

Autoreferat

1. Imię i nazwisko.

Mateusz Goryca

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 z wyróżnieniem przez Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz przez Université Joseph Fourier (obecnie Université Grenoble Alpes), Grenoble, Francja – praca doktorska została zrealizowana na obu uniwersytetach w ramach programu *cotutelle*; tytuł rozprawy doktorskiej: *Spin dynamics in low-dimensional semiconductor structures*.
- 2007 tytuł zawodowy magistra z fizyki nadany z wyróżnieniem przez Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych.

- 11.2020–obecnie Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki – praca badawcza oraz dydaktyczna na stanowisku adiunkta;
- 09.2017–10.2020 Los Alamos National Laboratory, USA – praca badawcza jako Director's Postdoctoral Fellow;
- 11.2013–09.2017 Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki – praca badawcza oraz dydaktyczna na stanowisku adiunkta;
- 09.2013–10.2013 French National Centre for Scientific Research (CNRS), Grenoble, Francja – praca naukowa jako badacz wizytujący;
- 03.2012–08.2013 Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki – praca badawcza oraz dydaktyczna na stanowisku adiunkta.

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

Omówionym tutaj osiągnięciem jest cykl artykułów naukowych dotyczących optycznych badań dwuwymiarowych systemów spinowych niekonwencjonalnymi metodami eksperymentalnymi.

I. Wstęp

W fizyce ciała stałego optyczne techniki eksperymentalne odgrywają kluczową rolę w odkrywaniu skomplikowanych właściwości układów materii skondensowanej. Wykorzystując oddziaływanie światło-materia do badania właściwości elektronowych czy strukturalnych, ułatwiają precyzyjne wyznaczenie stałych optycznych, struktury pasmowej i innych parametrów niezbędnych do projektowania i optymalizacji nowych materiałów i urządzeń. Do konwencjonalnych, najczęściej stosowanych technik należą liniowa

spektroskopia bez rozdzielczości czasowej (w tym fotoluminescencja, absorpcja, rozpraszanie Ramana i spektroskopia fourierowska w podczerwieni), techniki czasowo-rozdzielcze (w tym spektroskopia pompa-sonda) oraz eksperymenty magnetoptyczne. Czasami jednak, aby uzyskać dostęp do kluczowych informacji o badanym systemie, potrzebne jest użycie mniej konwencjonalnego podejścia. Wynika to albo z konieczności zastosowania ekstremalnych warunków eksperymentalnych (np. ekstremalnego ciśnienia lub pola magnetycznego, ultra-niskich temperatur) lub zupełnie innej procedury, często zapożyczony z pozornie niezwiązanej dziedziny badań.

W prezentowanym cyklu artykułów naukowych wykorzystałem dwie takie niekonwencjonalne techniki eksperymentalne do zbadania podstawowych właściwości dwóch różnych dwuwymiarowych układów spinowych: monowarstw dichalkogenków metali przejściowych (ang. Transition Metal Dichalcogenides, TMD) i systemów sztucznego lodu spinowego¹ (ang. Artificial Spin Ice, ASI). W pierwszej kolejności wykorzystałem ekstremalne pola magnetyczne rzędu 100 T (wytwarzane m.in. za pomocą najsilniejszego na świecie nieniszczącego magnesu impulsowego) do zbadania podstawowych parametrów optoelektronicznych całej rodziny materiałów TMD, a także interesujących właściwości dwuwymiarowego gazu elektronów i dziur obecnego w tych materiałach. Następnie wykorzystałem rzadką, ale niezwykle użyteczną technikę optycznej spektroskopii szumu, aby poznać dynamiczne właściwości tych dwuwymiarowych gazów nośników. Wreszcie, wykorzystując wiedzę zdobytą w tych eksperymentach, użyłem spektroskopii szumów do zbadania szeregu interesujących zjawisk w kilku systemach ASI.

Poniższy opis rozpocznę od prezentacji dwóch badanych systemów, a w kolejnych częściach omówię prezentowany cykl artykułów naukowych.

1.1. Dichalkogenki metali przejściowych (TMD)

Związki TMD, takie jak MoS_2 czy WSe_2 , to rodzina dwuwymiarowych materiałów obecnie szeroko badanych ze względu na ich dość nietypowe właściwości. Ich atomowo cienkie warstwy mają dwuwymiarową, heksagonalną strukturę krystaliczną podobną do grafenu, ale – w przeciwieństwie do grafenu – są półprzewodnikami. W formie objętościowej materiały TMD posiadają skośną przerwę energetyczną [1,2], ale po zredukowaniu ich grubości do pojedynczej monowarstwy stają się półprzewodnikami z przerwą prostą [3,4]. Sprawia to, że mogą być one niezwykle użyteczne w zastosowaniach optoelektronicznych, takich jak emitery światła i fotodetektory. Ponadto, ze względu na brak centrum inwersji sieci, ich struktura pasmowa posiada dwie nierównoważne doliny w punktach K i K' heksagonalnej strefy Brillouina [5,6]. W przeciwieństwie do większości konwencjonalnych półprzewodników, w materiałach TMD ten dolinowy stopień swobody jest bezpośrednio sprzężony z określonymi polaryzacjami kołowymi przejść optycznych. Takie zależne od doliny reguły wyboru wynikają z tzw. blokady spinowo-dolinowej [5] (ang. spin-valley locking), za którą stoi silne sprzężenie spin-orbita. Te dwie właściwości TMD – obecność niezerowej, prostej przerwy energetycznej oraz dolinowego stopnia swobody bezpośrednio sprzężonego ze światłem – ożywiły na nowo zainteresowanie dziedziną *valleytroniki* (ang. *valleytronics*). Koncentruje się ona na istniejącej od dawna idei wykorzystania dolinowego stopnia swobody elektronu lub dziury do kodowania informacji [7-12], w przypadku TMD

¹ Ze względu na fakt, że badania tych materiałów stanowią stosunkowo młodą dziedzinę, jest ona w chwili obecnej jeszcze praktycznie nieobecna w polskiej literaturze. Stąd brak powszechnie przyjętej polskiej nomenklatury dla tego systemu. W niniejszym opracowaniu posługuję się zatem przede wszystkim angielskim akronimem (ASI). Tam gdzie to konieczne stosuję bezpośrednie tłumaczenie z języka angielskiego mając świadomość, że w przyszłości inna forma może zostać uznana za bardziej właściwą.

wzbogaconej o obecność całkowicie optycznego interfejsu do kreowania i wykrywania polaryzacji dolinowej (nieobecną w większości konwencjonalnych półprzewodników).

Nie mniej ważną własnością materiałów TMD (oraz niektórych innych materiałów warstwowych) jest również unikalna możliwość łączenia różnych systemów poprzez mechaniczne układanie ich monowarstw jedna na drugiej wg niemal dowolnego schematu [13]. Daje to bezprecedensową, precyzyjną kontrolę nad wytworzonymi w ten sposób tzw. heterostrukturami van der Waalsa o właściwościach niespotykanych w naturze i niemożliwych do wytworzenia innymi metodami.

I.2. Sztuczny lód spinowy (ASI)

Rodzina ASI to dwuwymiarowe metamateriały wykonane z oddziałujących ze sobą nanomagnesów ułożonych w periodyczne sieci, w których oddziaływania między poszczególnymi elementami można regulować zmieniając rozmiar i odstęp między nimi oraz poprzez dobór ogólnej geometrii sieci [14,15]. Pierwotnie zaprojektowane zostały w celu naśladowania sfrustrowanych oddziaływań magnetycznych w naturalnych minerałach pirochlorowych należących do klasy lodu spinowego (ang. spin ice) (takich jak $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ czy $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$), które posiadają stany niskotemperaturowe o nieznikającej entropii, ściśle związanej i stanowiącej odpowiednik entropii krystalicznego lodu wodnego - stąd nazwa *lód spinowy*. Jednak zasadniczo nieograniczona swoboda projektowania sieci ASI szybko zaowocowała badaniami nowych topologii magnetycznych, które nie występują w układach naturalnych i w których stopień frustracji magnetycznej, ekstensywnej degeneracji i entropii rezydualnej można dowolnie projektować [16,17]. Jednocześnie niewielki rozmiar i anizotropia nanomagnesów tworzących sieć ASI sprawiają, że zachowują się one – z bardzo dobrym przybliżeniem – jak pojedyncze isingowskie makrospiny, dzięki czemu opis i modelowanie systemów ASI są stosunkowo nieskomplikowane.

Jedną z najbardziej ekscytujących właściwości zarówno naturalnych materiałów należących do klasy lodu spinowego, jak i ASI jest to, że podstawowe wzbudzenia w tych układach można opisać w kategoriach *efektywnych* monopoli magnetycznych [18-20], to jest mobilnych kwazicząstek, które posiadają odpowiednik ładunku magnetycznego. Ładunek ten związany jest z dyskretnym analogiem niezerowej dywergencji pola magnetycznego w sieci ASI. W najprostszym przypadku ASI o sieci kwadratowej, w każdym wierzchołku sieci spotykają się cztery momenty magnetyczne, przy czym najbliżsi sąsiedzi są do siebie prostopadli. W stanie o najniższej energii orientacja tych momentów w każdym wierzchołku jest zgodna z „regułą lodu” (ang. ice rule): „2 do wewnątrz/2 na zewnątrz”, a zatem żaden wierzchołek nie posiada ładunku magnetycznego. Jednak zmiana orientacji (ang. spin-flip) dowolnego z czterech momentów w danym wierzchołku prowadzi do konfiguracji o wyższych energiach („3 do wewnątrz/1 na zewnątrz” lub „1 do wewnątrz/3 na zewnątrz”), które można opisać używając języka kwazicząstek – monopoli magnetycznych. Takie kwazicząstki mogą oddziaływać ze sobą oraz z zewnętrznym polem magnetycznym poprzez magnetyczny analog elektronowego oddziaływania kulombowskiego, prowadząc do pojawienia się szeregu nowych zjawisk [15,21], w tym możliwości ucieleśnienia idei „magnetyczności” (ang. „magnetcity” – magnetycznego analogu elektryczności) [21].

