5.2 Polarizace a dělení optického svazku

Pro dosažení selektivního buzení excitonových stavů z  $K$  či  $K'$  údolí je nutné povrch TMDC osvitit pravotočivým či levotočivým kruhově polarizovaným světlem. Za tímto účelem byl do naší optické sestavy zařazen prvek generující kruhově polarizované světlo (komponenta 3 v obrázku 5.1). Tento prvek se skládá z polarizační fólie, půlplnné a čtvrtplnné fázové destičky (obrázek 5.3). Po průchodu polarizační fólií je laserový paprsek lineárně polarizován v horizontální rovině (laser je sám o sobě polarizován v horizontální rovině, tímto způsobem jsou pouze odstraněny odchylky od této polarizace). Půlplnná destička jej následně stočí o požadovaný úhel (rozebráno později v této podkapitole) a čtvrtplnná destička vzájemně zpozdí jeho polarizační složky tak, že vznikne kruhově polarizované světlo. Polarizační fólie a fázové destičky jsou uchycené v držácích, jež umožňují jejich rotaci okolo optické osy. Při umístění držáků bylo dbáno na to, aby laserový paprsek procházel středem fázových destiček a co nejvíce splýval s normálou roviny jejich povrchu a redukovalo se tak odchýlení svazku od optické osy způsobené rotací komponent. Kruhově polarizované světlo je možné získat, pokud je rychlá (či pomalá) osa čtvrtplnné destičky v držáku natočena o  $45^\circ$  vůči rovině původní lineární polarizace. Pro ověření, zda má výstupní paprsek požadovaný polarizační stav, byl laserový svazek naveden přes sklopné zrcátko do polarimetru PAX1000 (komponenta 11 a 12 v obrázku 5.1). Toto zařízení od společnosti Thorlabs poskytuje rychlé vyhodnocení polarizačního stavu vstupujícího kolimovaného svazku pomocí takzvané metody rotující fázové destičky [70]. V porovnání s manuálním postupem, který využívá polarizačního analyzátoru a porovnání výkonu prošlého světla pro jednotlivé úhly natočení analyzátoru, představuje z časového hlediska použití elektronického polarimetru velkou výhodu (okamžité vyhodnocení).

Jelikož se excitační a detekční větve v popisované aparatuře překrývají, je nutné je vzájemně oddělit. Původní návrh počítal s užitím nepolarizačního kostkového děliče svazku (pozice komponenty 5 v obrázku 5.1). Bylo však pozorováno, že odraz excitačního svazku na tomto děliči ovlivňuje jeho polarizační stav tak, že odražený paprsek již nemá kruhovou polarizaci. Zdůvodnění je možné nalézt ve velikosti fázového posunu způsobené odrazem, která není rovna pro obě polarizační složky (kruhová polarizace se tak obecně změní na eliptickou). Tento vzájemný rozdíl fázových posunů mezi jednotlivými polarizačními složkami je ovšem konstantní a lze jej proto částečně kompenzovat následujícím způsobem: Namísto kruhové polarizace je nejdříve generována vhodná eliptická polarizace, jejíž polarizační stav se vlivem fázového posunu spojeného s odrazem přiblíží žádoucí kruhové polarizaci. Pro tuto metodu kompenzace je klíčová orientace polarizační elipsy (úhel mezi její hlavní osou a horizontální osou), která je nastavena natočením dříve zmíněné půlplnné destičky. Heuristickým postupem natáčení bylo dosaženo maximální absolutní hodnoty elipticity vyšší nežli  $44,9^\circ$  ( $0^\circ$  odpovídá



**Obrázek 5.3:** Generace kruhově polarizovaného světla pomocí půlvlnné destičky ( $\lambda/2$ , stáčení polarizační roviny lineárně polarizovaného světla) a čtvrtvlnné destičky ( $\lambda/4$ , vzájemný fázový posun jednotlivých polarizačních složek). Polarizační fólie z hlavního textu zde není zobrazena. Černá šipka znázorňuje směr šíření paprsku, zeleno-modré šipky jeho polarizační stav.

lineární polarizaci,  $45^\circ$  odpovídá pravotočivé a  $-45^\circ$  levotočivé kruhové polarizaci). Stejně hodnoty se podařilo dosáhnout i při nahrazení kubického děliče svazku plochým dichroickým zrcadlem. Toto nahrazení s sebou nese výhodu, neboť dichroické zrcadlo se chová jako horní propust vlnových délek vyšších nežli 567 nm (zde se jedná o frekvenční dichroismus, ne polarizační dichroismus uvedený v kapitole 1) a přispívá tak k tomu, aby záření excitačního laseru neproniklo do detekční větve. Na stěnách krychlového děliče navíc docházelo k odrazům excitačního laseru do detekční větve, což ještě umocnilo jeho nevýhodu oproti dichroickému zrcadlu. Dodatečnou filtraci excitačního laseru v detekční větvi navíc zajišťoval optický filtr (horní propust 550 nm), umístěný vedle čočky kolimující detekované světlo (obě komponenty jsou označeny číslem 13 v obrázku 5.1). Toto kolimované světlo je následně fokusováno do vícevidového optického vlákna (komponenta 14), ze kterého je poté detekováno ve spektrometru. Tento způsob detekce, kdy je signál přenášen do spektrometru skrze vlákno, s sebou nese jisté nevýhody (např. snížení intenzity signálu), avšak umožňuje praktické sdílení spektrometru mezi více uživateli, neboť tak není nutné spektrometrem fyzicky manipulovat.

Dále se v sestavě nachází ještě dva sklopné optické děliče svazku. Jeden deskový (komponenta 6), který na vzorek přivádí bílé světlo z LED lampy (komponenta 15) pro jeho osvětlení a druhý kostkový, jež umožňuje část detekovaného signálu odklonit do CCD kamery (komponenta 10).

### 5.3 Poloha a teplota vzorku

V první části této kapitoly jsme uvedli, že bylo použito laseru, jež emituje záření na vlnové délce 514,5 nm, spolu s důsledky tohoto kroku na buzení excitonových stavů. Pokusili jsme se tedy přijít s návrhem, kterým by šlo tento problém částečně kompen-



