

## 1. Imię i nazwisko

Tomasz Kazimierczuk

## 2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

- 2012 stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki  
nadany przez Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego  
za pracę pt: *Mechanizmy wzbudzenia i relaksacji w kropkach kwantowych CdTe/ZnTe*
- 2009 tytuł zawodowy licencjata z informatyki  
nadany przez Wydział Matematyki, Informatyki i Mechaniki Uniwersytetu Warszawskiego
- 2007 tytuł zawodowy magistra z fizyki  
nadany przez Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

## 3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych.

- 05.2012 – 09.2014 staż podoktorski, TU Dortmund (zatrudnienie w ramach projektu SPANGL4Q)
- 10.2014 – 01.2017 adiunkt badawczo-dydaktyczny, Uniwersytet Warszawski
- 02.2017 – 01.2019 adiunkt badawczy, Uniwersytet Warszawski (zatrudnienie w ramach projektu FNP TEAM – ATOMOPTO)
- 02.2019 – obecnie adiunkt badawczo-dydaktyczny, Uniwersytet Warszawski

## 4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt 2 Ustawy.

Opisane w tym punkcie wyniki stanowią powiązany tematycznie cykl publikacji dotyczące *optycznych badań ciemnych („szarych”) ekscytonów w półprzewodnikach o różnej wymiarowości.*

Pod pojęciem ekscytonu rozumiemy wzbudzenia elektronowe w ciele stałym, z którymi wiąże się przekaz energii, ale bez przepływu prądu elektrycznego (są neutralne elektrycznie). Kanonicznym przykładem jest tzw. ekscyton Wanniera-Motta, czyli wodoropodobny stan związany elektronu i dziury, opisany w ramach przybliżenia masy efektywnej. Ze względu na brak ładunku elektrycznego, ekscytony są najczęściej badane metodami optycznymi. Należy jednak pamiętać, że **nie wszystkie ekscytony mogą rekombinować radiacyjnie**, np. wskutek niekompatybilności symetrii pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa czy też wskutek różnej orientacji spinu obu nośników. Ekscytony takie określa się terminem „ciemnych”, w przeciwieństwie do ekscytonów „jasnych”, które mogą bez przeszkód rekombinować do fotonów. Istnieją jednak również przypadki pośrednie, w których ekscyton jest zasadniczo ciemny, jednak wtórne oddziaływania prowadzą do niezerowej siły oscylatora. Tego typu przypadki określa się czasem mianem „szarych” ekscytonów.

T. Kazimierczuk

W prezentowanym cyklu publikacji skupiłem się na **ciemnych/szarych ekscytonach w układach półprzewodnikowych o różnej wymiarowości: objętościowym Cu<sub>2</sub>O, kropkach kwantowych CdTe/ZnTe oraz monowarstwach dichalkogenków wolframu**. W kolejnych częściach zawarty został opis ekscytonów w tych układach, wraz z wyszczególnieniem zawartości poszczególnych publikacji.

### Ekscytony o wyższym momencie pędu w Cu<sub>2</sub>O

Tlenek miedzi (I) – Cu<sub>2</sub>O – jest półprzewodnikiem o prostej przerwie energetycznej o wartości ok. 2,172 eV. Cechuje się szczególnie wysoką symetrią sieci krystalicznej O<sub>h</sub>. Z uwagi na obecność symetrii inwersji, stany w punkcie  $\Gamma$  strefy Brillouina mają dobrze określoną parzystość (są albo symetryczne, albo antysymetryczne). W szczególności najniższe pasmo przewodnictwa transformuje się zgodnie z symetryczną reprezentacją  $\Gamma_6^+$ , natomiast najwyższe pasmo walencyjne transformuje się zgodnie z symetryczną reprezentacją  $\Gamma_7^+$ . Z tego względu element macierzowy operatora momentu dipolowego (który jest antysymetryczny) między tymi stanami przyjmuje wartość 0. Oznacza to, że przejścia takie są w ramach przybliżenia dipolowego wzbronione, lub – inaczej mówiąc – ekscytony zbudowane z takich nośników powinny być ciemne. Tak rzeczywiście jest w przypadku stanu podstawowego ekscytonu. W ogólności jednak symetria funkcji falowej ekscytonu nie wynika wyłącznie z symetrii poszczególnych pasm, ale zależy również od symetrii funkcji obwiedni, opisującej względny ruch obu nośników. Tym samym ekscytony o nieparzystej funkcji obwiedni (np. stany wodoropodobne typu *p*) mogą jednak wykazywać skończoną siłę oscylatora i być obecne w widmie transmisji, prowadząc do powstania tzw. *żółtej serii ekscytonowej*. Opis ten sięga korzeniami pierwszych prac nad Cu<sub>2</sub>O prowadzonych przez Elliotta [1] i Grossa [2].

W pracy [TK1] badaliśmy widmo absorpcji wysokiej jakości objętościowego Cu<sub>2</sub>O za pomocą mostka optycznego przy wykorzystaniu jednomodowego lasera barwnikowego o strojonej długości fali. Podstawowym wynikiem naszych prac było **zaobserwowanie stanów ekscytonowych aż do stanu 25p włącznie**. Jest to znacząco więcej niż w przypadku typowych półprzewodników, np. GaAs, dla którego eksperymentalnie obserwowalne są stany od 1s do 3s. Przyczyna tej różnicy wciąż nie jest jasna. Z pewnością znaczenie ma różnica w energii wiązania, która wynosi 92 meV w Cu<sub>2</sub>O, co w porównaniu do GaAs z energią wiązania 4.2 meV skutkuje większą odpornością na wzbudzenia termiczne. Późniejsze pomiary w chłodziarce rozcieńczalnikowej sugerują jednak, że ograniczenie obserwowanej serii ekscytonowej wynika z innego czynnika. Być może pewien wkład ma charakter *p* badanych ekscytonów, choćby skutek zerowej amplitudy funkcji falowej dla zerowej odległości elektronu i dziury, zmniejsza wydajność nieradiacyjnych kanałów rozpadu.