II. Spektroskopia materiałów TMD w ekstremalnych polach magnetycznych

Z punktu widzenia zastosowań materiałów TMD w optoelektronice, właściwości związane z ekscytonami – podstawowymi kwazicząstkami wzbudzonymi przez światło – są szczególnie istotne. Masa efektywna, rozmiar, energia wiązania i czas życia ekscytynu

są parametrami kluczowymi, podobnie jak własności ekranowania dielektrycznego i przerwa energetyczna samego materiału. Te parametry materiałowe stanowią podstawowe dane wejściowe dla realistycznych modeli urządzeń optoelektronicznych, jak również są niezbędne do projektowania i inżynierii funkcjonalnych heterostruktur van der Waalsa. Jednak do bardzo niedawna wartości wielu z tych podstawowych parametrów – w szczególności masy efektywne ekscytonów i efektywny zasięg ekranowania dielektrycznego – były nadal czerpane z obliczeń teorii funkcjonału gęstości (ang. Density Functional Theory, DFT) [22-24] i nie zostały wyznaczone eksperymentalnie.

Co do zasady, te kluczowe parametry materiałowe mogą być wyznaczone eksperymentalnie przy użyciu optycznej spektroskopii ekscytonów w silnych polach magnetycznych – i historycznie tak właśnie było w przypadku wielu „konwencjonalnych” półprzewodników z grup III-V i II-VI. Wynika to ze sposobu, w jaki pole magnetyczne modyfikuje energie ekscytonów [25,26]. Dla pola B na tyle słabego, aby energia cyklotronowa $\hbar\omega_c = \hbar eB/m_r$ była znacznie mniejsza niż energia wiązania ekscytonu, poprawką najniższego rzędu do energii ekscytonu jest przesunięcie diamagnetyczne (ang. diamagnetic shift) proporcjonalne do kwadratu pola: $\Delta E = \sigma B^2$, gdzie współczynnik diamagnetyczny σ zależy od rozmiaru obwiedni funkcji falowej ekscytonu w płaszczyźnie normalnej do B i od zredukowanej masy efektywnej ekscytonu m_r . Pierwszy z tych parametrów zależy przede wszystkim od właściwości dielektrycznych materiału (i jego bezpośredniego otoczenia w przypadku struktur niskowymiarowych, w których funkcja falowa ekscytonu rozciąga się poza samą strukturę) [27,28]. W przeciwnej granicy silnego pola magnetycznego, gdy energia cyklotronowa jest znacznie większa niż energia wiązania ekscytonu, ta druga jest pomijalna w porównaniu z separacją poziomów Landaua elektronów lub dziur. W takiej sytuacji międzypasmowe przejścia optyczne zachodzą pomiędzy liniowo zmieniającymi się w polu poziomami Landaua w pasmach walencyjnym i przewodnictwa, a przez to energie przejść ekscytonowych rosną w przybliżeniu liniowo z polem, z nachyleniem $(N+1/2)\hbar\omega_c = (N+1/2)\hbar eB/m_r$ (gdzie N jest indeksem poziomów Landaua związanych z danym przejściem), jeśli zaniedbamy efekty spinowe. W związku z tym pomiar liniowej zależności energii przejść ekscytonowych od pola magnetycznego w reżimie silnych pól magnetycznych stanowi potężne narzędzie do bezpośredniego pomiaru efektywnej masy ekscytonu, niezależne od innych parametrów materiałowych i modelu potencjału elektrostatycznego. Jak wspomniano powyżej, takie podejście zostało z powodzeniem zastosowane dla wielu konwencjonalnych układów półprzewodnikowych [29-31], dla których pole wymagane do osiągnięcia reżimu silnego pola wynosi zazwyczaj kilka tesli. Jednak przypadek monowarstw TMD jest znacznie trudniejszy. Ze względu na znacznie większą energię wiązania ekscytonu (setki meV w porównaniu do ok. 5 meV dla GaAs) i znacznie mniejszy promień ekscytonu (ok. 1 nm w porównaniu do ok. 10 nm dla GaAs), pole wymagane do osiągnięcia reżimu wysokiego pola dla monowarstwy TMD jest rzędu 1000 T, co czyni eksperyment praktycznie niemożliwym.

Aby rozwiązać ten problem, w pracy [MG1] zastosowaliśmy dwojakić podejście: po pierwsze, skupiliśmy się nie tylko na najsilniej związanym stanie podstawowym ekscytonu neutralnego ($1s$), ale także – dzięki wysokiej jakości badanych materiałów i zastosowaniu silnych pól magnetycznych – byliśmy w stanie śledzić znacznie słabiej związane wzbudzone stany rydbergowskie ($2s$, $3s$, ...), podobnie jak poczyniono to w [32] dla monowarstwy WSe₂. Pozwoliło nam to na zredukowanie wartości potrzebnego pola magnetycznego poniżej 100 T, co nadal jest wartością ekstremalną, niemniej jednak eksperymentalnie osiągalną. Dzięki temu, przy użyciu najsilniejszego na świecie nieniszczącego magnesu impulsowego [33], mogliśmy zaobserwować ewolucję stanów ekscytonowych widocznych w widmach absorpcyjnych dla całej rodziny materiałów TMD opartych na molibdenie oraz wolframie. Na podstawie niemal liniowego przesunięcia



diamagnetycznego najwyższych zaobserwowanych stanów rydbergowskich byliśmy w stanie precyzyjnie oszacować masę efektywną ekscytonów dla wszystkich tych materiałów, nie posiłkując się żadnymi założeniami dotyczącymi innych parametrów materiałowych lub modelu potencjału elektrostatycznego. Jeszcze dokładniejsze oszacowania mas ekscytonów uzyskaliśmy modelując zależność energii wszystkich stanów ekscytonowych od pola, wykorzystując przy tym często stosowany potencjał Rytowej-Keldysha [34,35]. Pozwoliło to również na wyznaczenie szeregu innych kluczowych parametrów materiałowych, w tym energii wiązania ekscytonów, przerw energetycznych, parametrów ekranowania dielektrycznego i rozmiarów ekscytonów. Ponieważ nasze eksperymenty zostały przeprowadzone dla całej rodziny materiałów TMD, byliśmy w stanie eksperymentalnie potwierdzić teoretyczne oczekiwania dotyczące większych mas ekscytonów i większych długości ekranowania dielektrycznego wraz ze wzrostem masy atomowej chalcogenu (od S, przez Se, do Te), a także gdy atom metalu staje się lżejszy (od W do Mo). Co ważne, zmierzone masy efektywne ekscytonów okazały się znacznie większe niż te przewidywane przez obliczenia DFT [22-24], szczególnie dla materiałów TMD na bazie molibdenu, co okazało się zgodne z zaskakująco dużymi masami elektronów ujawnionymi przez pomiary transportowe [36,37].

Mój wkład w badania przedstawione w [MG1] był wiodący i obejmował opracowanie i przygotowanie unikalnych elementów układu doświadczalnego, przeprowadzenie pomiarów optycznych w ekstremalnie wysokich polach magnetycznych we współpracy z drugim, trzecim oraz ósmym autorem artykułu, opracowanie i analizę danych doświadczalnych we współpracy z drugim autorem, dopasowanie modelu Rytowej-Keldysha do danych doświadczalnych, umożliwiające wyznaczenie kluczowych parametrów badanych materiałów oraz sporządzenie manuskryptu we współpracy z drugim i ostatnim autorem.

W pracach [MG3, MG5], stanowiących kontynuację wyżej opisanej, wykorzystaliśmy duże masy nośników wyznaczone w [MG1], a także ekstremalną, dwuwymiarową lokalizację nośników i zmniejszone ekranowanie dielektryczne, które razem czynią z monowarstw TMD doskonałą platformę do badania oddziaływań elektron-elektron i korelacji wielociałowych. Wykorzystując podobne techniki eksperymentalne – spektroskopię absorpcyjną w ekstremalnych impulsowych polach magnetycznych – szczegółowo zbadaliśmy elektrostatycznie bramkowane monowarstwy TMD, które oferowały unikalną możliwość jednoczesnego strojenia zarówno pola magnetycznego, jak i gęstości nośników. Liczne wcześniejsze badania optyczne wykazały, że domieszkowanie monowarstwy TMD niewielką gęstością dodatkowych nośników prowadzi do szybkiego stłumienia absorpcji neutralnych ekscytonów (X^0) i pojawienia się dodatnio lub ujemnie naładowanych ekscytonów (trionów X^\pm) w niższej energii [38-41]. W najprostszym ujęciu, triony są kwazicząstkami składającymi się z optycznie wzbudzonego neutralnego ekscytonu związanego z dodatkową dziurą lub elektronem. W literaturze przedmiotu stosuje się również komplementarny opis rezonansu X^\pm , słuszny zwłaszcza w reżimie małych gęstości nośników, jako dolną gałąź polaronu ekscytonowego, powstającego w wyniku kolektywnej odpowiedzi morza Fermiego na optycznie wzbudzony ekscyton [42,43]. Niezależnie od opisu, przejścia związane z naładowanymi ekscytonami stanowią wygodne optyczne narzędzie do badania bogatego wachlarza zjawisk związanych z dwuwymiarowym gazem nośników w monowarstwach TMD.

Badania przedstawione w pracy [MG3], przeprowadzone na monowarstwie WSe_2 domieszkowanej dziurami, rozpoczęliśmy od demonstracji, że dolinowy efekt Zeemana dziur (opisany efektywnym g -czynnikiem g_h) może być strojony w szerokim zakresie poprzez zmianę gęstości nośników. Taka obserwacja była możliwa dzięki optycznej identyfikacji liczby wypełnionych poziomów Landaua, oddzielnie dla dolin K i K' , przy

wykorzystaniu zależnych od doliny optycznych reguł wyboru. Jest to zgodne z oczekiwaniem, że siła oddziaływania elektron-elektron rośnie dla małych gęstości nośników, co prowadzi do wzrostu g_h [44-46]. Było to kluczowe dla naszego głównego celu badań, jakim była kontrola nad ułożeniem (dopasowaniem) poziomów Landaua w dolinach K i K' względem siebie. W przypadku „konwencjonalnych” dwuwymiarowych gazów elektronowych lub dziurowych, takich jak te w typowych systemach półprzewodnikowych (np. studniach kwantowych bazujących na Si, GaAs czy AlAs), kontrola nad dopasowaniem energetycznym poziomów Landaua o różnych liczbach kwantowych jest zwykle osiągnięta poprzez zastosowanie pola magnetycznego przyłożonego pod pewnym kątem względem normalnej do płaszczyzny gazu. Umożliwia to niezależne dostrajanie energii cyklotronowej (orbitalnej) i Zeemana (spinowej). Jednak w monowarstwach TMD, ze względu na bardzo silne sprzężenie spin-orbita, spiny są zablokowane w kierunku normalnym do monowarstwy [46-48], co czyni tę metodę bezużyteczną.

