

Warszawa, 19 stycznia 2017

dr Jan Suffczyński

Wydział Fizyki

Uniwersytet Warszawski

AUTOREFERAT

1. Imię i Nazwisko

Jan Suffczyński

2. Posiadane dyplomy i stopnie naukowe

1. Stopień naukowy: doktor nauk fizycznych

Nadany przez: Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Rok uzyskania: **2007** (z wyróżnieniem)

Tytuł rozprawy doktorskiej: „Korelacje między fotonami emitowanymi z pojedynczych kropek kwantowych CdTe/ZnTe”

Promotor: prof. dr hab. Michał Nawrocki

2. Dyplom magisterski

Nadany przez: Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Rok uzyskania: **2002** (z wyróżnieniem)

Tytuł pracy magisterskiej: „Badanie polaryzacji ekscytonów w układzie dwóch studni kwantowych sprzężonych poprzez barierę półmagnetyczną”

Promotor: prof. dr hab. Michał Nawrocki

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

1. Uniwersytet Warszawski, Wydział Fizyki

Adiunkt, od 2009 r.

2. Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Marcoussis (Francja)

Staż podoktorski, 2007-2009

4. Wskazanie osiągnięcia* wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.):

a) tytuł osiągnięcia naukowego

**Wpływ efektów interferencyjnych i wnękowych
na właściwości optyczne struktur półprzewodnikowych**

b) Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe

[H1] J. Suffczyński, A. Grois, W. Pacuski, A. Golnik, J. A. Gaj, A. Navarro-Quezada, B. Faina, T. Devillers, and A. Bonanni, *Effects of s,p-d and s-p exchange interactions probed by exciton magnetospectroscopy in (Ga,Mn)N*, **Physical Review B** **83**, 094421 (2011).

[H2] M. Koba, J. Suffczyński, *Magneto-optical effects enhancement in DMS layers utilizing 1-D photonic crystal*, **Journal of Electromagnetic Waves and Applications** **27**, 700 (2013).

[H3] M. Koba, J. Suffczyński, *Angle dependence of the photonic enhancement of the magneto-optical Kerr effect in DMS layers*, **EPL (Europhysics Letters)** **108**, 27004 (2014).

[H4] J. Suffczyński, A. Dousse, K. Gauthron, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, J. Bloch, P. Voisin, and P. Senellart, *Origin of the Optical Emission within the Cavity Mode of Coupled Quantum Dot-Cavity Systems*, **Physical Review Letters** **103**, 027401 (2009).

[H5] D. Valente, J. Suffczyński, T. Jakubczyk, A. Dousse, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, P. Voisin, A. Auffeves, and P. Senellart, *Frequency cavity pulling induced by a single semiconductor quantum dot*, **Physical Review B** **89**, 041302(R) (2014).

[H6] A. Dousse, J. Suffczyński, A. Beveratos, O. Krebs, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin, and P. Senellart, *Ultrabright source of entangled photon pairs*, **Nature** **466**, 217 (2010).

c) omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Abstrakt

W cyklu prac wchodzących w skład prezentowanego osiągnięcia naukowego badam wpływ efektów interferencyjnych i wnękowych na właściwości optyczne i magnetoptyczne struktur półprzewodnikowych.

W pracach [H1-H3] wykazuję, że efekty interferencji i związania światła w jednowymiarowej wnęce optycznej wpływają znacząco na odpowiedź magnetoptyczną warstw wykonanych z półprzewodnika półmagnetycznego. W pracach [H4-H5] przedstawiam wyniki moich badań prowadzonych na strukturach, w których półprzewodnikowa kropka kwantowa sprzężona jest z modem trójwymiarowej mikrownęki optycznej. Wskazuję na specyfikę odpowiedzi optycznej tego typu struktur wynikającą z obecności fononów w półprzewodniku. W pracy [H6] demonstruję uzyskanie splątania kwantowego w emisji pojedynczych kropek kwantowych umieszczonych w mikrownęce optycznej przyjmującej formę tzw. molekuly fotonicznej.