Ważnym elementem pracy [TK1] była **analiza trendów parametrów opisujących linie ekscytonowe**: energii przejścia, szerokości linii oraz amplitudy linii w funkcji głównej liczby kwantowej *n*. Dla wartości *n* < 15, otrzymane wartości parametrów spełniały odpowiednie zależności potęgowe ( $E_0 - E \propto n^{-2}$ ;  $\text{FWHM} \propto n^{-3}$ ), natomiast dla wyższych wartości *n* zależności te ulegały załamaniu. Ponadto stwierdziliśmy, że punkt załamania zależności siły oscylatora zależy od intensywności pobudzania (np. w eksperymencie dwu-wiązkowym), tj. że przy silnym pobudzaniu linie odpowiadające najwyższym wartościom *n* dodatkowo słabną. Fakt ten zinterpretowaliśmy w języku blokady rydbergowskiej, o której znaczeniu decyduje duża rozciągłość stanów o wysokich *n*, sięgająca w przypadku stanu 25p odległości 1  $\mu\text{m}$ .

W kolejnej pracy z cyklu skupiliśmy się na ekscytonach o jeszcze wyższym orbitalnym momencie pędu [TK2]. Przejawem tych stanów jest obecność słabszych, wąskich linii na zboczu omówionych wyżej ekscytonów *p* żółtej serii. Grupy takich linii zaobserwowaliśmy dla *n*  $\geq$  4. Grupy te można było zaobserwować do *n* = 9 przy pomiarze zwykłej absorpcji lub do *n* = 12 przy

T. Kubiś

wykorzystaniu techniki modulacyjnej, aczkolwiek w tym ostatnim przypadku nie było już możliwe rozróżnienie poszczególnych linii w obrębie grupy.

Naturalną interpretacją tych dodatkowych grup linii są przejścia optyczne ekscytonów o wyższym momencie pędu:  $l = 3$  (tj. stany  $f$ ) oraz  $l = 5$  (tj. stany  $h$ ). Przeprowadzona przez nas analiza na gruncie teorii grup przewiduje, że np. dla w rozkładzie stanów  $f$  na reprezentacje nieprzywiedlne, reprezentacja  $\Gamma_4^-$  (odpowiadająca momentowi dipolowemu) występuje trzykrotnie. Przewidywanie to znajduje pełne potwierdzenie w uzyskanych wynikach eksperymentalnych. Dla  $n < 4$  nie zaobserwowaliśmy dodatkowych grup, co wynika z nieistnienia stanów  $1f-3f$ . Dla  $n = 4$  oraz  $n = 5$  występują grupy 3 dodatkowych linii. Od  $n = 6$  dodatkowo istnieją stany  $h$ , co powoduje dalszy wzrost liczby linii w widmie. Ta uderzająca zgodność nie jest jednak jedyną wartością pracy. Praktycznym wnioskiem z jednoczesnej obserwacji tych stanów było wyznaczenie wartości członu Hamiltonianu odpowiedzialnego za kubiczną anizotropię pasma walencyjnego w  $\text{Cu}_2\text{O}$  [TK2].

### Ciemne (szare) ekscytony w kropkach kwantowych CdTe/ZnTe

Opisane powyżej ekscytony nie są jedynym możliwym przypadkiem ekscytonów ciemnych. Jakościowo innym przykładem są ciemne ekscytony występujące w samo-organizujących się kropkach kwantowych III-V oraz II-VI o sieci krystalicznej odpowiadającej grupie  $T_d$ . Ekscytony związane w takim układzie składają się z elektronów z pasma przewodnictwa o spinie  $S_z = \pm \frac{1}{2}$  oraz dziur ciężkich o całkowitym momencie pędu  $J_z = \pm \frac{3}{2}$ . Cztery możliwe kombinacje tych wariantów rozpinają przestrzeń czterech stanów własnych ekscytonu. Strukturę widma tych stanów własnych typowo opisuje się za pomocą trzech parametrów oddziaływania wymiany [3]. Podstawowe rozszczepienie o wartości  $\delta_0$  zachodzi między stanami o spinach równoległych a stanami o spinach antyrównoległych. Stany zbudowane z nośników o antyrównoległych momentach pędu odpowiadają ekscytonom o całkowitym momencie pędu  $\pm 1$ , które mogą rekombinować prowadząc do powstania fotonów o odpowiedniej polaryzacji kołowej. Z kolei stany ekscytonowe zbudowane z nośników o równoległych momentach pędu mają całkowity moment pędu  $\pm 2$ , co uniemożliwia ich rekombinację radiacyjną (stany ciemne). Ze względu na anizotropię w płaszczyźnie próbki, podprzestrzenie stanów jasnych są dodatkowo rozszczepione na stany będące symetryczną lub antysymetryczną kombinacją stanów czystych spinowo. Wielkości tych rozszczepień oznacza się symbolami odpowiednio  $\delta_1$  (dla stanów jasnych) oraz  $\delta_2$  (dla stanów ciemnych). Lwia część prac na temat ekscytonów w kropkach kwantowych dotyczyła ekscytonów jasnych, np. w celu uzyskania źródła par splątanych fotonów poprzez redukcję wartości rozszczepienia anizotropowego  $\delta_1$  [4].

W naszych badaniach skupiliśmy się na mniej zbadanych ekscytonach ciemnych [TK3]. W prowadzonych eksperymentach wykorzystaliśmy samoorganizujące kropki kwantowe CdTe/ZnTe wytwarzane techniką epitaksji z wiązki molekularnej (MBE) w Instytucie Fizyki PAN. Istotnym kryterium wyboru tego układu była jego znajomość wyniesiona z badań z okresu doktoratu, które dowiodły wysokiej jakości optycznej posiadanych próbek.

W eksperymentach opisanych w pracy [TK3] do próbki przykładane było pole magnetyczne w płaszczyźnie (konfiguracja Voigta). Pole o takiej orientacji miesza stany jasne i ciemne, dzięki czemu można je zaobserwować np. w widmie luminescencji. Na podstawie pomiaru własności tak zmieszanych stanów w funkcji pola magnetycznego można w kolejnym kroku dokonać ekstrapolacji tych własności do  $B = 0$  T, co odpowiada czystym stanom ciemnym. Procedura ta pozwoliła nam wyznaczyć czas zaniku populacji ekscytonów ciemnych, co wymagało wykonania serii pomiarów czasowo-rozdzielczych dla różnych pól magnetycznych. Zebrane dane były zgodne z oczekiwanym trendem skracania się czasu zaniku w miarę zwiększania stopnia mieszania stanów jasnych

T. Wank

i ciemnych. Zależność mierzonego czasu zaniku w funkcji pola magnetycznego odpowiadała modelowi dwóch równoległych kanałów rozpadu: niezależnej od pola rekombinacji nieradiacyjnej oraz proporcjonalnej do kwadratu indukcji pola rekombinacji radiacyjnej. Wyznaczony czas zaniku związany z kanałem niezależnym od pola odpowiadał dziesiątkom nanosekund, tj. znacząco dłużej niż czas życia ekscytonu jasnego wynoszący ok. 0,4 ns.