Dlatego w naszej pracy wykorzystaliśmy możliwość strojenia wartości g_h poprzez zmianę gęstości nośników do energetycznego dopasowania wybranych poziomów Landaua w dolinach K i K' . Zaobserwowaliśmy, że w takich warunkach dwuwymiarowy gaz dziurowy staje się niestabilny. Jak dowodzi nagle zanikanie i ponowne pojawianie się linii absorpcyjnej naładowanego ekscytonu (X^+) związanego z dziurami w jednej dolinie, dziury te spontanicznie przenoszą się do przeciwległej doliny. Oznacza to spontaniczną polaryzację dolinową, podobną w swej naturze do przejścia do stanu ferromagnetycznego w kwantowym efekcie Halla w konwencjonalnych półprzewodnikach [49-53]. Kwestią otwartą pozostaje, czy taka niestabilność jest związana z prawdziwym przejściem fazowym pierwszego rzędu, ale szczegółowe badania transportowe w podobnym polu i reżimie domieszkowania mogą odpowiedzieć na to pytanie. W szczególności, obecność lub brak histerezy rezystancji [52-53] może rozwiązać wątpliwości w tej kwestii. Niemniej jednak, zaobserwowane nagle zmiany dolinowej polaryzacji dwuwymiarowego gazu dziurowego podkreślają kluczową rolę oddziaływań elektron-elektron w monowarstwach TMD.

Z kolei w pracy [MG5] skupiliśmy się na roli wielociałowych korelacji w gazie *elektronowym* w monowarstwie WSe_2 . Jak wykazano w kilku wcześniejszych pracach, oprócz neutralnego ekscytonu widocznego przy zerowej gęstości nośników i naładowanych ekscytonów pojawiających się przy niskiej gęstości dodatkowych dziur lub elektronów, w reżimie wysokiej gęstości gazu elektronowego w wysokiej jakości monowarstwach WSe_2 pojawia się również dodatkowa silna linia absorpcyjna [38,39,54-57]. Pochodzenie tego rezonansu (często określanego jako X'), znajdującego się znacznie poniżej energii jakiegokolwiek trionu lub polaronu ekscytonowego, pozostawało niejasne, a w literaturze przedmiotu proponowano różne interpretacje: od struktury subtelnej trionu X , przez podwójnie naładowany ujemny trion, po nową kwazicząstkę powstającą w wyniku oddziaływań ekscytonów z plazmonami międziodolinowymi [39,55,56,58]. Pierwsze badania optyczne w polu magnetycznym wykazały jednak, że w zewnętrznym polu rezonans ten przekształca się w szereg dyskretnych linii absorpcyjnych, co zostało zinterpretowane w ramach prostego obrazu jednocząstkowych przejść optycznych między poziomami Landaua w paśmie walencyjnym i przewodnictwa [55]. Taka interpretacja była nieco zaskakująca, biorąc pod uwagę bardzo duże energie wiązania ekscytonów i silne oddziaływania elektron-elektron w monowarstwach TMD.

Dlatego, aby rzucić nieco więcej światła na pochodzenie rezonansu X' , przeprowadziliśmy badania spektroskopii absorpcyjnej monowarstwy WSe_2 w reżimie silnego domieszkowania elektronami, w polach magnetycznych prawie o rząd wielkości silniejszych niż te użyte w [55]. Zastosowanie tak silnych pól pozwoliło nam wyraźnie

zaobserwować wielokrotne zapełnianie i opróżnianie najniższego (0-wego) optycznie aktywnego poziomu Landaua w dolinie K' przez gaz elektronowy podczas zmiany pola. Świadczyło o tym wielokrotne wygaszanie i ponowne pojawianie się odpowiedniego przejścia optycznego w związku z zakazem Pauliego. Taka obserwacja była zgodna z wcześniejszymi badaniami [55] i z obrazem jednocząstkowych przejść optycznych. Jednakże nasz eksperyment pokazał również, że tym wygaszeniom i ponownym pojawieniom się absorpcji towarzyszą zmiany energii i siły oscylatora przejść optycznych do wyżej leżących poziomów Landaua, zarówno w dolinie K' , jak i K , które obsadzone nie są. Korelacja pomiędzy tymi przejściami optycznymi jednoznacznie pokazuje, że rezonans X' jest stanem wielociałowym z korelacjami międzycielowymi, tj. że może być opisany jako stan obejmujący nie tylko optycznie wzbudzoną parę elektron-dziura, ale także elektrony o przeciwnym spinie w tej samej dolinie, a także elektrony o różnym spinie w przeciwległej dolinie. W pracy [MG5] nie zajęliśmy się rozstrzygnięciem dokładnego składu funkcji falowej X' , jednak późniejsza praca teoretyczna D. Van Tuana i in. [59] pokazała, że nasze obserwacje można z powodzeniem opisać za pomocą języka sześciu- i ośmiociałowych stanów ekscytonowych (odpowiednio „hekscytonów” i „okscytonów”), w zależności od liczby rozróżnialnych rezerwuarów elektronowych, z którymi może oddziaływać optycznie wzbudzona para elektron-dziura.

W przypadku prac [MG3] i [MG5] mój wkład był znaczący i obejmował wykonanie pomiarów w ekstremalnych polach magnetycznych (wspólnie z pierwszym i czwartym autorem w pracy [MG3] lub wspólnie z ostatnim autorem w pracy [MG5]), przeprowadzenie analizy danych wspólnie z pierwszym autorem oraz przygotowanie manuskryptu wspólnie z pierwszym i ostatnim autorem.

Rola oddziaływań wielociałowych w zwiększaniu elektronowej podatności magnetycznej w innych monowarstwach TMD była również głównym tematem mojej późniejszej pracy [60], wykraczającej jednak poza zakres prezentowanego tu osiągnięcia.

III. Pomiary czasów relaksacji dolinowej w TMD przy użyciu detekcji szumów

Po wyznaczeniu podstawowych właściwości optoelektronicznych monowarstw TMD z wykorzystaniem ekstremalnych pól magnetycznych, kontynuowaliśmy nasze badania koncentrując się na właściwościach dynamicznych. Szczególnie interesującą była dla nas jedna z flagowych właściwości tych materiałów: zdolność do optycznego zapisu informacji wykorzystującego dolinowy stopień swobody elektronów, co stanowi koncepcyjną podstawę valleytroniki. Dla dowolnego schematu przetwarzania informacji opartego o dolinowy stopień swobody, skale czasowe relaksacji dolinowej są krytycznie ważne. Stanowiło to naszą główną motywację do badań przedstawionych w [MG2]. Liczne wcześniejsze badania wykorzystujące standardową metodę pompa-sonda wykazały, że o ile spolaryzowane dolinowo ekscytony rozpraszają się bardzo szybko, w skali czasowej rzędu pikosekund [61-64], o tyle relaksacja dolinowa samych elektronów lub dziur obecnych w strukturze może być o rzędy wielkości dłuższa [65,66], aż do mikrosekund w przypadku dziur w niskich temperaturach [67]. Problemem we wszystkich tych badaniach jest jednak to, że z definicji są one *perturbacyjne*. Silny impuls pompy optycznej jest używany do wstrzykiwania nierównowagowych elektronów i dziur, które rozpraszają energię i oddziałują z otoczeniem wyprowadzając polaryzację dolinową nośników wcześniej obecnych w strukturze poza stan równowagi termicznej. Z jednej strony szczegóły tego procesu nie są jeszcze w pełni zrozumiałe, ale co bardziej istotne, optyczne pompowanie zarówno wzbudzonych elektronów jak i dziur może prowadzić do utworzenia optycznie nieaktywnych „ciemnych” ekscytonów i trionów [68-70], których czas życia jest zwykle o wiele rzędów wielkości dłuższy niż ich optycznie aktywnych odpowiedników. Obecność takiego długo żyjącego rezerwuaru spolaryzowanych spinowo

i dolinowo ekscytonów może, co do zasady, utrudniać lub uniemożliwiać wyznaczenie relaksacji dolinowej nośników obecnych w strukturze, jak sugerują niektóre prace [71].

Z tych powodów w naszych badaniach zastosowaliśmy niestandardowe podejście: spektroskopię szumu optycznego. Zgodnie z twierdzeniem fluktuacyjno-dyssypacyjnym [72], istnieje fundamentalny związek pomiędzy liniową odpowiedzią dowolnego systemu na zewnętrzne zaburzenie a jego wewnętrznymi fluktuacjami termicznymi w warunkach równowagi termicznej: czasowa funkcja korelacji fluktuacji termicznych jest określona przez wewnętrzne skale czasowe rozpraszania i relaksacji, które są mierzone w typowym eksperymencie typu pompa-sonda. Tak więc oba podejścia (pompa-sonda i oparte na fluktuacjach) dostarczają zasadniczo tych samych informacji. Różnica polega na tym, że eksperyment oparty na fluktuacjach nie wymaga żadnej perturbacji układu, a tym samym pozwala uniknąć problemów związanych z silnym zaburzeniem czy ciemnymi ekscytonami.

W badaniach przedstawionych w [MG2] wykorzystaliśmy elektrostatycznie bramkowaną, domieszkowaną dziurami monowarstwę WSe₂ osadzoną na przezroczystym podłożu, aby umożliwić transmisję światła przez próbkę. Ze względu na zależne od doliny optyczne reguły wyboru, absorpcja lewo- i prawoskrętnie spolaryzowanego światła (σ^\pm) w pobliżu energii dodatnio naładowanego ekscytonu silnie zależy od gęstości dziur (p^\pm) w dolinach K i K' . Z absorpcją światła w polaryzacjach σ^\pm związane są dyspersyjne współczynniki załamania $n^\pm(E)$, których różnica jest bezpośrednio mierzona przez optyczne skręcenie Faradaya (w przypadku transmisji światła przez próbkę). Dlatego skręcenie Faradaya (i ściśle powiązane z nim skręcenie Kerra dla konfiguracji odbiciowej) jest zależne od różnicy między gęstością dziur w przeciwległych dolinach: $p^+ - p^-$ (tj. od polaryzacji dolinowej dziur), i było przez to często wykorzystywane do detekcji nierównowagowej polaryzacji dolinowej w standardowych badaniach typu pompa-sonda [66,67,71]. W sytuacji bez impulsu pompującego, czyli w warunkach równowagi termicznej, uśredniona w czasie polaryzacja dolinowa dziur jest ściśle zerowa, a zatem nie skutkuje skręceniem Faradaya. Jednak w każdym rzeczywistym układzie w skończonej temperaturze występują fluktuacje termodynamiczne, a zatem dziury w monowarstwie WSe₂ mogą spontanicznie przeskakiwać między dolinami K i K' , co prowadzi do niewielkiej polaryzacji dolinowej, fluktuującej losowo w czasie wokół zera.