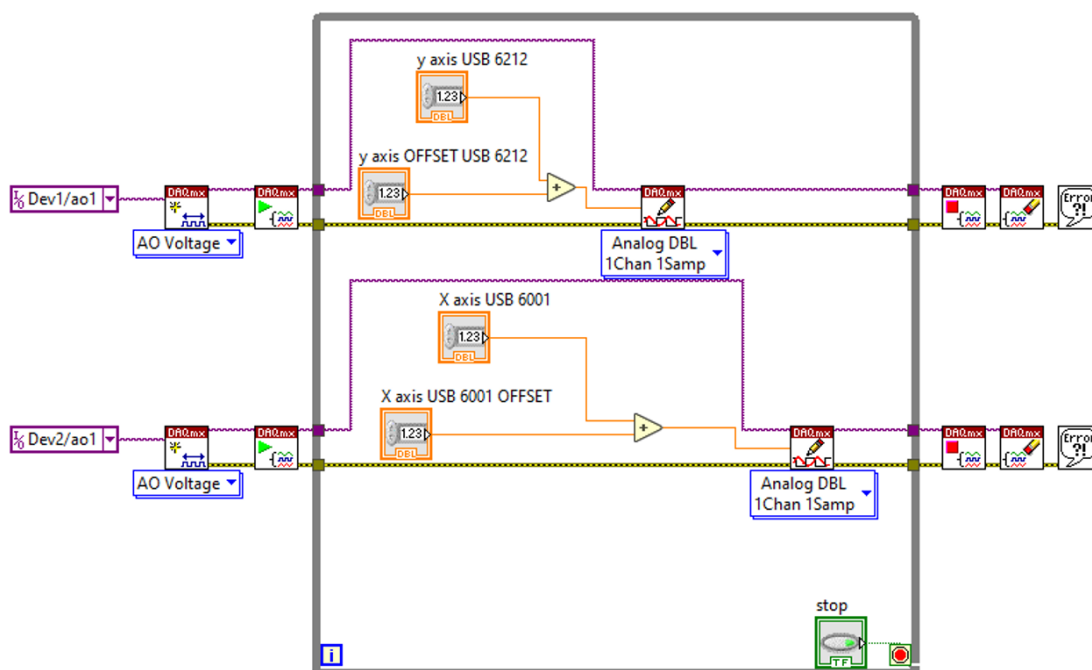
zovat. Jako možné řešení se nabídlo budít excitonové stavy za snížené teploty, neboť, jak bylo zmíněno v teoretické části, proces repolarizace údolí je dominován fonony asistovaným rozptylem [30]. Použitím chlazení vzorku by tak bylo možné tento rozptylový mechanismus efektivně omezit (omezit kmity mřížky). Ztížené (oproti 594 nm laseru) buzení stavů by tímto nebylo ovlivněno, avšak teoreticky by mohla být prodloužena doba života stavů v rámci separovaných údolí, a tím zvýšena i polarizace údolí TMDC.

Jako zařízení, určené pro zchlazení našeho vzorku, byl vybrán kryostat (komponenta 9, zapůjčeno z ÚFKL MUNI) vyráběný firmou Cryovac, jehož konstrukce lze rozdělit na dvě hlavní části. První z nich je vnější komora uzavíratelná víkem, jež je opatřeno průhledem, přes které probíhá optické měření. Vzduch z této vnější komory je možné vyčerpat a tepelně tím odizolovat její zbylé části. Čerpání proběhlo za pomoci HiCube ECO suché čerpací stanice od společnosti Pfeiffer, která se skládá z hlavní vakuové turbo pumpy a vedlejšího předčerpávacího membránového čerpadla. Jejich kombinací lze dosáhnout vakua v řádu až  $10^{-7}$  mbar. Druhou část kryostatu tvoří jeho vnitřní komora, která je součástí otevřeného chladicího okruhu. V našem případě proudil tímto okruhem tekutý dusík, který sloužil jako chladicí médium. Do komory byl přiveden pomocí izolovaného potrubí napojeného na Dewarovu nádobu. Pro lepší proudění (rychlejší zchlazení) byl navíc chladicí okruh na druhém konci napojen na suché spirálové vakuové čerpadlo od firmy Agilent Technologies. Za pomoci tohoto kryostatu bylo možné snížit teplotu vzorku, jež byl ve fyzickém kontaktu s vnitřní komorou, až na teplotu 80 K. Po dosažení této teploty bylo spirálové čerpadlo vypnuto, aby nedošlo k jeho poškození vlivem nadměrného proudění dusíku do jeho vnitřního prostoru. Poté už chlazení probíhalo pouze pasivním prouděním dusíku z Dewarovy nádoby. Teplotní výkyvy byly navíc regulovány teplotním ovladačem se zpětnou vazbou vyráběným společností Lake Shore Cryotronics (taktéž zapůjčeno z ÚFKL MUNI), jež byl napojen na topné těleso a teplotní senzor zakomponované v držáku vzorku.

Dalším prvkem kryostatu je také piezo posuv, který umožňuje manipulaci se vzorkem v horizontální rovině v rozsahu  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  a to s přesností kroku menší než  $1 \mu\text{m}$ . Náš experiment ovšem vyžaduje, aby na sobě byla pozice bodu excitace a sběru signálu ze vzorku prostorově nezávislá, čehož nelze pouhým pohybem vzorku dosáhnout. Z tohoto důvodu laserový excitační svazek prochází galvanometrickým skenovacím zrcadlem (GVS002, Thorlabs, komponenta 4 v obrázku 5.1), které je schopno paprsek odklánět ve dvou osách a určovat tím pozici detekčního bodu na vzorku. Aby bylo možné využít co největší rozsah odklánění paprsku (a tím dosáhnout nejvyšší přesnosti mezi dvěma nejmenšími kroky odchýlení) bez toho, aby došlo k odklonění mimo sestavu, je součástí optické sestavy také série čoček (komponenty 5 a 7). Tato série, tvořená skenovací čočkou (SL50-CLS2, Thorlabs) a tubusovou čočkou (TTL200MP, Thorlabs), poskytuje v kombinaci s objektivovou čočkou se super dlouhou pracovní vzdáleností (SLWD 50x/0,45, Nikon Instruments) takzvané telecentrické zobrazení. Díky tomuto typu zobrazení jsou laserové paprsky, vstupující do objektivu pod různými úhly, fokusovány na vzorek tak, že jsou na sebe rovnoběžné. Tento typ zobrazení je ideální pro skenování po vzorku, neboť se jím tak výrazně snižuje deformace profilu excitačního bodu při odchýlení paprsku od optické osy.

Samotné galvanometrické zrcadlo je napájeno lineárním zdrojem napětí (GPS011,

Thorlabs). Elektrické napětí přivedené na galvanometrické zrcadlo určuje jeho rotační vychýlení z nulové pozice. Hodnota tohoto napětí je řízena pomocí dvou měřicích karet (USB-6001 a USB-6211, National Instruments), k nimž byl v prostředí LabVIEW (verze 2022) vytvořen ovládací program (obrázek 5.4). S jeho pomocí bylo možné zapsat a následně určit hodnoty napětí na analogových výstupech jednotlivých měřicích karet, jak je zobrazeno v blokovém diagramu. Každá z karet je propojena s jiným motorem zrcadel, a tedy zajišťuje pohyb excitačního bodu v odlišné ose po vzorku. Hodnoty napětí na měřicích kartách byly v obou případech udávány pomocí součtu napětí dvou nezávislých vstupů. Důvodem byla přehlednější manipulace excitačním bodem během měření směrovosti, popsané v následující kapitole.