Najważniejszym wynikiem pracy było jednak **zrozumienie natury tego zaniku**. Uzyskane przez nas wyniki wykazały, że **zanik ten nie ma jednak charakteru nieradiacyjnego, tylko radiacyjny z polaryzacją równoległą do osi wzrostu (kierunek z)**. Światło o takiej polaryzacji ukierunkowane jest w płaszczyźnie, tj. jest niedostępne przy standardowej konfiguracji eksperymentu.

Kluczowym czynnikiem prowadzącym do powstania tak zorientowanego dipolowego momentu przejścia jest mieszanie pasm walencyjnych, np. wskutek naprężenia w płaszczyźnie [5]. Opisany w pracy model teoretyczny pokazuje, że wartość momentu dipolowego przejścia w kierunku z jest wprost proporcjonalna do wielkości domieszki stanu lekkodziurowego do ciężkodziurowego stanu podstawowego. Co istotne, stopień mieszania można niezależnie wyznaczyć badając rozszczepienie Zeemana (a dokładniej: g-czynnik dziurowego) przejścia związanego z rekombinacją ekscytonu naładowanego. Uzyskana eksperymentalnie **korelacja między czasem życia ciemnego ekscytonu w nieobecności pola magnetycznego z wartością g-czynnik dziurowego dla danej kropki kwantowej jednoznacznie potwierdza poprawność naszej interpretacji**.

Ostatecznego dowodu na radiacyjny charakter zaniku populacji ciemnego ekscytonu dostarczyły bezpośrednie pomiary widma luminescencji zbieranej z krawędzi próbki. W takim eksperymencie, nawet w nieobecności pola magnetycznego, w widmie luminescencji widoczna była wyraźna linia emisyjna w energii odpowiadającej ekscytonowi ciemnemu. Dodatkowe **pomiary z rozdzielczością polaryzacyjną potwierdziły, że polaryzacja tego przejścia była zorientowana równoległe do osi wzrostu**.

Dla ścisłości należy uzupełnić, że w powyższym opisie nie wybrzmiała kwestia istnienia dwóch różnych stanów własnych ekscytonu ciemnego. Zgodnie z przedstawionym w pracy modelem, tylko jeden z tych dwóch stanów własnych powinien wykazywać moment dipolowy przejścia w kierunku z, natomiast drugi stan powinien być całkowicie ciemny. Z uwagi na niezerową wartość g-czynnik dziury, dwa stany ekscytonu ciemnego powinny również wykazywać inny stopień mieszania ze stanami jasnymi przy ustalonym polu magnetycznym. Istotnie, zmierzone w polu magnetycznym profile zaniku miały wyraźny charakter dwuwykładniczy, co prawdopodobnie było związane z różnicą w czasie życia populacji obu ekscytonów wskutek różnicy w sile mieszania ze stanami jasnymi. Zaskakująco, w granicy niepewności pomiarowej różnica ta zanikała przy ekstrapolacji obu czasów do  $B = 0$  T, co może wskazywać na efektywną termalizację między stanami ekscytonów ciemnych.

Zaletą trójwymiarowego potencjału wiążącego kropki kwantowej jest możliwość badania złożonych kompleksów ekscytonowych, które w innych warunkach mogłyby ulec dysocjacji z powodu odpychania Coulombowskiego. Szczególnie interesującym jest **przypadek podwójnie naładowanego ekscytonu  $X^{2-}$** , tj. kompleksu złożonego z trzech elektronów i jednej dziury. W pracy [TK4] opisane zostało zachowanie takiego kompleksu w przypadku kropki zawierającej pojedynczy jon manganu  $Mn^{2+}$ . Szczególną cechą kompleksu  $X^{2-}$  jest jego nieoczywisty związek z fizyką ekscytonu neutralnego X, wskazany we wcześniejszych pracach [6,7]. Ze względu na zamknięty charakter zawierającej 2 elektrony powłoki s, struktura subtelna  $X^{2-}$  jest zdeterminowana przez oddziaływanie wymienne trzeciego elektronu (z powłoki p) z dziurą. Sytuacja ta jest w **pełni analogiczna do sytuacji ekscytonu neutralnego**, gdzie oddziaływanie jednego elektronu z dziurą prowadzi do

T. Munk

charakterystycznej struktury stanów jasnych i ciemnych. Stan  $X^{2-}$  można zatem uważać za *model* ekscytonu neutralnego  $X$  opisany tym samym Hamiltonianem, tyle że z innymi wartościami parametrów wymiany  $\delta_i$ .

Wyniki zebrane w pracy [TK4] dowodzą, że analogia ta funkcjonuje również w przypadku kropek kwantowych domieszkowanych pojedynczymi jonami  $Mn^{2+}$ . Podobnie jak w przypadku ekscytonu neutralnego, mamy tu cztery możliwe konfiguracje spinowe, rozszczerzone na przestrzeń stanów „ciemnych” (o równoległym spinie elektronu  $p$  i dziury) oraz „jasnych” (o spinach antyrównoległych). Każda z tych podprzestrzeni jest dodatkowo rozszczerzona z uwagi na anizotropię w płaszczyźnie, jak również z uwagi na oddziaływanie wymienne ze zlokalizowanym spinem  $5/2$  jonu manganu.