W naszej pracy pokazaliśmy, że taki „szum dolinowy” jest rzeczywiście możliwy do wykrycia jako niewielkie fluktuacje skręcenia Faradaya, podobnie jak to miało miejsce w przypadku badań optycznego szumu spinowego w parach metali alkalicznych [73] i niektórych konwencjonalnych układach półprzewodnikowych [74,75]. Wąskie, lorentzowskie widmo częstotliwościowe tych fluktuacji, równoważne transformacie Fouriera czasowej funkcji korelacji [72], pozwoliło nam na wyznaczenie bardzo długiego czasu relaksacji dolinowej dziur w niskich temperaturach (rzędu pół mikrosekundy) i o około rząd wielkości krótszego czasu relaksacji dla elektronów – zgodnie z oczekiwaniem, że blokada spinowo-dolinowa (ang. spin-valley locking) jest znacznie słabsza w pasmach przewodnictwa niż w pasmach walencyjnych jednowarstwowych TMD [76].

Ważną częścią naszej pracy było rozwianie istniejących od dawna wątpliwości związanych z wcześniejszymi badaniami monowarstw TMD metodą pompa-sonda, dotyczących długo żyjących stanów ciemnych lub innych perturbacji, które mogą wpływać na mierzoną powolną relaksację dolinową nośników. Aby rozwiązać te wątpliwości bezpośrednio porównaliśmy wyniki eksperymentów opartych na szumie, z relaksacją dolinową wyznaczoną niezależnie w eksperymencie typu pompa-sonda przy użyciu tych samych monowarstw WSe₂. Uzyskana przez nas doskonała zgodność potwierdza interpretację wyników eksperymentów wykorzystujących konwencjonalne podejście

perturbacyjne. Co ważne, takie potwierdzenie nie byłoby możliwe bez pomiarów pozbawionych perturbacji. Metoda oparta na szumach jest szczególnie przydatna w przypadku układów o wyjątkowo powolnej relaksacji, w których skale czasowe relaksacji ujawnione przez szum mogą być dłuższe niż skale czasowe dostępne dla metod perturbacyjnych. W przypadku takich układów wszelkie perturbacje związane z konwencjonalnym podejściem eksperymentalnym mogą być silniejsze niż bardzo słabe oddziaływania, które prowadzą do powolnej relaksacji.

Mój wkład w [MG2] był wiodący i obejmował zaprojektowanie i przygotowanie układu doświadczalnego, przeprowadzenie pomiarów optycznych przy udziale trzeciego autora, opracowanie i pełną analizę danych doświadczalnych oraz sporządzenie manuskryptu we współpracy z ostatnim autorem.

IV. Badania monopoli magnetycznych w ASI przy użyciu spektroskopii szumowej

W tym samym czasie, w którym prowadziliśmy opisane powyżej eksperymenty, prowadziliśmy również badania innego typu dwuwymiarowego układu spinowego: ASI o sieci kwadratowej (ang. square ASI). Podczas gdy wiele wcześniejszych badań tego systemu wykazało szereg jego interesujących statycznych właściwości, w szczególności obecność monopoli magnetycznych [18-20], badania jego dynamiki były znacznie mniej rozwinięte. Wynikało to głównie z technicznych ograniczeń technik obrazowania magnetycznego najczęściej stosowanych do badania ASI [77-79], a istniejące badania dynamiki ASI były ograniczone do wąskiego zakresu skal czasowych i częstotliwości charakterystycznych [80-82]. Dodatkowo, podczas gdy zewnętrzne pola magnetyczne są dość oczywistym parametrem strojenia dla ASI (który z definicji jest układem magnetycznym), większość z wyżej wspomnianych technik jest albo trudna, albo wręcz niemożliwa do połączenia z zewnętrznymi polami. Z tego powodu bardzo pożądane były alternatywne sposoby badania dynamiki ASI.

Mając opracowany niezwykle użyteczny zestaw optycznych narzędzi opartych na spektroskopii szumów do badań dynamiki spinowej i dolinowej w TMD, szybko zdaliśmy sobie sprawę, że analogiczne podejście może okazać się niezwykle przydatne również w przypadku systemów ASI, pozwalając ominąć ograniczenia najczęściej stosowanych standardowych technik eksperymentalnych. Zakres częstotliwości dostępny w spektroskopii szumów może co do zasady obejmować wiele rzędów wielkości, podczas gdy całkowicie optyczny pomiar jest w pełni kompatybilny z zewnętrznymi polami magnetycznymi. Dlatego wcieliliśmy ten pomysł w życie, tworząc magnetoptyczny spektrometr szumów o szerokim zakresie częstotliwości do pasywnego wykrywania termicznych fluktuacji namagnesowania w ASI o sieci kwadratowej [MG4]. Liniowo spolaryzowany laser o niewielkiej mocy został zogniskowany na i odbity od powierzchni ASI pod dużym kątem padania. Ze względu na podłużny magnetoptyczny efekt Kerra, fluktuacje namagnesowania na powierzchni próbki powodowały fluktuacje skreślenia Kerra polaryzacji odbitego lasera, które były wykrywane za pomocą zbalansowanych fotodiod. Widmo częstotliwościowe tych fluktuacji było rejestrowane w szerokim zakresie częstotliwości (typowo obejmującym 5-6 rzędów wielkości), co pozwalało na szczegółową analizę dynamiki spinów w badanym systemie. Dzięki praktycznie nieograniczonej możliwości projektowania geometrii nanomagnesów tworzących sieć ASI, zostały one stworzone na tyle małe i cienkie, aby były termicznie aktywne w pobliżu temperatury pokojowej. Oznacza to, że przy braku zewnętrznych pól spin każdego nanomagnesu może spontanicznie zmieniać orientację tam i z powrotem pomiędzy dwoma dostępnymi stanami. Takie spontaniczne zmiany orientacji (ang. spin flips), o ile dostatecznie liczne, zapewniają że sieć może efektywnie próbkować ogromny zbiór dostępnych konfiguracji

momentów magnetycznych i w stanie równowagi termicznej pozostawać w pobliżu magnetycznego stanu podstawowego.

Głównym wynikiem pracy [MG4] było odkrycie, że w określonych obszarach swojego magnetycznego diagramu fazowego, ASI o sieci kwadratowej posiada reżimy o właściwościach plazmy, charakteryzujące się dużą gęstością mobilnych monopoli magnetycznych. Obecność tych reżimów wynika z zanikającego naprężenia strun Diraca łączących mobilne monopole, w polach magnetycznych odpowiadających granicy pomiędzy różnymi uporządkowaniami magnetycznymi układu (tzn. w takich polach magnetycznych, w których dwa różne porządki magnetyczne stają się zdegenerowane). W takich polach zmiana orientacji niektórych spinów (i związany z nią ruch monopoli) ma zerowy koszt energetyczny, co umożliwia monopolom swobodną dyfuzję w sieci ASI. Szczegółowa analiza częstotliwościowego widma fluktuacji namagnesowania – i tym samym kinetyki monopoli – wykazała, że ruch monopoli jest najbardziej dyfuzyjny (tj. minimalnie skorelowany) w takim reżimie plazmowym. Wyniki eksperymentalne zostały istotnie wsparte szczegółowymi symulacjami Monte Carlo, które pozwoliły zaobserwować, że zarówno gęstość monopoli, jak i ich właściwości kinetyczne można stroić za pomocą pola magnetycznego. Wyniki te otworzyły drogę do badania nowych, egzotycznych reżimów efektywnych monopoli magnetycznych w sztucznych metamateriałach i wyznaczyły nowe ramy badań ich fizyki.

Mój wkład w pracę przedstawioną w [MG4] był wiodący i obejmował zaprojektowanie, budowę i optymalizację szerokopasmowego spektrometru szumów, przeprowadzenie wszystkich prac eksperymentalnych, analizę danych we współpracy z ostatnim autorem, wykonanie kluczowych symulacji Monte Carlo (wstępne symulacje przeprowadził również siódmy autor) oraz przygotowanie manuskryptu wraz z ostatnim autorem.

W kolejnej pracy [MG6] wykorzystaliśmy te same ramy badawcze do zbadania dalszych szczegółów ASI o sieci kwadratowej, jak również niedawno opracowanego kwadrupolowego ASI [83]. Szczególny nacisk został położony na zależne od pola magnetycznego diagramy fazowe oraz przejścia fazowe tych układów. Za pomocą spektroskopii szumu namagnesowania zidentyfikowaliśmy fazy stabilne w polu magnetycznym i reżimy ekstensywnej degeneracji, podczas gdy symulacje Monte Carlo dostarczyły szczegółowych informacji na temat zależnych od pola magnetycznego równowagowych właściwości termodynamicznych (np. ciepła właściwego i parametrów porządku magnetycznego). Pozwoliło nam to w pełni zrekonstruować zależne od pola diagramy fazowe i ujawnić bogatą różnorodność uporządkowań magnetycznych oraz przejść fazowych, które występują w badanych układach ASI. W szczególności szczegółowo przeanalizowaliśmy dwie egzotyczne fazy w kwadrupolowym ASI: ferro-kwadrupolową i antyferro-kwadrupolową (po raz pierwszy opisane w [83]) i wykazaliśmy, że ta druga jest znacznie mniej stabilna. Podobnie jak w przypadku ASI o sieci kwadratowej, na granicach pomiędzy zakresami pola odpowiadającymi stabilnemu porządkowi magnetycznemu, kwadrupolowy ASI również wykazuje reżimy w których topologicznie chronione wzbudzenia magnetyczne mogą się rozprzestrzeniać i dyfundować. Za pomocą symulacji Monte Carlo przeanalizowaliśmy naturę tych wzbudzeń i ich podobieństwa do monopoli magnetycznych obserwowanych w ASI o sieci kwadratowej.