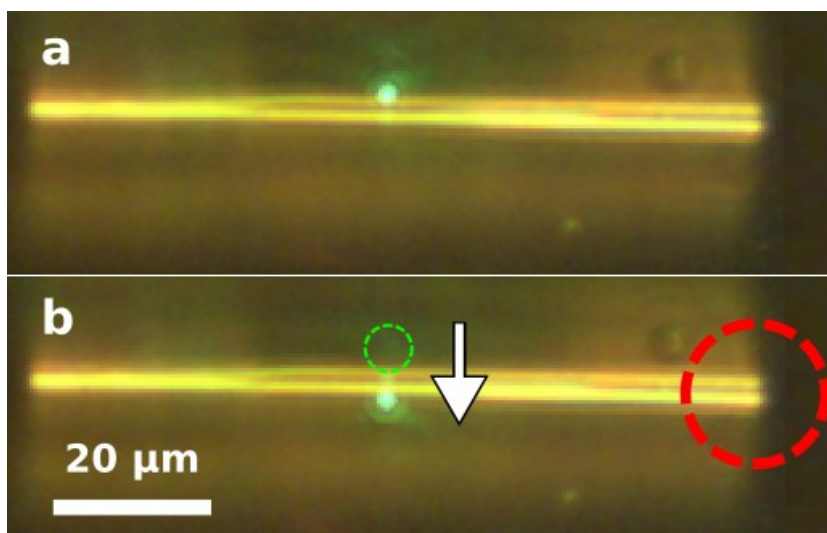
**Obrázek 5.4:** Blokový diagram programu sestaveného v grafickém prostředí LabVIEW, jehož účelem je natáčení dvou galvanometrických zrcadel skrze generaci napětí na odpovídajících měřicích kartách (USB-6001 a USB-6211).



## 6. Měření směrovosti šíření světla navázaného do vlnovodu

V poslední kapitole bude nejdříve prezentován postup experimentu, při kterém bylo měřeno směrové navázání světla do naší struktury TMDC-vlnovod. Také zde bude definována veličina sloužící pro porovnání účinnosti tohoto směrového šíření. Následovat bude výčet experimentů s výsledky a jejich interpretace. Součástí této kapitoly bude i výčet problémů, které se v průběhu experimentů objevovaly, a navržených řešení, jež se pokusila jejich vliv co nejefektivněji potlačit.

### 6.1 Průběh experimentu a způsob vyhodnocení

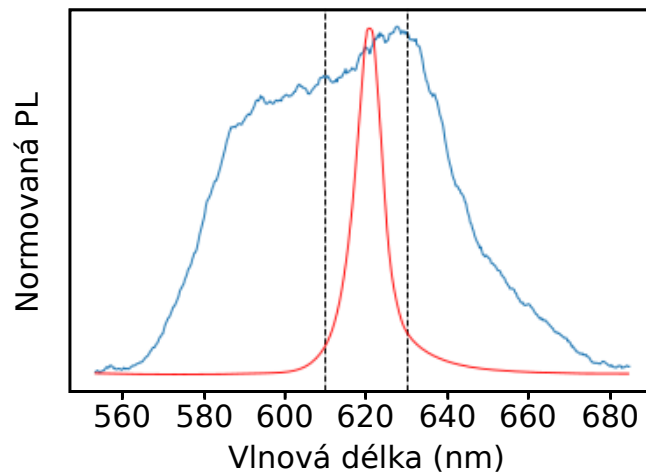


**Obrázek 6.1:** Pozice excitačního bodu (zelený bod) v a) počátečním a b) koncovém stavu pohybu napříč vlnovodem. Směr pohybu je v obrázku b) navíc znázorněn pomocí bílé šipky a originální pozice excitačního bodu (zelená přerušovaná kružnice). Je zde znázorněna také poloha a velikost detekčního bodu (červená přerušovaná kružnice).

Úspěšně sestavená optická aparatura (kapitola 5) byla využita k měření směrovosti zhotovených vzorků. Po umístění vzorku do kryostatu byla za pomoci piezo posuvu nalezena pozice naší zkoumané struktury. Jako první byla zvolena pozice detekčního bodu, jímž byl jeden z konců mikronového ZnO drátu. Při nastavení pozice sběru

signálu byl nejdříve konec optického vlákna (jež je během experimentu zapojen do spektrometru) přemístěn do držáku s naváděcí čočkou, skrz níž byl do vlákna navázán hélium-neonový laser, jehož emitované záření o vlnové délce 633 nm je schopno šířit se skrze optické filtry naší sestavy). Paprsek tohoto červeného laseru byl fokusován na vzorku do bodu (obrázek 6.1), jehož obsah byl dále považován za plochu, z níž je (při zpětném přepojení optického vlákna) během experimentu detekován signál. Pozice tohoto detekčního bodu byla nastavena posuvem celého vzorku (pomocí piezo posuvu) a během experimentu nebyla měněna. V průběhu nastavování pozic bylo již zároveň možné čerpat do kryostatu tekutý dusík a chladit tak vzorek na cílovou teplotu 80 K.

Dále bylo na řadě nastavení pozice excitačního bodu, které se uskutečnilo za pomoci odchýlení zeleného laseru galvanometrickým zrcadlem. Pozice excitačního bodu nebyla na rozdíl od detekčního bodu konstantní, ale měnila se tím způsobem, že po počátečním umístění excitačního bodu na jednu stranu vlnovodu (v blízkosti jeho středu) byla po definovaných krocích přesouvána ve směru napříč drátem. Svůj pohyb ukončila v koncovém bodě, jež byl osově souměrný s počátečním bodem vzhledem k podélné ose drátu. Tento pohyb je znázorněn na obrázku 6.1.



**Obrázek 6.2:** Srovnání PL spektra monovrstvy  $\text{WS}_2$  detekovaného z konce ZnO vlnovodu, jež bylo získáno naší měřicí sestavou (modrá křivka), s PL spektrem samotné monovrstvy  $\text{WS}_2$  naměřeným na přístroji WITec Raman (červená křivka). Oblast mezi dvěma černými přerušovanými čarami vymezuje část spektra, z jehož maximální hodnoty byla určena  $I_{\sigma+}$  (či  $I_{\sigma-}$ ).

V každém kroku pohybu excitačního bodu napříč drátem byl změřen signál (jímž bylo PL spektrum) detekovaný na konci drátu. Příklad, jak mohlo toto detekované PL spektrum vypadat, je zobrazen na obrázku 6.2 spolu s referenčním PL spektrem stejného vzorku, naměřeným dříve na zařízení WITec Raman. Každé experimentální měření směrovosti sestávalo ze dvou těchto dílčích měření signálu vybuzeného excitačním bodem pohybujícím se napříč drátem. V jednom případě byl polarizační stav excitačního laseru nastaven na pravotočivou kruhovou polarizaci a ve druhém na levotočivou. Data, naměřená popsáním způsobem, byla následně vyhodnocena pomocí veličiny, zvané chirálně závislá efektivita směrového vázání (CDCE, z angl. Chiral-Directional

Coupling Efficiency) [56], která byla vybrána pro charakterizaci směrovosti našeho zařízení. Vzorec pro tuto veličinu