Mimo daleko idącej analogii między  $X^{2-}$  oraz  $X$  w postaci Hamiltonianu oraz wynikających z tego stanów własnych, należy wszakże zwrócić uwagę na różnicę związaną z regułami wyboru. W szczególności w przypadku  $X^{2-}$  konfiguracja „ciemna” nadal podlega rekombinacji radiacyjnej, gdyż jeden z elektronów z powłoki  $s$  ma zawsze spin kompatybilny z dziurą. Oznacza to, że rekombinacji podlegają zarówno stany „jasne” jak i „ciemne” i to z podobną wydajnością. Z drugiej strony należy również uwzględnić strukturę stanu końcowego tj. dwóch elektronów pozostałych w konfiguracji singletowej lub trypletowej. Można zauważyć, że rekombinacja stanów „ciemnych” prowadzi wyłącznie do elektronów w konfiguracji trypletowej. Co za tym idzie, **przy ograniczeniu się do rekombinacji do stanu singletowego (wyraźnie oddzielonego energetycznie od pozostałych przejść) konfiguracje „ciemne” istotnie nie dają wkładu do widma luminescencji (są ciemne)**, przesuwając jeszcze dalej granicę przywołanej wcześniej analogii. Praktyczną korzyścią jest możliwość adaptacji technik opracowanych wcześniej dla ekscytonów neutralnych, jak np. opisanego w pracy [8] specyficznego dla kropek z manganem mechanizmu wyjaśniania ekscytonu ciemnego. Jednym z wyników pracy [TK4] było zastosowanie tej metody do wykazania zaniedbywalnej siły oddziaływania wymiany między elektronem na powłoce  $p$  a jonom  $Mn^{2+}$ .

### Ciemne (szare) ekscytony w dichalkogenkach wolframu

Trzeci analizowany **przypadek ciemnych ekscytonów dotyczy dwuwymiarowego układu monowarstwowych półprzewodzących dichalkogenków metali przejściowych:  $WSe_2$  oraz  $WS_2$** . Pierwsze prace na temat tych układów pojawiły się w 2010 [9]. W krótkim czasie zidentyfikowane zostały kluczowe własności struktury pasmowej [10–12], tj. konsekwencje istnienia dwóch nierównoważnych minimów struktury pasmowej w punktach  $K^+$  oraz  $K^-$  strefy Brillouina. Stany ekscytonowe mogą być złożone z nośników w każdej z tych dolin ( $K^+$  or  $K^-$ ), ale z uwagi na zasadę zachowania pędu dozwolone optycznie mogą być tylko ekscytony, w których zarówno elektron jak i dziura pochodzą z tej samej doliny.

Drugim warunkiem jaki muszą spełniać ekscytony jasne jest zgodność spinów tworzących go nośników. W przypadku dichalkogenków metali przejściowych mamy do czynienia z silnym rozszczerzeniem spin-orbitalnym pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego. Prowadzi to do sytuacji, gdy stan podstawowy danego nośnika w danej dolinie ( $K^+$  or  $K^-$ ) ma dobrze zdefiniowany spin ( $\uparrow$  or  $\downarrow$ ). W zależności od względnego znaku rozszczerzenia pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa, para nośników tworząca ekscyton w stanie podstawowym może mieć zgodne lub niezgodne orientacje spinu, co prowadzi odpowiednio do jasnego lub ciemnego charakteru stanu podstawowego ekscytonu.

Przypadek monowarstw  $WSe_2$  oraz  $WS_2$  odpowiada sytuacji ciemnego stanu podstawowego [13]. Wynikająca z tego obecność dużej populacji ekscytonów ciemnych ma szereg pośrednich skutków dla sygnału luminescencji. Pierwszym z takich efektów jest kwestia temperaturowej zależności

T. Kuch

intensywności świecenia, tj. sytuacja gdy podnoszenie temperatury kriostatu powoduje wzmocnienie sygnału luminescencji [14] wskutek termicznej aktywacji ciemnych ekscytonów. Inną konsekwencją jest obecność w widmach luminescencji pasma dodatkowych przejść w zakresie energetycznym poniżej ekscytonów jasnych. Ze względu na brak możliwości rozdzielenia poszczególnych linii dla zwykłych eksfoliowanych monowarstw  $WS_2$  i  $WSe_2$ , pasma te określane były roboczo jako *ekscytony zlokalizowane* (LE). Dzięki późniejszemu postępowi technologicznemu, a w szczególności opracowaniu techniki *enkapsulacji* heksagonalnym azotkiem boru (hBN) [15], możliwe stało się zidentyfikowanie poszczególnych składowych tego pasma, powiązanych z rekombinacją złożonych kompleksów ekscytonowych lub z przejściami zachodzącymi z emisją odpowiedniego fononu [16].

Jak wskazano powyżej, obecność pasma LE w widmie luminescencji monowarstw  $WSe_2$  oraz  $WS_2$  niewątpliwie wiąże się z obecnością ekscytonów ciemnych. **Prace [TK5] oraz [TK6] zawierają opis badań polaryzacyjnych LE w celu bliższego zbadania charakteru tego związku.** Nasze badania opierały się na idei eksperymentu orientacji optycznej. Wskutek pobudzenia próbki światłem o polaryzacji kołowej tworzyliśmy ekscytony w jednej z dwóch dolin. W trakcie czasu życia część ekscytonów podlegała rozpraszaniu międziodolinowemu, prowadząc do zmniejszenia się stopnia polaryzacji kołowej sygnału fotoluminescencji. Stopień zachowania tej polaryzacji (tj. efektywność orientacji optycznej) zależał od wielu czynników, np. od długości fali lasera pobudzającego. W naszej pracy badaliśmy przede wszystkim zależność tej efektywności od pola magnetycznego. Zaobserwowaliśmy w szczególności, że **efektywność orientacji optycznej badana dla LE gwałtownie poprawia się po przyłożeniu niewielkiego pola magnetycznego, już na poziomie 20 mT.** Efekt ten został określony mianem wywołanego polem wzmocnienia polaryzacji (Field-Induced Polarization Enhancement – FIPE). Należy podkreślić, że efekt ten nie jest związany ze zmianą polaryzacji luminescencji wskutek termalizacji ekscytonów w rozszczepionych efektem Zeemana dolinach [17], o czym niezależność FIPE od zwrotu przyłożonego pola.