Symulacje Monte Carlo odegrały jeszcze bardziej znaczącą rolę w pracy [MG7], gdzie badaliśmy system ASI znany jako sieć tetris [84,85]. Utworzona przez usunięcie wybranych nanomagnesów z kanonicznej kwadratowej sieci ASI, sieć tetris należy do grupy układów ASI o sfrustrowanych wierzchołkach (ang. vertex-frustrated ASIs) [86], w których nie każdy wierzchołek sieci może mieć momenty magnetyczne ułożone

w lokalnej konfiguracji o najniższej energii. Prowadzi to do wielu intrygujących zjawisk, w tym ekstensywnej degeneracji stanu podstawowego i uporządkowania dalekiego zasięgu związanego ze *wzrostem* entropii [87] (podczas gdy w klasycznych układach fizycznych takie uporządkowanie związane jest ze *spadkiem* entropii). Jednakże, pomimo wykazywania tak bogatego zestawu ciekawych własności przy braku zewnętrznego pola magnetycznego, system tetris nie był wcześniej badany w zewnętrznych polach. W związku z tym naszym celem było zbadanie zachowania tej sieci w polu magnetycznym, ponownie przy użyciu optycznej detekcji szumu namagnesowania wspartej szczegółowymi symulacjami Monte Carlo. Wyniki eksperymentalne ujawniły szczególnie intensywne i wąskie pasma szumu dla określonych kierunków i zakresów przyłożonego pola. Ze względu na skomplikowaną naturę tych pasm i nietrywialną geometrię sieci tetris, symulacje Monte Carlo były niezbędne do ich dekonstrukcji i wyodrębnienia składowych szumu pochodzących od poszczególnych nanomagnesów, w sposób który jest eksperymentalnie niewykonalny. Dzięki temu zidentyfikowaliśmy rzeczne pasma jako wynikające z kolektywnego zachowania wzbudzeń magnetycznych mogących rozdzielać się na dwie kwazicząstki, które z kolei mogą dyfundować wzdłuż długich, kwazi-jednowymiarowych ścieżek w sieci. Wyniki te ponownie zademonstrowały użyteczność badań opartych na detekcji szumu i zaawansowanych symulacjach Monte Carlo w ujawnianiu mikroskopowych szczegółów złożonych zjawisk magnetycznych.

Mój wkład zarówno w pracę [MG6] jak i [MG7] był wiodący i obejmował stworzenie idei badań wspólnie z kluczowymi współautorami, zaprojektowanie, budowę i optymalizację układu eksperymentalnego, wykonanie wszystkich pomiarów doświadczalnych, analiz danych oraz symulacji Monte Carlo, jak również przygotowanie manuskryptu wraz z ostatnimi dwoma autorami artykułów.

V. Podsumowanie

Omówione w niniejszym opracowaniu wyniki dotyczą dwóch dwuwymiarowych systemów spinowych: monowarstw TMD oraz sieci ASI, których badania stanowią młode, niezwykle aktywne i bardzo rozwojowe dziedziny fizyki materii skondensowanej. W swoich badaniach wykorzystałem niekonwencjonalne, rzadko stosowane techniki eksperymentalne: pola magnetyczne rzędu 100 T oraz nieperturbacyjną, optyczną spektroskopię szumu. Umożliwiło to zaobserwowanie szeregu ważnych i intrygujących własności tych systemów, w tym precyzyjne wyznaczenie podstawowych optycznych parametrów materiałów TMD, zbadanie dynamiki spinowej obu systemów w sposób pozbawiony wątpliwości, którymi obarczone są tradycyjne badania, czy też odkrycie i wyjaśnienie interesujących kolektywnych zachowań spinów w obu tych systemach. O wadze i rozpoznawalności moich wyników w środowisku naukowym oraz ich znacznym wkładzie w rozwój dziedziny, której dotyczą, mogą świadczyć nie tylko zaprezentowane artykuły naukowe, opublikowane w prestiżowych periodykach międzynarodowych, ale również liczne referaty zaproszone, których tematyką były zaprezentowane tutaj wyniki – szczegóły znajdują się w załączonym *wykazie osiągnięć*.

VI. Bibliografia

Cykl artykułów naukowych stanowiących omawiane osiągnięcie:

- [MG1] M. Goryca, J. Li, A. V. Stier, T. Taniguchi, K. Watanabe, E. Courtade, S. Shree, C. Robert, B. Urbaszek, X. Marie and S. A. Crooker, "*Revealing exciton masses and dielectric properties of monolayer semiconductors with high magnetic fields*", Nature Comm. **10**, 4172 (2019).

- [MG2] M. Goryca, N. P. Wilson, P. Dey, X. Xu and S. A. Crooker, "*Detection of thermodynamic "valley noise" in monolayer semiconductors: Access to intrinsic valley relaxation time scales*", *Science Advances* **5**, eaau4899 (2019).
- [MG3] J. Li, M. Goryca, N. P. Wilson, A. V. Stier, X. Xu and S. A. Crooker, "*Spontaneous Valley Polarization of Interacting Carriers in a Monolayer Semiconductor*", *Physical Review Letters* **125**, 147602 (2020).
- [MG4] M. Goryca, X. Zhang, J. Li, A. L. Balk, J. D. Watts, C. Leighton, C. Nisoli, P. Schiffer and S. A. Crooker, "*Field-Induced Magnetic Monopole Plasma in Artificial Spin Ice*", *Physical Review X* **11**, 011042 (2021).
- [MG5] J. Li, M. Goryca, J. Choi, X. Xu and S. A. Crooker, "*Many-body exciton and inter-valley correlations in heavily electron-doped WSe₂ monolayers*", *Nano Lett.* **22**, 426 (2022).
- [MG6] M. Goryca, X. Zhang, J. D. Watts, C. Nisoli, C. Leighton, P. Schiffer, and S. A. Crooker, "*Magnetic field dependent thermodynamic properties of square and quadrupolar artificial spin ice*", *Physical Review B* **105**, 094406 (2022).
- [MG7] M. Goryca, X. Zhang, J. Ramberger, J. D. Watts, C. Nisoli, C. Leighton, P. Schiffer, and S. A. Crooker, "*Deconstructing Magnetization Noise: Degeneracies, Phases, and Mobile Fractionalized Excitations in Tetris Artificial Spin Ice*", *Proceedings of the National Academy of Sciences*, in press (2023).

Pozostale publikacje:

- [1] J. A. Wilson and A. D. Yoffe, *The transition metal dichalcogenides: discussion and interpretation of observed optical, electrical and structural properties*, *Adv. Phys.* **18**, 193 (1969).
- [2] L. F. Mattheiss, *Band structures of transition-metal-dichalcogenide layer compounds*, *Phys. Rev. B* **8**, 3719 (1973).
- [3] A. Splendiani, L. Sun, Y. Zhang, T. Li, J. Kim, C.-Y. Chim, G. Galli, and F. Wang, *Emerging Photoluminescence in Monolayer MoS₂*, *Nano Lett.* **10**, 1271 (2010).
- [4] K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, *Atomically Thin MoS₂: A New Direct-Gap Semiconductor*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 136805 (2010).
- [5] D. Xiao, G-B. Liu, W. Feng, X. Xu, and W. Yao, *Coupled spin and valley physics in monolayers of MoS₂ and other Group-VI dichalcogenides*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 196802 (2012).
- [6] X. Xu, W. Yao, D. Xiao, and T. F. Heinz, *Spin and pseudospins in layered transition metal dichalcogenides*, *Nature Physics* **10**, 343 (2014).
- [7] Y. P. Shkolnikov, E. P. De Poortere, E. Tutuc, and M. Shayegan, *Valley Splitting of ALAs Two-Dimensional Electrons in a Perpendicular Magnetic Field*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226805
- [8] O. Gunawan, Y. P. Shkolnikov, K. Vakili, T. Gokmen, E. P. De Poortere, and M. Shayegan, *Valley Susceptibility of an Interacting Two-Dimensional Electron System*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 186404 (2006).
- [9] D. Xiao, W. Yao, Q. Niu, *Valley-contrasting physics in graphene: Magnetic moment and topological transport*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 236809 (2007).
- [10] D. Culcer, A. L. Saraiva, B. Koiller, X. Hu, S. Das Sarma, *Valley-based noise-resistant quantum computation using Si quantum dots*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 126804 (2012).
- [11] Z. Zhu, A. Collaudin, B. Fauqué, W. Kang, K. Behnia, *Field-induced polarization of Dirac valleys in bismuth*, *Nat. Phys.* **8**, 89 (2012).

- [12] J. Isberg, M. Gabrysch, J. Hammersberg, S. Majdi, K. K. Kovi, D. J. Twitchen, *Generation, transport and detection of valley-polarized electrons in diamond*, Nat. Mater. **12**, 760 (2013).
- [13] A. K. Geim and I. V. Grigorieva, *Van der Waals heterostructures*, Nature **499**, 419 (2013).
- [14] S. T. Bramwell and M. J. Harris, *The history of spin ice*, J. Phys.: Condens. Matter **32**, 374010 (2020).
- [15] S. H. Skjaervø, C. H. Marrows, R. L. Stamps, and L. J. Heyderman, *Advances in Artificial Spin Ice*, Nat. Rev. Phys. **2**, 13 (2020).
- [16] L. J. Heyderman and R. L. Stamps, *Artificial ferroic systems: novel functionality from structure, interactions and dynamics*, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 363201 (2013).
- [17] P. Schiffer and C. Nisoli, *Artificial spin ice: Paths forward*, Appl. Phys. Lett. **118**, 110501 (2021).
- [18] C. Castelnovo, R. Moessner, and S. L. Sondhi, *Magnetic Monopoles in Spin Ice*, Nature (London) **451**, 42 (2008).
- [19] S. T. Bramwell, S. R. Giblin, S. Calder, R. Aldus, D. Prabhakaran, and T. Fennell, *Measurement of the Charge and Current of Magnetic Monopoles in Spin Ice*, Nature (London) **461**, 956 (2009).
- [20] L. A. Mól, R. L. Silva, R. C. Silva, A. R. Pereira, W. A. Moura-Melo, and B. V. Costa, *Magnetic Monopole and String Excitations in Two-Dimensional Spin Ice*, J. Appl. Phys. **106**, 063913 (2009).
- [21] N. Rougemaille and B. Canals, *Cooperative Magnetic Phenomena in Artificial Spin Systems: Spin Liquids, Coulomb Phase and Fragmentation of Magnetism*, Eur. Phys. J. B **92**, 62 (2019).
- [22] A. Kormányos, G. Burkard, M. Gmitra, J. Fabian, V. Zólyomi, N. D. Drummond, and V. Fal'ko, *$k \cdot p$ theory of two-dimensional transition-metal dichalcogenide semiconductors*, 2D Mater. **2**, 022001 (2015).
- [23] T. C. Berkelbach, M. S. Hybertsen, and D. R. Reichman, *Theory of neutral and charged excitons in monolayer transition metal dichalcogenides*, Phys. Rev. B **88**, 045318 (2013).
- [24] D. Wickramaratne, F. Zahid, and R. K. Lake, *Electronic and thermoelectric properties of few-layer transition metal dichalcogenides*, J. Chem. Phys. **140**, 124710 (2014).
- [25] N. Miura, *Physics of Semiconductors in High Magnetic Fields* (Oxford University Press, 2008).
- [26] S. N. Walck, and T. L. Reinecke, *Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures*, Phys. Rev. B **57**, 9088 (1998).
- [27] S. Latini, T. Olsen, and K. S. Thygesen, *Excitons in van der Waals heterostructures: The important role of dielectric screening*, Phys. Rev. B **92**, 245123 (2015).
- [28] I. Kylänpää, and H.-P. Komsa, *Binding energies of exciton complexes in transition metal dichalcogenide monolayers and effect of dielectric environment*, Phys. Rev. B **92**, 205418 (2015).
- [29] B. L. Evans, and P. A. Young, *Exciton spectra in thin crystals: the diamagnetic effect*, Proc. Phys. Soc. **91**, 475 (1967).
- [30] D. C. Rogers, J. Singleton, R. J. Nicholas, C. T. Foxon, and K. Woodbridge, *Magneto-optics in GaAs-Ga_(1-x)Al_xAs quantum wells*, Phys. Rev. B **34**, 4002 (1986).