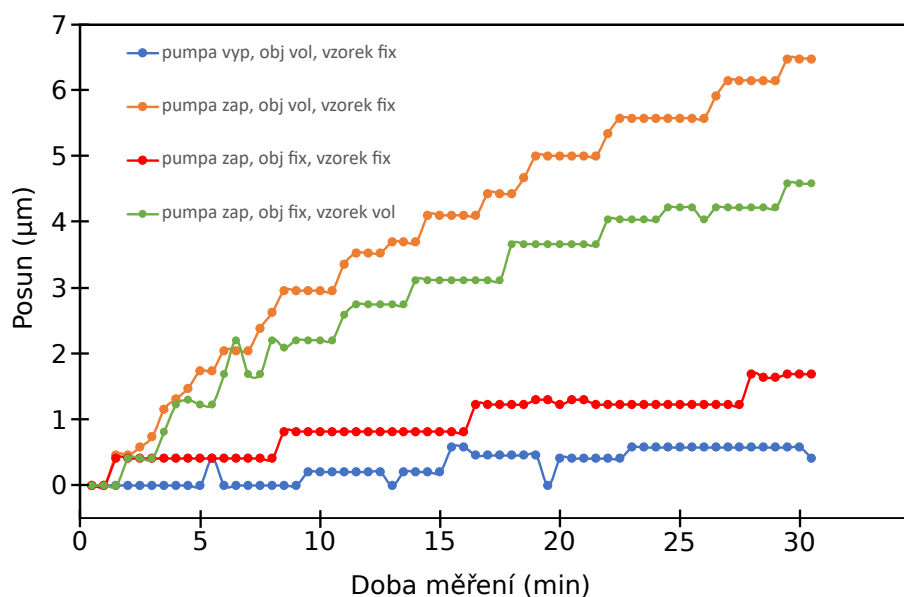
$$\text{CDCE} = \frac{I_{\sigma+} - I_{\sigma-}}{I_{\sigma+} + I_{\sigma-}} \quad (6.1)$$

obsahuje členy  $I_{\sigma+}$  a  $I_{\sigma-}$ , jež představují velikost intenzity signálu detekovaného z vybraného konce vlnovodu, v případě, že je daná pozice struktury (určena prostorovou souřadnicí) osvětlena pravotočivým a levotočivým kruhově polarizovaným světlem. V našem případě byla CDCE vyhodnocena na základě souřadnice určené vzájemnou pozicí excitačního laseru a středu vlnovodu. Hodnota jednotlivých intenzit  $I_{\sigma+}$  a  $I_{\sigma-}$ , byla vždy vyčtena z naměřených dat, jako maximální hodnota PL na vlnové délce okolo 620 nm s tolerancí  $\pm 10$  nm (vyznačeno v obrázku 6.2). Nebyla určována vždy ze stejné vlnové délky, neboť získané spektrální profily se obvykle mírně lišily. V rámci jednoho měření však profil zůstal stejný, lišila se pouze jeho intenzita v závislosti na pozici excitačního bodu od vlnovodu. Jako možnou příčinou této odchylky profilů předpokládáme vliv toho, že zařízení nebylo možné orientovat, vůči excitačnímu a detekčnímu bodu, mezi jednotlivými měřeními vždy stejně. Dalším faktorem mohl být vliv šíření signálu ZnO vlnovodem a optickým vláknem, neboť oba podporují šíření více prostorových módů a v rámci jednotlivých experimentů tak mohly být navázány různé módy. Poslední zmíněný faktor mohl být také zodpovědný za výrazně větší šířku PL píku detekovaného naší aparaturou ve srovnání s měřením na WITec Raman (obrázek 6.2).

## 6.2 Řešení problémů a výsledky

Výsledky měření směrovosti za nízkých teplot, popsané v minulé podkapitole, se ukázaly být příliš nekonzistentní na to, aby mohly být smysluplně vyhodnoceny. Namísto očekávaného průběhu CDCE, jenž by byl na jedné straně vlnovodu kladný a druhé záporný (připomínající písmeno S), který byl pozorován ve studii [56], nebyl v získaných datech nalezen žádný společný jmenovatel. Během experimentu však byly vždy zaznamenány dvě totožně nastavené pozice excitačního bodu, a to před začátkem a po skončení měření směrovosti, jež poskytly důležitou informaci vedoucí k nalezení možné příčiny tohoto problému. Jelikož se tyto pozice lišily, bylo usouzeno, že se vzájemná pozice excitačního bodu a vzorku během měření z nějakého důvodu samovolně mění. Za účelem odhalit tuto příčinu bylo provedeno několik kontrolních experimentů, které spočívaly ve sledování popsané vzájemné pozice CCD kamerou s tím, že byl současně omezen některý s možných faktorů majících vliv na změnu pozice. Konkrétně se jednalo o sjíždění posuvného objektivu, posun vzorku na držáku vzorku a vliv vibrací, způsobených zapnutou turbo pumpou, na předchozí dva. Tato měření probíhala v časovém úseku srovnatelném s dobou potřebnou pro naměření směrovosti (přibližně 30 min) a jejich výsledky byly vyneseno do grafu na obrázku 6.3. Z naměřených dat je patrné, že vibrace pumpy se do vzájemné polohy propisují nejvýrazněji. Současným zafixováním vzorku k držáku vzorku (uhlíková páska) a zafixováním posuvného objektivu lze její

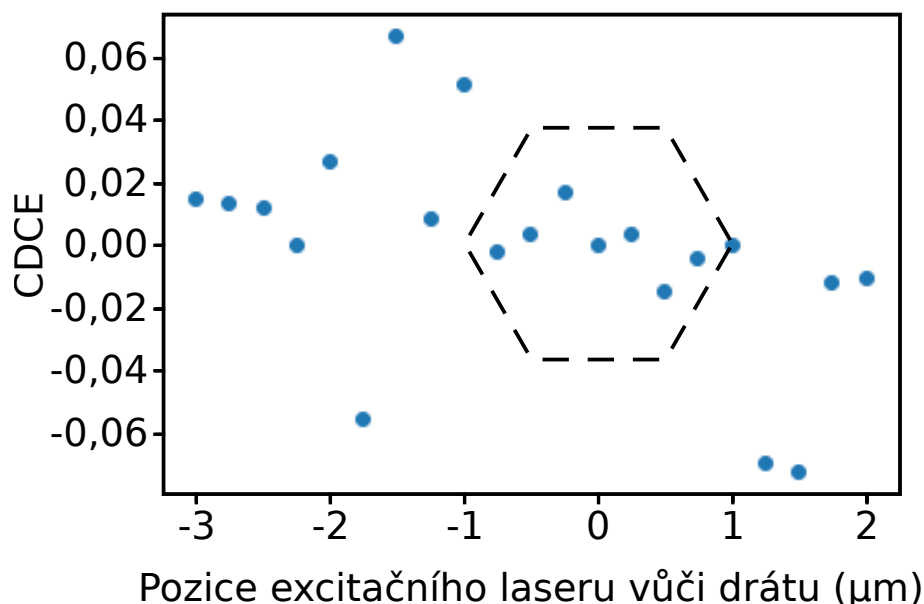
vliv značně omezit. Pokud však uvážíme, že se během měření směrovosti excitační bod pohybuje v rozmezí přibližně  $5\ \mu\text{m}$  (6.1), představuje už  $0,5\ \mu\text{m}$  posun citelný zásah. V nejšetrnějším (bráno vzhledem k posunu) případě, kdy je vše zafixováno a pumpa vypnuta, je možné měřit směrovost se spolehlivostí vyšší než  $0,2\ \mu\text{m}$  (rozlišitelnost kontrolní metody) po dobu přibližně 10 minut. Poté rovněž dochází ke zkrácení dat, jež je pravděpodobně způsobené obtížně potlačitelnými vibracemi pocházejících z ostatních laboratoří.



**Obrázek 6.3:** Graf časové závislosti posunu excitačního bodu vůči vzorku. Zkratky v legendě značí zafixovaný/volný objektiv, zafixovaný/volný vzorek a zapnutou/vypnutou pumpu.