Zaproponowana przez nas interpretacja efektu FIPE bazuje na zmianie charakteru stanów własnych; odpowiadających polaryzacji liniowej w nieobecności pola, a w granicy silnego pola dążących do czystych stanów spinowo-dolinowych. Opis taki można odnieść do różnych stanów ekscytonowych, natomiast tutaj istotny jest stan pośredniczący (utożsamiany ze stanem ciemnego ekscytonu), który pełni funkcję rezerwuaru ekscytonów dla LE. O obecności takiego stanu pośredniczącego wnioskujemy na podstawie zaskakującego stopnia zgodności pola krytycznego wyznaczonego dla różnych zakresów pasma LE [TK5]. Najbardziej zaskakująca jest jednak niska wartość tego pola krytycznego: ok. 20 mT. Nawet przy uwzględnieniu stosunkowo dużej wartości g-czynników stanów ciemnych (ok. -8 [18]), tak niskie pola krytyczne wskazują na czas życia ok. 100 ps [TK5]. Czas ten znacząco przekracza czasy zaniku ekscytonów jasnych w dichalkogenkach metali przejściowych [19]. Jest to dodatkowy argument za naszą **interpretacją efektu FIPE jako wyniku konkurencji między relaksacją międziodolinową a relaksacją wzbudzenia z ekscytonów ciemnych do ekscytonów zlokalizowanych.**

Efekt FIPE został zaobserwowany zarówno dla monowarstw  $WSe_2$  jak i  $WS_2$  [TK6]. Co ciekawe, wartości pól krytycznych w obu materiałach były prawie identyczne, co wskazuje na **zbliżone wartości szybkości relaksacji międziodolinowej ciemnych ekscytonów w obu materiałach.** Różnice między tymi materiałami ujawniają się natomiast przy analizowaniu zależności temperaturowych. Podczas zwiększania temperatury pole krytyczne pozostaje stałe dla  $WSe_2$ , natomiast stopniowo wzrasta dla  $WS_2$ . Jak pokazujemy w modelu w artykule [TK6], efekt taki może wynikać z różnicy w reżimach odpowiadających obu materiałom: spekulujemy, że w  $WSe_2$  **szybkość relaksacji międziodolinowej ciemnego ekscytonu jest większa niż szybkość relaksacji**

T. Kank

**energetycznej do stanów zlokalizowanych, podczas gdy relacja ta jest odwrócona dla ciemnych ekscytonów w WS<sub>2</sub>.**

W opisanych powyżej pracach [TK5,TK6] własności ekscytonów ciemnych były analizowane pośrednio, za pomocą modelowania efektów polaryzacyjnych obserwowanych dla pasma LE. Analogicznie do sytuacji samo-zorganizowanych kropek kwantowych, możliwe jest jednak również bezpośrednio zaobserwowanie ciemnych ekscytonów w widmie luminescencji. Pierwszą z metod jest zastosowanie pola magnetycznego w płaszczyźnie warstwy w celu zmieszania stanów jasnych i ciemnych ekscytonów. Zastosowanie tej metody do monowarstw dichalkogenków metali przejściowych zostało po raz pierwszy zademonstrowane w 2017 [20]. Eksperyment ten wymagał zastosowania silnego pola magnetycznego oraz precyzyjnego odejmowania tła (tj. widma w  $B = 0$  T) w celu odseparowania wkładu ciemnych ekscytonów do widma luminescencji. Sytuacja ta uległa radykalnej poprawie dzięki pojawieniu się techniki enkapsulacji hBN [15]. Dzięki poprawie jakości widma luminescencji, możliwe stało się badanie widma ciemnego ekscytonu w znacząco niższych polach magnetycznych. Co więcej, w przypadku wysokiej jakości enkapsulowanych próbek możliwe stało się zaobserwowanie rekombinacji ciemnego ekscytonu nawet w nieobecności pola magnetycznego dzięki emisji spolaryzowanej w kierunku  $z$  [21–23], analogicznie jak dla kropek kwantowych. Obserwacja tak spolaryzowanego światła jest wymagająca eksperymentalnie ze względu na ukierunkowanie emisji w obrębie płaszczyzny warstwy, jednak obserwacja taka pozwoliła na pierwsze wyznaczenie wielkości rozszczepienia subtelnego ekscytonów ciemnych w WSe<sub>2</sub> [23].

**W naszej pracy [TK7] opisane zostały szczegółowo metody manipulowania stanem i emisją ekscytonu ciemnego w WSe<sub>2</sub> za pomocą pola magnetycznego o różnej geometrii.** Stosując pole w konfiguracji Faradaya byliśmy w stanie potwierdzić doniesienia wcześniejszej pracy [23]. W nieobecności pola magnetycznego mamy do czynienia z 2 stanami własnymi ciemnego ekscytonu: szary ekscyton (odpowiadający reprezentacji  $\Gamma_4$  w grupie symetrii  $D_{3h}$ ) oraz całkowicie ciemny (odpowiadający reprezentacji  $\Gamma_3$ ). Zastosowanie obiektywu mikroskopowego umożliwia bezpośrednią obserwację pierwszego z nich dzięki niezerowej składowej  $z$  dipolowego momentu przejścia. W miarę przykładania pola magnetycznego w kierunku Faradaya, oddziaływanie Zeemana zaczyna dominować nad rozszczepieniem zeropolowym, wskutek czego oba stany własne dzielą się dipolowym momentem przejścia w osi  $z$ . Ekstrapolując pozycje obu linii do zerowego pola otrzymujemy wartość rozszczepienia subtelnego 0.6 meV. Te same pomiary pozwoliły nam także na wyznaczenia wartości bezwzględnej  $g$ -czynnika ciemnego ekscytonu jako 9,6.

W ramach pracy [TK7] badaliśmy również **wpływ pola magnetycznego w płaszczyźnie monowarstwy.** Zgodnie z oczekiwaniami, pole to prowadziło do zanedbywalnie małego przesunięcia energetycznego wskutek anizotropowego charakteru dolinowego efektu Zeemana [17] w połączeniu z silnym rozszczepieniem spin-orbitalnym. Zamiast tego obserwowany był stopniowy wzrost intensywności luminescencji ekscytonu ciemnego wskutek mieszania ze stanami jasnymi. Mechanizm ten jest efektywny dla obu ekscytonów ciemnych, prowadząc do wzajemnie prostopadłych polaryzacji liniowych (tj. dipolowego momentu przejścia w płaszczyźnie  $x,y$ ). Co ważne, **oba te efekty można harmonijnie połączyć przykładając pole magnetyczne w kierunku ukośnym.** Zgodnie z przewidywaniami modelu opartego na Hamiltonianie spinowym, moment dipolowy przejścia  $x,y$  wyindukowany poziomą składową pola magnetycznego jest efektywnie transformowany do polaryzacji  $\sigma^+$  and  $\sigma^-$  (w ogólności: eliptycznych), adekwatnie do symetrii stanów wymuszanych przez pionową składową pola magnetycznego. Dzięki takiemu podejściu **byliśmy w stanie jako pierwsi udowodnić ujemny znak  $g$ -czynnika ciemnego ekscytonu w WSe<sub>2</sub>.** Opracowana przez nas technika jest również istotna jako okno do selektywnego rezonansowego kreowania ciemnych ekscytonów w żądanej dolinie.