- [31] H. Q. Hou, W. Staguhn, S. Takeyama, N. Miura, Y. Segawa, Y. Aoyagi, and S. Namba, *Diamagnetic shift in $In_xGa_{(1-x)}As/GaAs$ strained quantum wells*, Phys. Rev. B **43**, 4152 (1991).
- [32] A. V. Stier, N. P. Wilson, K. A. Velizhanin, J. Kono, X. Xu, and S. A. Crooker, *Magneto-optics of Exciton Rydberg States in a Monolayer Semiconductor*, Phys. Rev. Lett. **120**, 057405 (2018).
- [33] M. Jaime, R. Daou, S. A. Crooker, F. Weickert, A. Uchida, A. E. Feiguin, C. D. Batista, H. A. Dabkowska, and B. D. Gaulin, *Magnetostriction and magnetic texture to 100.75 Tesla in frustrated $SrCu_2(BO_3)_2$* , Proceedings of the National Academy of Sciences **109**, 12404 (2012).
- [34] N. S. Rytova, Moscow University Physics Bulletin **3**, 30 (1967); English translation at <https://arxiv.org/abs/1806.00976>.
- [35] L. V. Keldysh, *Coulomb interaction in thin semiconductor and semimetal films*, JETP Lett. **29**, 658 (1979).
- [36] R. Pisoni, A. Kormányos, M. Brooks, Z. Lei, P. Back, M. Eich, H. Overweg, Y. Lee, P. Rickhaus, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Imamoglu, G. Burkard, T. Ihn, and K. Ensslin, *Interactions and Magnetotransport through Spin-Valley Coupled Landau Levels in Monolayer MoS_2* , Phys. Rev. Lett. **121**, 247701 (2018).
- [37] S. Larentis, H. C. P. Movva, B. Fallahazad, K. Kim, A. Behroozi, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. K. Banerjee, and E. Tutuc, *Large effective mass and interaction-enhanced Zeeman splitting of K-valley electrons in $MoSe_2$* , Phys. Rev. B **97**, 201407(R) (2018).
- [38] Z. Wang, L. Zhao, K. F. Mak, J. Shan, *Probing the Spin-Polarized Electronic Band Structure in Monolayer Transition Metal Dichalcogenides by Optical Spectroscopy*, Nano Lett **17**, 740–746 (2017).
- [39] B. Scharf, D. Van Tuan, I. Zutic, H. Dery, *Dynamical screening in monolayer transition-metal dichalcogenides and its manifestations in the exciton spectrum*, J. Phys.: Condens. Matter **31**, 203001 (2019).
- [40] M. M. Glazov, *Optical properties of charged excitons in two-dimensional semiconductors*, J. Chem. Phys. **153**, 034703 (2020).
- [41] G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, *Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides*, Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
- [42] D. K. Efimkin, A. H. MacDonald, *Many-body theory of trion absorption features in two-dimensional semiconductors*, Phys. Rev. B **95**, 035417 (2017).
- [43] P. Back, M. Sidler, O. Cotlet, A. Srivastava, N. Takemura, M. Kroner, and A. Imamoglu, *Giant Paramagnetism-Induced Valley Polarization of Electrons in Charge-Tunable Monolayer $MoSe_2$* , Phys. Rev. Lett. **118**, 237404 (2017).
- [44] S. Das Sarma, E. H. Hwang, and Q. Li, *Valley dependent many-body effects in two-dimensional semiconductors*, Phys. Rev. B **80**, 121303(R) (2009).
- [45] J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, *Spin Susceptibility of an Ultra-Low-Density Two-Dimensional Electron System*, Phys. Rev. Lett. **90**, 056805 (2003).
- [46] S. Larentis, H. C. P. Movva, B. Fallahazad, K. Kim, A. Behroozi, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. K. Banerjee, and E. Tutuc, *Large effective mass and interaction-enhanced Zeeman splitting of K-valley electrons in $MoSe_2$* , Phys. Rev. B **97**, 201407 (2018).
- [47] H. C. P. Movva, B. Fallahazad, K. Kim, S. Larentis, T. Taniguchi, K. Watanabe, S. K. Banerjee, and E. Tutuc, *Density-Dependent Quantum Hall States and*

- Zeeman Splitting in Monolayer and Bilayer WSe₂*, Phys. Rev. Lett. **118**, 247701 (2017).
- [48] R. Pisoni, A. Kormányos, M. Brooks, Z. Lei, P. Back, M. Eich, H. Overweg, Y. Lee, P. Rickhaus, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Imamoglu, G. Burkard, T. Ihn, and K. Ensslin, *Interactions and Magnetotransport through Spin-Valley Coupled Landau Levels in Monolayer MoS₂*, Phys. Rev. Lett. **121**, 247701 (2018).
- [49] G. F. Giuliani and J. J. Quinn, *Spin polarization instability in a tilted magnetic field of a two-dimensional electron gas with filled Landau levels*, Phys. Rev. B **31**, 6228 (1985).
- [50] S. Yarlagadda, *Magnetization instabilities at tilted magnetic fields in the quantum Hall regime*, Phys. Rev. B **44**, 13101 (1991).
- [51] A. Wójs and J. J. Quinn, *Spin instabilities and quantum phase transitions in integral and fractional quantum Hall state*, Phys. Rev. B **65**, 201301 (2002).
- [52] V. Piazza, V. Pellegrini, F. Beltram, W. Wegscheider, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *First-order phase transitions in a quantum Hall ferromagnet*, Nature (London) **402**, 638 (1999).
- [53] E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis, and M. Shayegan, *Resistance spikes at transitions between quantum Hall ferromagnets*, Science **290**, 1546 (2000).
- [54] A. M. Jones, H. Yu, N. J. Ghimire, S. Wu, G. Aivazian, J. S. Ross, B. Zhao, J. Yan, D. G. Mandrus, D. Xiao, W. Yao, and X. Xu, *Optical generation of excitonic valley coherence in monolayer WSe₂*, Nat. Nanotechnol. **8**, 634 (2013).
- [55] Z. Wang, J. Shan, K. F. Mak, *Valley- and spin-polarized Landau levels in monolayer WSe₂*, Nat. Nanotechnol. **12**, 144 (2017).
- [56] M. Barbone, A. R.-P. Montblanch, D. M. Kara, C. Palacios-Berraquero, A. R. Cadore, D. De Fazio, B. Pingault, E. Mostaani, H. Li, B. Chen, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Tongay, G. Wang, A. C. Ferrari, and M. Atatüre, *Charge-tuneable biexciton complexes in monolayer WSe₂*, Nature Comm. **9**, 3721 (2018).
- [57] J. Li, M. Goryca, K. Yumigeta, H. Li, S. Tongay, and S. A. Crooker, *Valley relaxation of resident electrons and holes in a monolayer semiconductor: Dependence on carrier density and the role of substrate-induced disorder*, Phys. Rev. Mater. **5**, 044001 (2021).
- [58] D. Van Tuan, B. Scharf, I. Žutić, and H. Dery, *Marrying Excitons and Plasmons in Monolayer Transition-Metal Dichalcogenides*, Phys. Rev. X **7**, 041040 (2017).
- [59] D. Van Tuan, S.-F. Shi, X. Xu, S. A. Crooker, and H. Dery, *Six-Body and Eight-Body Exciton States in Monolayer WSe₂*, Phys. Rev. Lett. **129**, 076801 (2022).
- [60] K. Oreszczuk, A. Rodek, M. Goryca, T. Kazimierczuk, M. Raczyński, J. Howarth, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. Potemski, and P. Kossacki, *Enhancement of electron magnetic susceptibility due to many-body interactions in monolayer MoSe₂*, 2D Materials **10**, 045019 (2023).
- [61] Q. Wang, S. Ge, X. Li, J. Qiu, Y. Ji, J. Feng, and D. Sun, *Valley carrier dynamics in monolayer molybdenum disulfide from helicity-resolved ultrafast pump-probe spectroscopy*, ACS Nano **7**, 11087–11093 (2013).
- [62] G. Wang, L. Bouet, D. Lagarde, M. Vidal, A. Balocchi, T. Amand, X. Marie, and B. Urbaszek, *Valley dynamics probed through charged and neutral exciton emission in monolayer WSe₂*, Phys. Rev. B **90**, 075413 (2014).
- [63] C. Mai, A. Barrette, Y. Yu, Y. G. Semenov, K. W. Kim, L. Cao, and K. Gundogdu, *Many-body effects in valleytronics: Direct measurement of valley lifetimes in single-layer MoS₂*, Nano Lett. **14**, 202–206 (2014).
- [64] N. Kumar, J. He, D. He, Y. Wang, and H. Zhao, *Valley and spin dynamics in MoSe₂ two-dimensional crystals*, Nanoscale **6**, 12690–12695 (2014).