Na základě výsledků tohoto kontrolního experimentu jsme se rozhodli přijmout několik opatření snižující vliv diskutovaného posunu. Náš vzorek jsme svrchu přelepili uhlíkovou páskou upevněnou k posuvnému stolku, aby se po jeho povrchu nemohl smýkat. Šroubem jsme zajistili posuvný objektiv, aby vlivem gravitace nesjížděl směrem dolů (bylo třeba nalézt optimální sílu, neboť po příliš silném dotažení se vlivem mechanického napětí začal objektiv také pohybovat). V průběhu měření směrovosti bylo při změně orientace kruhové polarizace třeba do sestavy umístit sklopné zrcátko a manuálně otočit držákem čtvrtvlnné destičky, což mohlo posun také ovlivnit. Manuální držák byl proto nahrazen motorizovaným držákem (PRM1/MZ8, Thorlabs) s vysokou přesností úhlového kroku ( $0,1^\circ$ ), čímž odpadla nutnost při každé změně polarizace používat polarimetr, stačilo pouze zadat odpovídající úhel. Kromě těchto opatření, jež omezovaly vibrace, bylo naší snahou také zkrácení doby měření, během které se vliv vibrací mohl projevit. V nastavení spektrometru jsme zkrátili expoziční dobu jednoho měření z původních pěti vteřin na jednu. Také jsme v prostředí LabVIEW vytvořili současnou podobu programu pro manipulaci skenovacích zrcadel (obrázek 5.4), která oproti té původní nevyužívá zjednodušeného modulu pro ovládání měřicí karty (DAQ Assistant). Tento nový program měl přibližně 15x rychlejší časovou odezvu (počítáno

od zadání hodnoty napětí po vykonání pohybu zrcadlem). Nejzásadnějším rozhodnutím bylo upuštění od používání vakuových pump, jakožto hlavního zdroje vibrací. Tímto krokem jsme se ovšem zároveň připravili o možnost měřit směrovost za nízkých teplot. Výsledek tohoto měření za pokojové teploty je zobrazen na obrázku 6.4. Během měření směrovosti byl pohyb excitačního bodu nastaven v rozsahu  $5\ \mu\text{m}$  s krokem  $0,25\ \mu\text{m}$ . Pomocí měřiče výkonu (PM100D, Thorlabs) byl v excitačním bodě naměřen výkon  $150\ \mu\text{W}$ . Za těchto podmínek byla naměřena maximální hodnota CDCE 0,07. V naměřeném grafu je znázorněna poloha vlnovodu, v jehož objemu dochází vlivem dielektrické funkce ZnO k poklesu CDCE [71]. Na základě této informace a znalosti poloměru drátu ( $2\ \mu\text{m}$ ) byl v grafu určen počátek horizontální osy (počet měřených bodů je tak vůči počátku nesymetrický). Důvodem je pravděpodobně to, že trajektorie excitačního bodu (rozsah  $5\ \mu\text{m}$ ) nebyla symetrická vůči ose drátu. Směrovost byla naměřena pouze u vzorku zobrazeném na obrázku 4.7 e a f. Zbylé vzorky nebyly měřeny, neboť to nedovolovaly jejich rozměry (TMDC vrstva byla příliš úzká pro excitační bod nebo byl ZnO vlnovod příliš krátký a detekční bod se překrýval s excitačním).



**Obrázek 6.4:** Graf CDCE naměřené za pokojové teploty. Černý přerušovaný šestiúhelník znázorňuje polohu ZnO vlnovodu.

Námi dosažená hodnota CDCE 0,07 byla i přes výše zmíněné obtíže porovnatelná s výsledkem práce [60]. Zařízení studované v citované práci také využívalo ZnO dielektrický vlnovod. Na rozdíl od našeho zařízení však jeho součástí bylo vícevrstvé  $\text{WS}_2$ , které se oproti námi použité monovrstvě  $\text{WS}_2$  vyznačuje vyšší mírou polarizace údolí, která je obecně spojena s vyššími hodnotami směrovosti. Pokud uvažíme všechny faktory negativně ovlivňující výsledky našeho měření, lze strukturu monovrstvy  $\text{WS}_2$ -ZnO vlnovod na zlatém substrátu považovat za slibný krok ve vývoji valleytronických zařízení.

# Závěr

Tato diplomová práce se zabývala studiem nanofotonických struktur, které kombinují vrstvu TMDC s dielektrickým vlnovodným drátem. V úvodní kapitole proběhlo seznámení čtenáře s klíčovými vlastnostmi TMDC a excitonovými stavy, které je možné budit v jejich struktuře, a které jsou zodpovědné za polarizačně dichroické chování této skupiny materiálů.

Fyzikální mechanismy, na kterých stojí námi zkoumané zařízení bylo popsáno ve druhé kapitole. Pomocí odvození bylo ukázáno, jakým způsobem dochází k rozštěpení energiových pásů struktury TMDC a vzniku mimořádně silných excitonových stavů. Druhá část kapitoly byla zaměřena na SOI světla, pomocí nichž je možné porozumět směrovému šíření světla v našem zařízení.

Teoretická část této práce byla zakončena literární rešerší dosavadních výzkumných snah o zvýšení účinnosti těchto zařízení. Ukazuje se, že volba materiálů jednotlivých komponent má zásadní význam pro efektivitu směrového šíření světla. Tyto práce byly zásadním zdrojem informací nejen pro volbu materiálů pro zařízení zkoumaného v této práci, velmi přínosné však také byly při návrhu optické sestavy.

V praktické části byl představen návrh námi zkoumaného rozhraní společně s postupem výroby a jeho charakterizací. Výroba těchto zařízení představuje technologicky poměrně nenáročnou cestu k valleytronickým zařízením. Vzorky, zhotovené během praktické stáže ve výzkumné skupině, jež vedl Dr. Lei Dangyuan, byly posléze charakterizovány v laboratořích CEITEC Nano na přístrojích WITec Raman a pomocí SEM. Pro určení směrovosti zařízení bylo nutné sestavit optickou sestavu se specifickými požadavky na excitační a detekční větve. Popisu návrhu sestavy a jejich jednotlivých komponent se věnovala pátá kapitola.

Práci uzavírá proces měření, kterým je určena směrovost zařízení pomocí naší zmíněné optické aparatury. Tento proces omezovala řada překážek. Hlavní z nich bylo využití excitačního laseru o vlnové délce 514,5 nm, jež nebyla ideální pro buzení zkoumaných excitonových stavů. Kompenzací za tento fakt mělo být uskutečnění měření směrovosti za nízkých teplot, avšak kvůli vibracím, spojených s nutným provozem vakuové pumpy, nebylo úspěšně provedeno. Tento problém by teoreticky mělo být možné odstranit použitím speciálního tlumiče vibrací nainstalovaného do vakuového systému. Dalším limitujícím faktorem byl malý rozměr vyrobených struktur, který nebylo možné v našem zařízení rozlišit z důvodu velkého detekčního bodu. Do budoucna by bylo možné toto omezení překonat, pokud by detekční větev optické sestavy byla navedena přímo do spektrometru, a nikoliv přes optické vlákno. Dále proběhly snahy o omezení dalších různých nežádoucích vlivů (šestá kapitola), čímž bylo dosaženo naměření

hodnoty směrovosti navázaného signálu 0,07. Tato hodnota přibližně odpovídá výsledkům získaným ostatními výzkumnými týmy [60], [61]. Připomeňme však, že našeho výsledku bylo dosaženo s laserem o vlnové délce, která není tak blízká rezonanční frekvenci zkoumaných excitonových stavů, jako v případě laserů použitých ostatními skupinami. Považujeme tedy za pravděpodobné, že se v budoucnu objeví další návrhy tohoto typu valleytronického zařízení, které budou využívat zlatého substrátu. S tímto dílčím výsledkem lze tedy prohlásit, že byly naplněny všechny cíle této diplomové práce.