T. Kunk

Ze względu na dostępność wysokiej jakości neutralnych elektrycznie próbek, zdecydowana większość badań ciemnych ekscytonów w dichalkogenkach metali przejściowych dotyczyła monowarstw  $WSe_2$ . **Tematem pracy [TK8] była eksperymentalna weryfikacja, na ile podobne efekty zachodzą dla  $WS_2$ .** Przeprowadzone pomiary z wykorzystaniem silnego pola magnetycznego (do 30 T) zorientowanego w płaszczyźnie potwierdziły obecność ciemnych ekscytonów ok. 40 meV poniżej przejścia jasnego ekscytonu. Wskutek nakładania się kilku przejść optycznych w pomiarze tym nie było możliwe wyznaczenie rozszczepienia subtelnego. Sytuację zmieniło dopiero powtórzenie analogicznego eksperymentu w niższych polach magnetycznych, ale z rozdzielczością polaryzacyjną, co pozwoliło na wyznaczenie osobno pozycji energetycznej każdej z dwóch wzajemnie prostopadle spolaryzowanych linii.

Warto zwrócić uwagę, że wyniki zaprezentowane w obu pracach [TK7,TK8] dowodzą, że nawet przy silnym polu magnetycznym (30 T) zorientowanym w płaszczyźnie, **radiacyjna rekombinacja nie jest dominującym kanałem zaniku ciemnych ekscytonów.** Dowodzą tego m.in. pomiary czasu zaniku prowadzone za pomocą kamery smugowej, które nie ujawniły istotnego skracania się czasu życia przy wzroście pola magnetycznego indukującego mieszanie jasnych i ciemnych ekscytonów. Do tego samego wniosku można dojść również na podstawie analizy intensywności luminescencji w funkcji pola magnetycznego. W całym dostępnym zakresie pól intensywność jest proporcjonalna do kwadratu pola magnetycznego, co nie miałyby miejsca, gdyby kanał radiacyjny był już dominujący.

Podsumowując ten cykl publikacji można stwierdzić, że występujące w różnych układach półprzewodnikowych ekscytony ciemne są atrakcyjną platformą do badań podstawowych ze względu na wysoki stopień kontroli. Za pomocą odpowiednio zorientowanego pola magnetycznego można sterować zarówno widmem energetycznym (rozszczepieniem) jak i szybkością rekombinacji. W przypadku dichalkogenków wolframu, głównym zidentyfikowanym problemem jest obecność konkurencyjnych kanałów rozpadu dominujących nad rekombinacją radiacyjną. Przyszłość pokaże, na ile możliwa jest zmiana tej sytuacji na skutek dalszej poprawy jakości wytwarzanych struktur, co walnie przyczyniłoby się do wykorzystania ciemnych ekscytonów również w bardziej praktycznych zastosowaniach.

## Bibliografia

- [1] R. J. Elliott, *Intensity of Optical Absorption by Excitons*, Phys. Rev. **108**, 1384 (1957).
- [2] E. F. Gross, *Optical Spectrum of Excitons in the Crystal Lattice*, Il Nuovo Cimento 1955-1965 **3**, 672 (1956).
- [3] M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopff, and F. Schäfer, *Fine Structure of Neutral and Charged Excitons in Self-Assembled In(Ga)As/(Al)GaAs Quantum Dots*, Phys. Rev. B **65**, 195315 (2002).
- [4] O. Benson, C. Santori, M. Pelton, and Y. Yamamoto, *Regulated and Entangled Photons from a Single Quantum Dot*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2513 (2000).
- [5] M. A. Dupertuis, K. F. Karlsson, D. Y. Oberli, E. Pelucchi, A. Rudra, P. O. Holtz, and E. Kapon, *Symmetries and the Polarized Optical Spectra of Exciton Complexes in Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **107**, 127403 (2011).
- [6] T. Kazimierzuk, T. Smoleński, M. Goryca, Ł. Kłopotowski, P. Wojnar, K. Fronc, A. Golnik, M. Nawrocki, J. A. Gaj, and P. Kossacki, *Magnetophotoluminescence Study of Intershell Exchange Interaction in CdTe/ZnTe Quantum Dots*, Phys. Rev. B **84**, 165319 (2011).
- [7] T. Kazimierzuk, T. Smoleński, J. Kobak, M. Goryca, W. Pacuski, A. Golnik, K. Fronc, Ł. Kłopotowski, P. Wojnar, and P. Kossacki, *Optical Study of Electron-Electron Exchange Interaction in CdTe/ZnTe Quantum Dots*, Phys. Rev. B **87**, 195302 (2013).