- [65] W.-T. Hsu, Y.-L. Chen, C.-H. Chen, P.-S. Liu, T.-H. Hou, L.-J. Li, and W.-H. Chang, *Optically initialized robust valley-polarized holes in monolayer WSe_2* , *Nature Comm.* **6**, 8963 (2015).
- [66] L. Yang, N. A. Sinitsyn, W. Chen, J. Yuan, J. Zhang, J. Lou, and S. A. Crooker, *Long-lived nanosecond spin relaxation and spin coherence of electrons in monolayer MoS_2 and WS_2* , *Nat. Phys.* **11**, 830 (2015).
- [67] J. Kim, C. Jin, B. Chen, H. Cai, T. Zhao, P. Lee, S. Kahn, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Tongay, M. F. Crommie, and F. Wang, *Observation of ultralong valley lifetime in WSe_2/MoS_2 heterostructures*, *Sci. Adv.* **3**, e1700518 (2017).
- [68] 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).
- [69] 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**, 856 (2017).
- [70] X.-X. Zhang, T. Cao, Z. Lu, Y.-C. Lin, F. Zhang, Y. Wang, Z. Li, J. C. Hone, J. A. Robinson, D. Smirnov, S. G. Louie, and T. F. Heinz, *Magnetic brightening and control of dark excitons in monolayer WSe_2* , *Nat. Nanotechnol.* **12**, 883 (2017).
- [71] F. Volmer, S. Pissinger, M. Ersfeld, S. Kuhlen, C. Stampfer, and B. Beschoten, *Intervalley dark trion states with spin lifetimes of 150 ns in WSe_2* , *Phys. Rev. B* **95**, 235408 (2017).
- [72] R. Kubo, *The fluctuation-dissipation theorem*, *Rep. Prog. Phys.* **29**, 255 (1966).
- [73] S. A. Crooker, D. G. Rickel, A. V. Balatsky, and D. L. Smith, *Spectroscopy of spontaneous spin noise as a probe of spin dynamics and magnetic resonance*, *Nature* **431**, 49 (2004).
- [74] M. Oestreich, M. Römer, R. J. Haug, and D. Hägele, *Spin noise spectroscopy in $GaAs$* , *Phys. Rev. Lett.* **95**, 216603 (2005).
- [75] V. S. Zapasskii, A. Greilich, S. A. Crooker, Y. Li, G. G. Kozlov, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, and M. Bayer, *Optical spectroscopy of spin noise*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 176601 (2013).
- [76] P. Dey, L. Yang, C. Robert, G. Wang, B. Urbaszek, X. Marie, and S. A. Crooker, *Gate-controlled spin-valley locking of resident carriers in WSe_2 monolayers*, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 137401 (2017).
- [77] S. Ladak, D. E. Read, G. K. Perkins, L. F. Cohen, and W. R. Branford, *Direct Observation of Magnetic Monopole Defects in an Artificial Spin-Ice System*, *Nat. Phys.* **6**, 359 (2010).
- [78] E. Mengotti, L. J. Heyderman, A. F. Rodríguez, F. Nolting, R. V. Hügli, and H.-B. Braun, *Real-Space Observation of Emergent Magnetic Monopoles and Associated Dirac Strings in Artificial Kagome Spin Ice*, *Nat. Phys.* **7**, 68 (2011).
- [79] C. Phatak, A. K. Petford-Long, O. Heinonen, M. Tanase, and M. De Graef, *Nanoscale Structure of the Magnetic Induction at Monopole Defects in Artificial Spin-Ice Lattices*, *Phys. Rev. B* **83**, 174431 (2011).
- [80] A. Farhan, P. M. Derlet, A. Kleibert, A. Balan, R. V. Chopdekar, M. Wyss, J. Perron, A. Scholl, F. Nolting, and L. J. Heyderman, *Direct Observation of Thermal Relaxation in Artificial Spin Ice*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 057204 (2013).
- [81] X. M. Chen, B. Farmer, J. S. Woods, S. Dhuey, W. Hu, C. Mazzoli, S. B. Wilkins, R. V. Chopdekar, A. Scholl, I. K. Robinson, L. E. De Long, S. Roy, and J. T.

- Hastings, *Spontaneous Magnetic Superdomain Wall Fluctuations in an Artificial Antiferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **123**, 197202 (2019).
- [82] S. A. Morley, J. M. Porro, A. Hrabec, M. C. Rosamond, D. A. Venero, E. H. Linfield, G. Burnell, M.-Y. Im, P. Fischer, S. Langridge, and C. H. Marrows, *Thermally and Field-Driven Mobility of Emergent Magnetic Charges in Square Artificial Spin Ice*, Sci. Rep. **9**, 15989 (2019).
- [83] J. Sklenar, Y. Lao, A. Albrecht, J. D. Watts, C. Nisoli, G.-W. Chern, and P. Schiffer, *Field-induced phase coexistence in an artificial spin ice*, Nat. Phys. **15**, 191 (2019).
- [84] M. J. Morrison, T. R. Nelson, and C. Nisoli, *Unhappy vertices in artificial spin ice: new degeneracies from vertex frustration*, New J. Phys. **15**, 045009 (2013).
- [85] I. Gilbert, Y. Lao, I. Carrasquillo, L. O'Brien, J. D. Watts, M. Manno, C. Leighton, A. Scholl, C. Nisoli, and P. Schiffer, *Emergent reduced dimensionality by vertex frustration in artificial spin ice*, Nat. Phys. **12**, 162 (2016).
- [86] C. Nisoli, V. Kapaklis, and P. Schiffer, *Deliberate exotic magnetism via frustration and topology*, Nat. Phys. **13**, 200 (2017).
- [87] H. Saglam, A. Duzgun, A. Kargioti, N. Harle, X. Zhang, N. S. Bingham, Y. Lao, I. Gilbert, J. Sklenar, J. D. Watts, J. Ramberger, D. Bromley, R. V. Chopdekar, L. O'Brien, C. Leighton, C. Nisoli, and P. Schiffer, *Entropy-driven order in an array of nanomagnets*, Nat. Phys. **18**, 706 (2022).

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

Po otrzymaniu tytułu magistra (z wyróżnieniem) w 2007 r. rozpocząłem studia doktorskie na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz na Université Joseph Fourier (obecnie Université Grenoble Alpes) w Grenoble we Francji. Praca była realizowana na obu uniwersytetach jednocześnie, w ramach polsko-francuskiego programu *cotutelle*, pod kierunkiem dwóch promotorów: polskiego (prof. dr. hab. Piotra Kossackiego) oraz francuskiego (prof. dr. hab. Marka Potemskiego), a na jej realizację otrzymałem prestiżowe, wysoce konkurencyjne stypendium rządu francuskiego. Badania eksperymentalne w ramach części pracy realizowanej we Francji prowadzone były w Grenoble High Magnetic Field Laboratory (GHMFL). Tematem pracy była dynamika spinowa magnetycznych jonów Mn^{2+} w niskowymiarowych strukturach wykonanych z CdTe, ze szczególnym uwzględnieniem pojedynczych kropek kwantowych zawierających pojedyncze jony magnetyczne [MG8-MG10]. W czasie jej realizacji byłem również równolegle zaangażowany w inne projekty naukowe, poświęcone przede wszystkim pojedynczym, niedomieszkowanym kropkom CdTe [MG11-MG12].

Po ukończeniu (z wyróżnieniem) doktoratu w 2012 r. zostałem zatrudniony na stanowisku adiunkta na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie pracowałem do 2017 r. z dwumiesięczną przerwą w 2013 r. Początkowo kontynuowałem badania związane z kropkami kwantowymi domieszkowanymi [MG13-MG18] i niedomieszkowanymi [MG19-MG22] jonami magnetycznymi. W 2013 r. skorzystałem z możliwości podjęcia pracy we francuskim Narodowym Centrum Badań Naukowych (Centre National de la Recherche Scientifique, CNRS) w Grenoble i zostałem zatrudniony w ramach dwumiesięcznego stażu jako badacz wizytujący. Moja praca poświęcona była badaniom rezonansowego pobudzania monowarstw TMD, co zapoczątkowało nowy wątek prowadzonych przeze mnie badań, związany z tym systemem materiałowym. Po zakończeniu stażu kontynuowałem pracę na Uniwersytecie Warszawskim, poświęcając

coraz więcej uwagi temu właśnie tematowi [MG23-MG25]. Prowadziłem również badania niskowymiarowych struktur CdTe zawierających jony magnetyczne przy użyciu optycznie wykrywanego rezonansu magnetycznego (ODMR) [MG26-MG27].

W 2017 r. otrzymałem prestiżowe i wysoce konkurencyjne stypendium dyrektora Los Alamos National Laboratory (LANL) na realizację stażu w tym ośrodku i rozpocząłem ponad trzyletnią pracę w grupie dr. Scotta Crookera, w ramach której również zajmowałem się badaniami monowarstw TMD – tym razem przy użyciu niekonwencjonalnych technik eksperymentalnych: ekstremalnych pól magnetycznych oraz optycznej spektroskopii szumów. Wyniki tych badań były przedmiotem publikacji, które weszły w skład cyklu omówionego w pkt. 4. ([MG1-MG3, MG5]). Równolegle, przy użyciu drugiej z tych technik, rozpocząłem badania dynamiki innych dwuwymiarowych systemów spinowych: sieci ASI [MG4]. Ponadto byłem zaangażowany w badania koloidalnych kropek kwantowych [MG28, MG29], jak również polarnych i chiralnych materiałów magnetycznych [MG30].

Po zakończeniu stażu w LANL w 2020 r. zostałem ponownie zatrudniony na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego na stanowisku adiunkta, jako kierownik projektu finansowanego przez Narodową Agencję Wymiany Akademickiej w ramach programu Polskie Powroty. Badania, którymi się obecnie zajmuję stanowią zarówno kontynuację wcześniej podjętej tematyki: dynamiki systemów ASI [MG6, MG7] oraz monowarstw TMD [MG31], jak również dotyczą nowych zagadnień (niskowymiarowych struktur perowskitowych).

Bibliografia (moje wybrane, najważniejsze publikacje niewymienione w pkt. 4.)