# Literatura

1. NOVOSELOV, K. S.; GEIM, A. K.; MOROZOV, S. V. et al. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science (American Association for the Advancement of Science)*. 2004, **306**(5696), 666–669. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1102896.
2. LIU, H.; NEAL, A. T.; ZHU, Z. et al. Phosphorene: An Unexplored 2D Semiconductor with a High Hole Mobility. *ACS nano*. 2014, **8**(4), 4033–4041. ISSN 1936-0851. Dostupné z DOI: 10.1021/nn501226z.
3. ZHANG, S.; YAN, Z.; LI, Y. et al. Atomically Thin Arsenene and Antimonene: Semimetal-Semiconductor and Indirect-Direct Band-Gap Transitions. *Angewandte Chemie (International ed.) International ed. in English*. 2015, **54**(10), 3112–3115. ISSN 1433-7851. Dostupné z DOI: 10.1002/anie.201411246.
4. VOGT, P.; DE PADOVA, P.; QUARESIMA, C. et al. Silicene: Compelling experimental evidence for graphenelike two-dimensional silicon. *Physical review letters*. 2012, **108**(15), 155501–155501. ISSN 0031-9007. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.155501.
5. BOLOTIN, K.; SIKES, K.; JIANG, Z. et al. Ultrahigh electron mobility in suspended graphene. *Solid state communications*. 2008, **146**(9), 351–355. ISSN 0038-1098. Dostupné z DOI: 10.1016/j.ssc.2008.02.024.
6. WOLF, S. A.; AWSCHALOM, D. D.; BUHRMAN, R. A. et al. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science (American Association for the Advancement of Science)*. 2001, **294**(5546), 1488–1495. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1065389.
7. SCHAIBLEY, J.; YU, H.; CLARK, G. et al. Valleytronics in 2D materials. *Nature Reviews Materials*. 2016-08, **1**. Dostupné z DOI: 10.1038/natrevmats.2016.55.
8. VITALE, S. A.; NEZICH, D.; VARGHESE, J. O. et al. Valleytronics: Opportunities, Challenges, and Paths Forward. *Small (Weinheim an der Bergstrasse, Germany)*. 2018, **14**(38), e1801483–n/a. ISSN 1613-6810. Dostupné z DOI: 10.1002/smll.201801483.
9. KIND, H.; YAN, H.; MESSER, B. et al. Nanowire Ultraviolet Photodetectors and Optical Switches. *Advanced materials (Weinheim)*. 2002, **14**(2), 158–160. ISSN 0935-9648. Dostupné z DOI: 10.1002/1521-4095(20020116)14:2<158::AID-ADMA158>3.0.CO;2-W.



10. LIPSON, M.; ALMEIDA, V. R.; BARRIOS, C. A. et al. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature*. 2004, **431**(7012), 1081–1084. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: [10.1038/nature02921](https://doi.org/10.1038/nature02921).
11. AGRAHARI, R.; GHOSH, S. K.; BHATTACHARYYA, S. Optical Switches. In: *Optical Switching*. John Wiley & Sons, Ltd, 2022, kap. 1, s. 13–30. ISBN 9781119819264. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/9781119819264.ch1>.
12. LALIEU, M.; LAVRIJSEN, R.; KOOPMANS, B. Integrating all-optical switching with spintronics. *Nature communications*. 2019, **10**(1), 110–110. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: [10.1038/s41467-018-08062-4](https://doi.org/10.1038/s41467-018-08062-4).
13. JALAS, D.; PETROV, A.; EICH, M. et al. What is — and what is not — an optical isolator. *Nature photonics*. 2013, **7**(8), 579–582. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: [10.1038/nphoton.2013.185](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.185).
14. SAYRIN, C.; JUNGE, C.; MITSCH, R. et al. Nanophotonic Optical Isolator Controlled by the Internal State of Cold Atoms. *Physical review. X*. 2015, **5**(4), 041036. ISSN 2160-3308. Dostupné z DOI: [10.1103/PhysRevX.5.041036](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.5.041036).
15. SHOJI, Y.; MIZUMOTO, T. Silicon Waveguide Optical Isolator with Directly Bonded Magneto-Optical Garnet. *Applied sciences*. 2019, **9**(3), 609. ISSN 2076-3417. Dostupné z DOI: [10.3390/app9030609](https://doi.org/10.3390/app9030609).
16. LODAHL, P.; MAHMOODIAN, S.; STOBBE, S. et al. Chiral quantum optics. *Nature (London)*. 2017, **541**(7638), 473–480. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: [10.1038/nature21037](https://doi.org/10.1038/nature21037).
17. BLIOKH, K.; RODRÍGUEZ-FORTUÑO, F.; NORI, F. et al. Spin-orbit interactions of light. *Nature photonics*. 2015, **9**(12), 796–808. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: [10.1038/nphoton.2015.201](https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.201).
18. DICKINSON, R. G.; PAULING, L. The crystal structure of molybdenite. *Journal of the American Chemical Society*. 1923, **45**(6), 1466–1471. Dostupné z DOI: [10.1021/ja01659a020](https://doi.org/10.1021/ja01659a020).
19. REGAN, E.; WANG, D.; PAIK, E. et al. Emerging exciton physics in transition metal dichalcogenide heterobilayers. *Nature Reviews Materials*. 2022-05, **7**, 778–795. Dostupné z DOI: [10.1038/s41578-022-00440-1](https://doi.org/10.1038/s41578-022-00440-1).
20. YANG, G.; LI, L.; LEE, W. B. et al. Structure of graphene and its disorders: a review. *Science and technology of advanced materials*. 2018, **19**(1), 613–648. ISSN 1468-6996. Dostupné z DOI: [10.1080/14686996.2018.1494493](https://doi.org/10.1080/14686996.2018.1494493).
21. NANDEE, R.; CHOWDHURY, M. A.; SHAHID, A. et al. Band gap formation of 2D material in graphene: Future prospect and challenges. *Results in Engineering*. 2022, **15**, 100474. ISSN 2590-1230. Dostupné z DOI: [doi:10.1016/j.rineng.2022.100474](https://doi.org/10.1016/j.rineng.2022.100474).
22. CAO, T.; WANG, G.; HAN, W. et al. Valley-selective circular dichroism of monolayer molybdenum disulphide. *Nature communications*. 2012, **3**(1), 887–887. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1038/ncomms1882>.