T. Kłopotowski



- [8] M. Goryca, P. Plochocka, T. Kazimierzczuk, P. Wojnar, G. Karczewski, J. A. Gaj, M. Potemski, and P. Kossacki, *Brightening of Dark Excitons in a Single CdTe Quantum Dot Containing a Single Mn<sup>2+</sup> ion*, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. **82**, (2010).
- [9] K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, *Atomically Thin MoS<sub>2</sub>: A New Direct-Gap Semiconductor*, Phys. Rev. Lett. **105**, 136805 (2010).
- [10] T. Cao, G. Wang, W. Han, H. Ye, C. Zhu, J. Shi, Q. Niu, P. Tan, E. Wang, B. Liu, and J. Feng, *Valley-Selective Circular Dichroism of Monolayer Molybdenum Disulphide*, Nat. Commun. **3**, 887 (2012).
- [11] K. F. Mak, K. He, J. Shan, and T. F. Heinz, *Control of Valley Polarization in Monolayer MoS<sub>2</sub> by Optical Helicity*, Nat. Nanotechnol. **7**, 494 (2012).
- [12] D. Xiao, G.-B. Liu, W. Feng, X. Xu, and W. Yao, *Coupled Spin and Valley Physics in Monolayers of MoS<sub>2</sub> and Other Group-VI Dichalcogenides*, Phys. Rev. Lett. **108**, 196802 (2012).
- [13] G.-B. Liu, W.-Y. Shan, Y. Yao, W. Yao, and D. Xiao, *Three-Band Tight-Binding Model for Monolayers of Group-VIB Transition Metal Dichalcogenides*, Phys. Rev. B **88**, 085433 (2013).
- [14] X.-X. Zhang, Y. You, S. Y. F. Zhao, and T. F. Heinz, *Experimental Evidence for Dark Excitons in Monolayer WSe<sub>2</sub>*, Phys. Rev. Lett. **115**, 257403 (2015).
- [15] F. Cadiz, E. Courtade, C. Robert, G. Wang, Y. Shen, H. Cai, T. Taniguchi, K. Watanabe, H. Carrere, D. Lagarde, M. Manca, T. Amand, P. Renucci, S. Tongay, X. Marie, and B. Urbaszek, *Excitonic Linewidth Approaching the Homogeneous Limit in MoS<sub>2</sub>-Based van Der Waals Heterostructures*, Phys. Rev. X **7**, 021026 (2017).
- [16] E. Liu, J. van Baren, C.-T. Liang, T. Taniguchi, K. Watanabe, N. M. Gabor, Y.-C. Chang, and C. H. Lui, *Multipath Optical Recombination of Intervalley Dark Excitons and Trions in Monolayer WSe<sub>2</sub>*, Phys. Rev. Lett. **124**, 196802 (2020).
- [17] Y. Li, J. Ludwig, T. Low, A. Chernikov, X. Cui, G. Arefe, Y. D. Kim, A. M. van der Zande, A. Rigosi, H. M. Hill, S. H. Kim, J. Hone, Z. Li, D. Smirnov, and T. F. Heinz, *Valley Splitting and Polarization by the Zeeman Effect in Monolayer MoSe<sub>2</sub>*, Phys. Rev. Lett. **113**, 266804 (2014).
- [18] M. Koperski, M. R. Molas, A. Arora, K. Nogajewski, M. Bartos, J. Wyzula, D. Vaclavkova, P. Kossacki, and M. Potemski, *Orbital, Spin and Valley Contributions to Zeeman Splitting of Excitonic Resonances in MoSe<sub>2</sub>, WSe<sub>2</sub> and WS<sub>2</sub> Monolayers*, 2D Mater. **6**, 015001 (2018).
- [19] C. Robert, D. Lagarde, F. Cadiz, G. Wang, B. Lassagne, T. Amand, A. Balocchi, P. Renucci, S. Tongay, B. Urbaszek, and X. Marie, *Exciton Radiative Lifetime in Transition Metal Dichalcogenide Monolayers*, Phys. Rev. B **93**, (2016).
- [20] M. R. Molas, C. Faugeras, A. O. Slobodeniuk, K. Nogajewski, M. Bartos, D. M. Basko, and M. Potemski, *Brightening of Dark Excitons in Monolayers of Semiconducting Transition Metal Dichalcogenides*, 2D Mater. **4**, 021003 (2017).
- [21] Y. Zhou, G. Scuri, D. S. Wild, A. A. High, A. Dibos, L. A. Jauregui, C. Shu, K. De Greve, K. Pistunova, A. Y. Joe, T. Taniguchi, K. Watanabe, P. Kim, M. D. Lukin, and H. Park, *Probing Dark Excitons in Atomically Thin Semiconductors via Near-Field Coupling to Surface Plasmon Polaritons*, Nat. Nanotechnol. **12**, 9 (2017).
- [22] G. Wang, C. Robert, M. M. Glazov, F. Cadiz, E. Courtade, T. Amand, D. Lagarde, T. Taniguchi, K. Watanabe, B. Urbaszek, and X. Marie, *In-Plane Propagation of Light in Transition Metal Dichalcogenide Monolayers: Optical Selection Rules*, Phys. Rev. Lett. **119**, 047401 (2017).
- [23] C. Robert, T. Amand, F. Cadiz, D. Lagarde, E. Courtade, M. Manca, T. Taniguchi, K. Watanabe, B. Urbaszek, and X. Marie, *Fine Structure and Lifetime of Dark Excitons in Transition Metal Dichalcogenide Monolayers*, Phys. Rev. B **96**, (2017).

## Cykl publikacji na temat spektroskopii ciemnych („szarych”) ekscytonów w półprzewodnikach o różnej wymiarowości

Do wniosku załączone zostały deklaracje opisujące wkład aplikującego oraz kluczowych współautorów poszczególnych publikacji.

- [TK1] **T. Kazimierzuk**, D. Fröhlich, S. Scheel, H. Stolz, and M. Bayer, *Giant Rydberg Excitons in the Copper Oxide  $Cu_2O$* , Nature 514, 343 (2014).
- [TK2] J. Thewes, J. Heckötter, **T. Kazimierzuk**, M. Aßmann, D. Fröhlich, M. Bayer, M. A. Semina, and M. M. Glazov, *Observation of High Angular Momentum Excitons in Cuprous Oxide*, Phys. Rev. Lett. 115, 027402 (2015).
- [TK3] T. Smoleński, **T. Kazimierzuk**, M. Goryca, T. Jakubczyk, Ł. Kłopotowski, Ł. Cywiński, P. Wojnar, A. Golnik, and P. Kossacki, *In-Plane Radiative Recombination Channel of a Dark Exciton in Self-Assembled Quantum Dots*, Phys. Rev. B 86, 241305 (2012).
- [TK4] T. Smoleński, M. Koperski, M. Goryca, P. Wojnar, P. Kossacki, and **T. Kazimierzuk**, *Optical Study of a Doubly Negatively Charged Exciton in a CdTe/ZnTe Quantum Dot Containing a Single  $Mn^{2+}$  Ion*, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. **92**, (2015).
- [TK5] T. Smoleński, M. Goryca, M. Koperski, C. Faugeras, **T. Kazimierzuk**, A. Bogucki, K. Nogajewski, P. Kossacki, and M. Potemski, *Tuning Valley Polarization in a  $WSe_2$  Monolayer with a Tiny Magnetic Field*, Phys. Rev. X 6, 021024 (2016).
- [TK6] T. Smoleński, **T. Kazimierzuk**, M. Goryca, M. R. Molas, K. Nogajewski, C. Faugeras, M. Potemski, and P. Kossacki, *Magnetic Field Induced Polarization Enhancement in Monolayers of Tungsten Dichalcogenides: Effects of Temperature*, 2D Mater. 5, 015023 (2018).
- [TK7] M. R. Molas, A. O. Slobodeniuk, **T. Kazimierzuk**, K. Nogajewski, M. Bartos, P. Kapuściński, K. Oreszczuk, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Faugeras, P. Kossacki, D. M. Basko, and M. Potemski, *Probing and Manipulating Valley Coherence of Dark Excitons in Monolayer  $WSe_2$* , Phys. Rev. Lett. 123, 096803 (2019).
- [TK8] M. Zinkiewicz, A. O. Slobodeniuk, **T. Kazimierzuk**, P. Kapuściński, K. Oreszczuk, M. Grzeszczyk, M. Bartos, K. Nogajewski, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Faugeras, P. Kossacki, M. Potemski, A. Babiński, and M. R. Molas, *Neutral and Charged Dark Excitons in Monolayer  $WS_2$* , Nanoscale 12, 18153 (2020).