- [MG8] **M. Goryca**, D. Ferrand, P. Kossacki, M. Nawrocki, W. Pacuski, W. Maślana, J. A. Gaj, S. Tatarenko, J. Cibert, T. Wojtowicz, and G. Karczewski *Magnetization Dynamics Down to a Zero Field in Dilute (Cd,Mn)Te Quantum Wells*, Physical Review Letters **102**, 046408 (2009).
- [MG9] **M. Goryca**, T. Kazimierzczuk, M. Nawrocki, A. Golnik, J. A. Gaj, P. Kossacki, P. Wojnar and G. Karczewski *Optical Manipulation of a Single Mn Spin in a CdTe-Based Quantum Dot*, Physical Review Letters **103**, 087401 (2009).
- [MG10] **M. Goryca**, P. Płochocka, 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 Mn²⁺ ion*, Physical Review B **82**, 165323 (2010).
- [MG11] T. Kazimierzczuk, **M. Goryca**, M. Koperski, A. Golnik, J. A. Gaj, M. Nawrocki, P. Wojnar, and P. Kossacki, *Picosecond charge variation of quantum dots under pulsed excitation*, Physical Review B **81**, 155313 (2010).
- [MG12] Ł. Kłopotowski, **M. Goryca**, T. Kazimierzczuk, P. Kossacki, P. Wojnar, G. Karczewski, and T. Wojtowicz, *Dynamics of charge leakage from self-assembled CdTe quantum dots*, Applied Physics Letters **96**, 201905 (2010).
- [MG13] J. Kobak, T. Smoleński, **M. Goryca**, M. Papaj, K. Gietka, A. Bogucki, M. Koperski, J.-G. Rousset, J. Suffczyński, E. Janik, M. Nawrocki, A. Golnik, P. Kossacki, W. Pacuski, *Designing quantum dots for solotronics*, Nature Comm. **5**, 3191 (2014).
- [MG14] M. Koperski, **M. Goryca**, T. Kazimierzczuk, T. Smoleński, A. Golnik, P. Wojnar, P. Kossacki, *Introducing single Mn²⁺ ions into spontaneously coupled quantum dot pairs*, Physical Review B **89**, 075311 (2014).
- [MG15] **M. Goryca**, M. Koperski, P. Wojnar, T. Smoleński, T. Kazimierzczuk, A. Golnik, and P. Kossacki, *Coherent Precession of an Individual 5/2 Spin*, Physical Review Letters **113**, 227202 (2014).

- [MG16] **M. Goryca**, M. Koperski, T. Smoleński, Ł. Cywiński, P. Wojnar, P. Plochocka, M. Potemski, and P. Kossacki, *Spin-lattice relaxation of an individual Mn²⁺ ion in a CdTe/ZnTe quantum dot*, Physical Review B **92**, 045412 (2015).
- [MG17] T. Smoleński, T. Kazimierczuk, J. Kobak, **M. Goryca**, A. Golnik, P. Kossacki, W. Pacuski, *Magnetic ground state of an individual Fe²⁺ ion in strained semiconductor nanostructure*, Nature Comm. **7**, 10484 (2016).
- [MG18] K. Oreszczuk, **M. Goryca**, W. Pacuski, T. Smoleński, M. Nawrocki and P. Kossacki, "*Origin of luminescence quenching in structures containing CdSe/ZnSe quantum dots with a few Mn²⁺ ions*", Physical Review B **96**, 205436 (2017).
- [MG19] T. Smoleński, T. Kazimierczuk, **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*, Physical Review B **86**, 241305 (2012).
- [MG20] B. Piętka, J. Suffczyński, **M. Goryca**, T. Kazimierczuk, A. Golnik, P. Kossacki, A. Wyszomolek, J. A. Gaj, R. Stępniewski, and M. Potemski, *Photon correlation studies of charge variation in a single GaAlAs quantum dot*, Physical Review B **87**, 035310 (2013).
- [MG21] T. Smoleński, T. Kazimierczuk, **M. Goryca**, P. Wojnar, and P. Kossacki, *Mechanism and dynamics of biexciton formation from a long-lived dark exciton in a CdTe quantum dot*, Physical Review B **91**, 155430 (2015).
- [MG22] T. Smoleński, T. Kazimierczuk, **M. Goryca**, P. Wojnar, and P. Kossacki, *Fine structure of a resonantly excited p-shell exciton in a CdTe quantum dot*, Physical Review B **93**, 195311 (2016).
- [MG23] T. Smoleński, **M. Goryca**, M. Koperski, C. Faugeras, T. Kazimierczuk, A. Bogucki, K. Nogajewski, P. Kossacki, and M. Potemski, *Tuning Valley Polarization in a WSe₂ Monolayer with a Tiny Magnetic Field*, Physical Review X **6**, 021024 (2016).
- [MG24] T. Smoleński, T. Kazimierczuk, **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 Materials **5**, 015023 (2018).
- [MG25] A. Łopion, **M. Goryca**, T. Smoleński, K. Oreszczuk, K. Nogajewski, M. R. Molas, M. Potemski and P. Kossacki, *Temperature dependence of photoluminescence lifetime of atomically-thin WSe₂ layer*, Nanotechnology **31**, 135002 (2020).
- [MG26] **M. Goryca**, A. Bogucki, *Sample holder for measurements of optically detected magnetic resonance*, Patent no. Pat.239882, Polish Patent Office (2021).
- [MG27] A. Bogucki, **M. Goryca**, A. Łopion, W. Pacuski, K. E. Połczyńska, J. Z. Domagała, M. Tokarczyk, T. Fąs, A. Golnik, and P. Kossacki, *Angle-resolved optically detected magnetic resonance as a tool for strain determination in nanostructures*, Physical Review B **105**, 075412 (2022).
- [MG28] H. Jin, **M. Goryca**, M. T. Janicke, S. A. Crooker and V. I. Klimov, *Exploiting Functional Impurities for Fast and Efficient Incorporation of Manganese into Quantum Dots*, Journal of the American Chemical Society **142**, 18160 (2020).
- [MG29] I. Fedin, **M. Goryca**, D. Liu, S. Tretiak, V. I. Klimov and S. A. Crooker, *Enhanced Emission from Bright Excitons in Asymmetrically Strained Colloidal CdSe/Cd_xZn_{1-x}Se Quantum Dots*, ACS Nano **15**, 14444 (2021).
- [MG30] K. Park, M. O. Yokosuk, **M. Goryca**, J. J. Yang, S. A. Crooker, S. -W. Cheong, K. Haule, D. Vanderbilt, H. -S. Kim and J. L. Musfeldt, *Nonreciprocal directional dichroism at telecom wavelengths*, npj Quantum Materials **7**, 38 (2022).

[MG31] K. Oreszczuk, A. Rodek, M. Goryca, T. Kazimierczuk, M. Raczyński, J. Howarth, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. Potemski, and P. Kossacki, *Enhancement of electron magnetic susceptibility due to many-body interactions in monolayer MoSe₂*, *2D Materials* **10**, 045019 (2023).

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

Opieka nad pracami dyplomowymi

- promotor pomocniczy pracy doktorskiej Julii Kucharek (w trakcie), Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski;
- promotor pomocniczy pracy doktorskiej Tomasza Smoleńskiego, "*Spektroskopia kropek kwantowych CdSe/ZnSe z pojedynczymi jonami Fe²⁺*", Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2018;
- promotor pracy magisterskiej Melanii Deresz, "*Impulsowe pomiary relaksacji namagnesowania półprzewodników półmagnetycznych*", Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2014;
- promotor pracy magisterskiej Małgorzaty Zinkiewicz, "*Pomiary czasów relaksacji spinowej jonu Mn²⁺ w strukturach selenkowych*", Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2014;
- promotor pracy licencjackiej Tomasza Łopiona, "*Optyczna spektroskopia monowarstw dwusiarczku wolframu domieszkowanych wanadem*", Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2023;
- promotor pracy licencjackiej Wojciecha Kolesińskiego, "*Wytwarzanie eksfoliowanych struktur półprzewodnikowych metodą suchego stempla*", Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2022.

Dydaktyka

W okresie zatrudnienia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego prowadziłem liczne zajęcia dydaktyczne, w tym:

- *Wstęp do optyki i fizyki materii skondensowanej* (wykład oraz ćwiczenia dla studentów III roku studiów I stopnia);
- *Narzędzia obliczeniowe w analizie danych eksperymentalnych fizyki materii skondensowanej* (ćwiczenia dla studentów I roku studiów II stopnia; koncepcja i program przedmiotu został opracowany przeze mnie);
- *Pracownia fizyczna i elektroniczna* (laboratorium dla studentów II roku studiów I stopnia);
- *Analiza niepewności pomiarowych i pracownia wstępna* (laboratorium dla studentów II roku studiów I stopnia);
- *Pracownia specjalistyczna* (laboratorium dla studentów I roku studiów II stopnia);
- *Fizyka z matematyką* (ćwiczenia dla studentów I roku studiów I stopnia);
- *Zespołowe projekty studenckie* (zespołowy projekt dla studentów studiów I stopnia).

Ponadto, w czasie realizacji pracy doktorskiej, prowadziłem następujące zajęcia:

- *Pracownia komputerowa* (ćwiczenia dla studentów I roku studiów I stopnia);
- *Fizyka z matematyką* (ćwiczenia dla studentów I roku studiów I stopnia);

Popularyzacja nauki

- Od 2010 r. do chwili obecnej (z przerwą w latach 2017-2020 w związku z zagranicznym stażem) jestem członkiem Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej. W latach 2014-2017 sprawowałem dodatkowo funkcję Sekretarza Naukowego ds. Zadań Doświadczalnych, kiedy to byłem odpowiedzialny za opracowanie i organizację zadań doświadczalnych Olimpiady. Do moich obecnych obowiązków należy ocena rozwiązań zadań uczestników Olimpiady, udział w tworzeniu zadań oraz szkolenie członków polskiej reprezentacji na Międzynarodową Olimpiadę Fizyczną. Biorę również udział w działaniach organizacyjnych Olimpiady.
- W latach 2012-2014 wspólnie z prof. oświaty Markiem Golką prowadziłem zajęcia dla uzdolnionej młodzieży z XIII Liceum Ogólnokształcącego w Szczecinie w ramach letnich obozów naukowych.
- W latach 2011-2013 prowadziłem warsztaty dla uczniów gimnazjów i szkół ponadgimnazjalnych w ramach Letniej Szkoły Fizyki oraz wykłady w ramach Zajęć Otwartych z Fizyki, na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Zaangażowanie w sprawy organizacyjne

- Od 2021 r. jestem odpowiedzialny za nadzór nad realizacją modernizacji i rozbudowy infrastruktury do odzysku i skraplania gazowego helu na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Działania te są prowadzone w ramach przedsięwzięcia *Helium Infrastructure for Ochota Campus*, finansowanego w ramach projektu *Inicjatywa Doskonałości - Uniwersytet Badawczy* na Uniwersytecie Warszawskim.
- W latach 2016-2017 sprawowałem funkcję członka Rady Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.
- W latach 2014-2017 sprawowałem opiekę na Chórem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

.....*Mateusz Gozyna*.....
(podpis wnioskodawcy)