23. BRITNELL, L.; RIBEIRO, R. M.; ECKMANN, A. et al. Strong Light-Matter Interactions in Heterostructures of Atomically Thin Films. *Science (American Association for the Advancement of Science)*. 2013, **340**(6138), 1311–1314. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: doi:10.1126/science.1235547.
24. DUAN, X.; WANG, C.; PAN, A. et al. Two-dimensional transition metal dichalcogenides as atomically thin semiconductors: opportunities and challenges. *Chemical Society reviews*. 2015, **44**(24), 8859–8876. ISSN 0306-0012. Dostupné z DOI: 10.1039/c5cs00507h.
25. MAK, K. F.; SHAN, J. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides. *Nature photonics*. 2016, **10**(4), 216–226. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2015.282.
26. HUANG, L.; KRASNOK, A.; ALÚ, A. et al. Enhanced light–matter interaction in two-dimensional transition metal dichalcogenides. *Reports on progress in physics*. 2022, **85**(4), 46401. ISSN 0034-4885. Dostupné z DOI: 10.1088/1361-6633/ac45f9.
27. HSU, W.-T.; LU, L.-S.; WANG, D. et al. Evidence of indirect gap in monolayer WSe<sub>2</sub>. *Nature communications*. 2017, **8**(1), 1–7. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: doi:10.1038/s41467-017-01012-6.
28. SONI, A.; PAL, S. K. Valley degree of freedom in two-dimensional van der Waals materials. *Journal of physics. D, Applied physics*. 2022, **55**(30), 303003. ISSN 0022-3727. Dostupné z DOI: 10.1088/1361-6463/ac5bc9.
29. MCCREARY, K. M.; CURRIE, M.; HANBICKI, A. T. et al. Understanding Variations in Circularly Polarized Photoluminescence in Monolayer Transition Metal Dichalcogenides. *ACS nano*. 2017, **11**(8), 7988–7994. ISSN 1936-0851. Dostupné z DOI: 10.1021/acsnano.7b02554.
30. ZHENG, W.; JIANG, Y.; HU, X. et al. Light Emission Properties of 2D Transition Metal Dichalcogenides: Fundamentals and Applications. *Advanced optical materials*. 2018, **6**(21), 1800420–n/a. ISSN 2195-1071. Dostupné z DOI: 10.1002/adom.201800420.
31. LU, J.-D. Enhanced Valley Polarization in a Magnetic-Strained Graphene Under the Modulation of the Applied Bias. *Journal of superconductivity and novel magnetism*. 2021, **34**(2), 443–449. ISSN 1557-1939. Dostupné z DOI: doi:10.1007/s10948-020-05691-z.
32. HA, D. T.; THUY, D. T.; HOA, V. T. et al. On the theory of three types of polaritons (phonon, exciton and plasmon polaritons). *Journal of Physics: Conference Series*. 2017, **865**(1), 12007. ISSN 1742-6588. Dostupné z DOI: 10.1088/1742-6596/865/1/012007.
33. XIE, B.; XIE, R.; ZHANG, K. et al. Self-filtering narrowband high performance organic photodetectors enabled by manipulating localized Frenkel exciton dissociation. *Nature communications*. 2020, **11**(1), 2871–2871. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: 10.1038/s41467-020-16675-x.

34. HOLMES, R.; KÉNA-COHEN, S.; MENON, V. et al. Strong coupling and hybridization of Frenkel and Wannier-Mott excitons in an organic-inorganic optical microcavity. *Physical review. B, Condensed matter and materials physics*. 2006, **74**(23). ISSN 1098-0121. Dostupné z DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.74.235211>.
35. YU, Y.; YU, Y.; CAI, Y. et al. Exciton-dominated dielectric function of atomically thin MoS2 films. *Scientific reports*. 2015, **5**(1), 16996–16996. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: [10.1038/srep16996](https://doi.org/10.1038/srep16996).
36. CHERNIKOV, A.; BERKELBACH, T. C.; HILL, H. M. et al. Exciton binding energy and nonhydrogenic Rydberg series in monolayer WS2. *Physical review letters*. 2014, **113**(7). ISSN 0031-9007. Dostupné z DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.076802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.076802).
37. ZHU, B.; CHEN, X.; CUI, X. Exciton binding energy of monolayer WS2. *Scientific reports*. 2015, **5**(1), 9218. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: [10.1038/srep09218](https://doi.org/10.1038/srep09218).
38. YUAN, L. Spatial and Temporal Imaging of Exciton Dynamics and transport in two-dimensional Semiconductors and heterostructures by ultrafast transient absorption microscopy. 2019-06, 219.
39. XIAO, J.; ZHAO, M.; WANG, Y. et al. Excitons in atomically thin 2D semiconductors and their applications. *Nanophotonics (Berlin, Germany)*. 2017, **6**(6), 1309–1328. ISSN 2192-8614. Dostupné z DOI: [10.1515/nanoph-2016-0160](https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0160).
40. PLECHINGER, G.; NAGLER, P.; KRAUS, J. et al. Identification of excitons, trions and biexcitons in single-layer WS2. *Physica status solidi. PSS-RRL. Rapid research letters*. 2015, **9**(8), 457–461. ISSN 1862-6254. Dostupné z DOI: [10.1002/pssr.201510224](https://doi.org/10.1002/pssr.201510224).
41. YOU, Y.; ZHANG, X.-X.; BERKELBACH, T. C. et al. Observation of biexcitons in monolayer WSe2. *Nature physics*. 2015, **11**(6), 477–481. ISSN 1745-2473. Dostupné z DOI: [10.1038/NPHYS3324](https://doi.org/10.1038/NPHYS3324).
42. WANG, G.; CHERNIKOV, A.; GLAZOV, M. M. et al. Colloquium: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides. *Reviews of modern physics*. 2018, **90**(2), 021001. ISSN 0034-6861. Dostupné z DOI: [10.1103/RevModPhys.90.021001](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.021001).
43. MUELLER, T.; MALIC, E. Exciton physics and device application of two-dimensional transition metal dichalcogenide semiconductors. *NPJ 2D materials and applications*. 2018, **2**(1). ISSN 2397-7132. Dostupné z DOI: [10.1038/s41699-018-0074-2](https://doi.org/10.1038/s41699-018-0074-2).
44. YE, Z.; CAO, T.; O'BRIEN, K. et al. Probing excitonic dark states in single-layer tungsten disulphide. *Nature (London)*. 2014, **513**(7517), 214–218. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: [10.1038/nature13734](https://doi.org/10.1038/nature13734).
45. SPLENDIANI, A.; SUN, L.; ZHANG, Y. et al. Emerging Photoluminescence in Monolayer MoS2. *Nano letters*. 2010, **10**(4), 1271–1275. ISSN 1530-6984. Dostupné z DOI: [10.1021/nl903868w](https://doi.org/10.1021/nl903868w).