### 5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej.

Bezpośrednio po uzyskaniu stopnia naukowego doktora podjąłem pracę w ramach 2,5-letniego stażu po-doktorskiego na Technicznym Uniwersytecie w Dortmundzie w grupie prof. Manfreda Bayera. Moim głównym projektem badawczym było badanie metodami pompa-sonda wpływu spinów jądrowych na dynamikę elektronów. Podczas stażu pracowałem jednak również nad innymi projektami.

T. Mandy

Jednym z dodatkowych projektów było badanie ekscytonów w objętościowym kryształku  $\text{Cu}_2\text{O}$ . Uzyskane w tym zakresie wyniki wchodziły w skład cyklu publikacji omówionego w części 4.

Innym nurtem prowadzonych eksperymentów było wykorzystanie kamery smugowej w trybie zliczania fotonów do badania koherencji jednowymiarowych kondensatów polaritonowych [24]. Praca ta była możliwa dzięki rozbudowie nowatorskiej techniki ultraszybkich korelacji z wykorzystaniem kamery smugowej do pomiarów dwuwiązkowych.

Przywołane powyżej eksperymenty korelacji fotonów były ponadto inspiracją do realizacji innego projektu: wykorzystania statystyki fotonów pobudzających jako parametru przy badaniu nieliniowych układów fotonicznych [25]. Eksperyment ten wykorzystywał bardziej klasyczny układ korelacyjny typu Hanbury-Brown-Twiss z dwiema fotodiodami lawinowymi. Służył on do pomiaru odpowiedzi układu na pobudzenie światłem o różnej statystyce fotonów, np. koherentnym lub pseudo-termicznym. Uzyskane wyniki były dowodem na to, że przy silnie nieliniowych układach nie można ograniczyć się jedynie do operowania wartościami oczekiwanymi liczby fotonów w wiązce pobudzającej.

- [24] J. Schmutzler, T. Kazimierczuk, Ö. Bayraktar, M. Aßmann, M. Bayer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, and S. Höfling, *Influence of Interactions with Noncondensed Particles on the Coherence of a One-Dimensional Polariton Condensate*, Phys. Rev. B **89**, 115119 (2014).
- [25] T. Kazimierczuk, J. Schmutzler, M. Aßmann, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, and M. Bayer, *Photon-Statistics Excitation Spectroscopy of a Quantum-Dot Micropillar Laser*, Phys. Rev. Lett. **115**, 027401 (2015).

## 6. Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę.

### Opieka nad pracami dyplomowymi

- Promotor pracy licencjackiej Aleksandra Rodka pt. "Korelacje pojedynczych fotonów emitowanych z kropek kwantowych II-VI w układzie opartym na światłowodach jednomodowych" (2017, Wydział Fizyki UW)
- Promotor pracy magisterskiej Piotra Starzyka pt. "Spektroskopia rezonansowa kropek kwantowych" (2017, Wydział Fizyki UW)
- Promotor pomocniczy doktoratu Aleksandra Rodka (w trakcie)
- Promotor pomocniczy doktoratu Aleksandra Boguckiego (w trakcie)

### Dydaktyka

Jako nauczyciel akademicki w ostatnich latach prowadziłem następujące zajęcia dydaktyczne na Wydziale Fizyki UW. W szczególności uczestniczyłem w opracowaniu koncepcji i programu wykładów z Technologii Cyfrowych i Programowania I dla studentów I roku. Prowadziłem ponadto następujące zajęcia:

- Fizyka Materii Skondensowanej i Struktur Półprzewodnikowych – wykład dla studentów I roku studiów II stopnia
- Technologie Cyfrowe – wykład dla studentów I roku studiów I stopnia
- Programowanie I – wykład dla studentów I roku studiów I stopnia
- Fizyka I: Mechanika – ćwiczenia dla studentów I roku studiów I stopnia

T. Kamiński

- Fizyka III: Fale – dla studentów II roku studiów I stopnia
- Narzędzia obliczeniowe w analizie danych eksperymentalnych w fizyce materii skondensowanej – ćwiczenia dla studentów I roku studiów II stopnia
- Pracownia komputerowa – ćwiczenia dla studentów I roku studiów I stopnia
- Programowanie I R – ćwiczenia dla studentów I roku studiów I stopnia
- Programowanie II R – ćwiczenia dla studentów II roku studiów I stopnia

### Popularyzacja

Od 2005 jestem członkiem Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej. W ramach pracy w Komitecie uczestniczę w układaniu zadań, ocenianiu rozwiązań uczniów oraz jestem zaangażowany w część eksperymentalną obozu przygotowawczego dla uczniów przed Olimpiadą Międzynarodową. Pełnię również funkcję Sekretarza do spraw systemów informatycznych. W 2020 r. byłem *team leaderem* polskiej drużyny odpowiadającym za prawidłowy przebieg Europejskiej Olimpiady Fizycznej odbywającej się w trybie rozproszonym w poszczególnych krajach.

### Zaangażowanie w sprawy organizacyjne

- Członek Rady Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (2014 – obecnie)
- Członek Rady Naukowej Dyscypliny (RND) Nauk Fizycznych Uniwersytetu Warszawskiego (2019 – obecnie)
- Jestem zaangażowany w realizację projektu “Inicjatywa Doskonałości – Uczelnia Badawcza” (IDUB) na Uniwersytecie Warszawskim. W szczególności jestem aktywnym członkiem Komitetu Koordynacyjnego Priorytetowych Obszarów Badawczych. Pełnię również funkcję Kierownika Działania „Fundusz Rozwoju i Odnawiania Infrastruktury Badawczej”, które jest jednym z dwóch głównych działań IDUB związanych z inwestycjami infrastrukturalnymi.

**7. Oprócz kwestii wymienionych w pkt. 1-6, wnioskodawca może podać inne informacje, ważne z jego punktu widzenia, dotyczące jego kariery zawodowej.**

Tomaz Kaimpe