46. CONDON, E. U.; SHORTLEY, G. H. The Theory of Atomic Spectra. *American journal of physics*. 1952, **20**(6), 383–383. ISSN 0002-9505. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1119/1.1933256>.
47. ZAYETS, V. *Spin-Orbit Interaction*. Dostupné také z: [https://staff.aist.go.jp/v.zayets/spin3\\_32\\_SpinOrbit.html#Lorentz](https://staff.aist.go.jp/v.zayets/spin3_32_SpinOrbit.html#Lorentz).
48. HAMRLE, J. *Spin-orbit coupling*. Dostupné také z: [http://alma.karlov.mff.cuni.cz/hamrle/teaching/lectures/hamrle\\_spin-orbit-coupling.pdf](http://alma.karlov.mff.cuni.cz/hamrle/teaching/lectures/hamrle_spin-orbit-coupling.pdf).
49. DYBAŁA, F.; POLAK, M.; KOPACZEK, J. et al. Pressure coefficients for direct optical transitions in MoS<sub>2</sub>, MoSe<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub>, and WSe<sub>2</sub> crystals and semiconductor to metal transitions. *Scientific reports*. 2016, **6**(1), 26663–26663. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: [10.1038/srep26663](https://doi.org/10.1038/srep26663).
50. BLIOKH, K. Y. Geometrodynamics of polarized light: Berry phase and spin Hall effect in a gradient-index medium. *Journal of optics. A, Pure and applied optics*. 2009, **11**(9), 094009–094009. ISSN 1464-4258. Dostupné z DOI: [10.1088/1464-4258/11/9/094009](https://doi.org/10.1088/1464-4258/11/9/094009).
51. BOKOR, N.; IKETAKI, Y.; WATANABE, T. et al. Investigation of polarization effects for high-numerical-aperture first-order Laguerre-Gaussian beams by 2D scanning with a single fluorescent microbead. *Optics express*. 2005, **13**(26), 10440–10447. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: [10.1364/OPEX.13.010440](https://doi.org/10.1364/OPEX.13.010440).
52. BLIOKH, K. Y.; BEKSHAEV, A. Y.; NORI, F. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves. *Nature communications*. 2014, **5**(1), 3300–3300. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: [10.1038/ncomms4300](https://doi.org/10.1038/ncomms4300).
53. MILOSEVIC, M. On the Nature of the Evanescent Wave. *Applied spectroscopy*. 2013, **67**(2), 126–131. ISSN 0003-7028. Dostupné z DOI: [10.1366/12-06707](https://doi.org/10.1366/12-06707).
54. NOVOTNY, L.; HECHT, B. *Principles of Nano-Optics*. Sv. 9780521832243. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. ISBN 9780521539883. Dostupné z DOI: [10.1017/CB09780511813535](https://doi.org/10.1017/CB09780511813535).
55. BLIOKH, K. Y.; SMIRNOVA, D.; NORI, F. Quantum spin Hall effect of light. *Science (American Association for the Advancement of Science)*. 2015, **348**(6242), 1448–1451. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: [10.1126/science.aaa9519](https://doi.org/10.1126/science.aaa9519).
56. SHREINER, R.; HAO, K.; BUTCHER, A. et al. Electrically controllable chirality in a nanophotonic interface with a two-dimensional semiconductor. *Nature photonics*. 2022, **16**(4), 330–336. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: [10.1038/s41566-022-00971-7](https://doi.org/10.1038/s41566-022-00971-7).
57. GONG, S.; ALPEGGIANI, F.; SCIACCA, B. et al. Nanoscale chiral valley-photon interface through optical spin-orbit coupling. *Science (American Association for the Advancement of Science)*. 2018, **359**(6374), 443–447. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: [10.1126/science.aan8010](https://doi.org/10.1126/science.aan8010).
58. GONG, S.; KOMEN, I.; ALPEGGIANI, F. et al. Nanoscale Optical Addressing of Valley Pseudospins through Transverse Optical Spin. *Nano letters*. 2020, **20**(6), 4410–4415. ISSN 1530-6984. Dostupné z DOI: [10.1021/acs.nanolett.0c01173](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c01173).

59. CHAUBEY, S. K.; A, G. M.; PAUL, D. et al. Directional Emission from Tungsten Disulfide Monolayer Coupled to Plasmonic Nanowire-on-Mirror Cavity. *Advanced photonics research*. 2021, **2**(6), 2100002–n/a. ISSN 2699-9293. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/adpr.202100002>.
60. WOO, A.; SUNG, J.; GONG, S.-H. Long-range directional transport of valley information from transition metal dichalcogenides via a dielectric waveguide. *Optics express*. 2021, **29**(7), 10688–10697. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.419711.
61. CHEN, P.-G.; LI, Z.; QI, Y. et al. Long-Range Directional Routing and Spatial Selection of High-Spin-Purity Valley Trion Emission in Monolayer WS<sub>2</sub>. *ACS nano*. 2021, **15**(11), 18163–18171. ISSN 1936-0851. Dostupné z DOI: 10.1021/acsnano.1c06955.
62. CHEN, Y.; QIAN, S.; WANG, K. et al. Chirality-dependent unidirectional routing of WS<sub>2</sub> valley photons in a nanocircuit. *Nature nanotechnology*. 2022, **17**(11), 1178–1182. ISSN 1748-3387. Dostupné z DOI: 10.1038/s41565-022-01217-x.
63. YUAN, L.; HUANG, L. Exciton dynamics and annihilation in WS<sub>2</sub> 2D semiconductors. 2015, **7**(16), 742–748. ISSN 2040-3364. Dostupné z DOI: 10.1039/c5nr00383k.
64. NAYAK, P. K.; LIN, F.-C.; YEH, C.-H. et al. Robust room temperature valley polarization in monolayer and bilayer WS<sub>2</sub>. *Nanoscale*. 2016, **8**(11), 6035–6042. ISSN 2040-3364. Dostupné z DOI: 10.1039/c5nr08395h.
65. KESARWANI, R.; SIMBULAN, K. B.; HUANG, T.-D. et al. Control of trion-to-exciton conversion in monolayer WS<sub>2</sub> by orbital angular momentum of light. *Science advances*. 2022, **8**(13), eabm0100. ISSN 2375-2548. Dostupné z DOI: DOI: 10.1126/sciadv.abm0100.
66. CARMIGGELT, J.; BORST, M.; SAR, T. van der. Exciton-to-trion conversion as a control mechanism for valley polarization in room-temperature monolayer WS<sub>2</sub>. *Scientific reports*. 2020, **10**(1), 17389–17389. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-020-74376-3>.
67. KAJINO, Y.; OTO, K.; YAMADA, Y. Modification of Optical Properties in Monolayer WS<sub>2</sub> on Dielectric Substrates by Coulomb Engineering. *Journal of physical chemistry. C*. 2019, **123**(22), 14097–14102. ISSN 1932-7447. Dostupné z DOI: 10.1021/acs.jpcc.9b04514.
68. OLIVA, R.; WOZNIAK, T.; FARIA Jr, P. E. et al. Strong Substrate Strain Effects in Multilayered WS<sub>2</sub> Revealed by High-Pressure Optical Measurements. *ACS applied materials & interfaces*. 2022, **14**(17), 19857–19868. ISSN 1944-8244. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1021/acsmi.2c01726>.
69. *Spatial Filter System*. Dostupné také z: <[https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_ID=997%5C&pn=KT310](https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_ID=997%5C&pn=KT310)>.
70. *Polarimeter system PAX1000*. Dostupné také z: <[https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=1564&pn=PAX1000VIS/M](https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1564&pn=PAX1000VIS/M)>.

71. GRZELA, G.; HOURLIER, D.; GÓMEZ RIVAS, J. Polarization-dependent light extinction in ensembles of polydisperse, vertical semiconductor nanowires : a Mie scattering effective medium. *Physical review. B, Condensed matter and materials physics*. 2012, **86**(4), 045305–1/7. ISSN 1098-0121. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevB.86.045305.