Do najważniejszych wyników przedstawianych w rozprawie należy:

- Wypracowanie opisu modelowego widm odbicia w polu magnetycznym od struktur zawierających cienką warstwę szerokoprzerwowego półprzewodnika półmagnetycznego uwzględniającego wpływ efektów interferencji światła. Pomiarów odbicia w polu magnetycznym wykonane przeze mnie i zastosowanie modelu do przypadku (Ga,Mn)N pozwoliły na precyzyjne określenie energii przejść optycznych ekscytonów A , B i C w (Ga,Mn)N w funkcji pola magnetycznego doprowadzając do wyznaczenia stałych oddziaływania wymiennego między jonem Mn^{3+} a nośnikami pasmowymi w badanym materiale (praca [H1]).
- Wykazanie poprzez obliczenia prowadzone w formalizmie macierzy przejścia, że ułożenie warstwy półprzewodnika półmagnetycznego na zwierciadle Bragga pozwala na znaczące wzmocnienie odpowiedzi magnetoptycznej tej warstwy [H2]. Rachunki prowadzone dla światła spolaryzowanego równoległe i prostopadle względem płaszczyzny padania wskazują, że maksymalne wzmocnienie uzyskuje się dla światła spolaryzowanego równoległe padającego na warstwę pod kątem równym kątowi Brewstera [H3].
- Wyjaśnienie pochodzenia emisji optycznej, która jest obserwowana dla długości fali modu rezonansowego półprzewodnikowej mikrownęki optycznej [H4]. Kwestia pochodzenia tej emisji stanowiła przedmiot żywych kontrowersji w literaturze w latach poprzedzających publikację.
- Obserwacja nowego jakościowo efektu zmiany energii modu rezonansowego mikrownęki optycznej w wyniku oddziaływania z ekscytonem związanym w kropce kwantowej w reżimie *ślabego* sprzężenia światło-materia i wyjaśnienie tego zjawiska [H5]. Wyjaśnienie efektów omawianych w pracy [H5], a także w pracy [H4] wymaga

wzięcia pod uwagę transferu energii między ekscytonem a modelem odbywającego się poprzez oddziaływanie z fononami.

- Wykorzystanie efektów wnękowych do wytworzenia wysokowydajnego półprzewodnikowego źródła splątanych par fotonów. Źródło to bazuje na kaskadowej emisji bieksyton-ekscyton z półprzewodnikowej kropki kwantowej sprzężonej z modami optycznymi mikrownęki przyjmującej formę tzw. molekuly fotonicznej [H6].

Rozprawa zorganizowana jest w sposób następujący. W części **A** omawiam stan badań i przedstawiam cel naukowy wykonanych przeze mnie prac. W części **B** prezentuję uzyskane przeze mnie wyniki wskazując na ich znaczenie dla rozwoju dziedziny. Całość kończy zwięzłe podsumowanie.

A. Stan wiedzy i omówienie celu naukowego wykonanych badań

Omówienie stanu wiedzy rozpocznę od wskazania trudności, jakie wynikają z obecności efektów interferencji dla opisu i interpretacji odpowiedzi optycznej struktur złożonych z cienkich warstw półprzewodnika. Następnie przedyskutuję nowe możliwości wynikające z celowego wykorzystania efektów wnękowych i interferencyjnych. Wykażę, że dzięki wzmocnieniu oddziaływania światła z materią, efekty te pozwalają na znaczące rozszerzenie perspektyw badań podstawowych, jak również na zwiększenie funkcjonalności struktur i nanostruktur półprzewodnikowych. Jest to istotne dla dziedzin takich jak m. in. optoelektronika, spintronika czy optyka kwantowa.

Optyczne pomiary spektroskopowe pozwalają na wyznaczenie szeregu istotnych parametrów charakteryzujących półprzewodnik.[1,2] Ma to szczególne znaczenie w przypadku półprzewodników półmagnetycznych (DMS), czyli takich, w których część atomów w pozycjach kationowych zastąpiono jonami o nieznikającym momencie spinowym.[3,4] Jedną z uznanych metod wyznaczania stałych oddziaływania wymiennego $N_0\alpha$ i $N_0\beta$ między jonem magnetycznym, a nośnikami pasmowymi w DMS jest pomiar odbicia lub absorpcji w polu magnetycznym. Typowo w wyniku pomiaru określa się energię przejścia ekscytonowego w funkcji pola magnetycznego, aby następnie z zeemanowskiego rozszczepienia pasm, które jest proporcjonalne do namagnesowania wyznaczyć stałe oddziaływania wymiennego. Badane struktury często składają się z cienkich warstw (grubość rzędu mikrona lub setek nanometrów). Oznacza to, że długość fali padającego światła jest porównywalna z rozmiarami warstw tworzących próbkę. Widmo odbicia w obszarze spektralnym poniżej

przerwy energetycznej przyjmuje w takim przypadku postać interferencji Fabry-Pérot o dużej amplitudzie. W podprzerwowym obszarze spektralnym amplituda interferencji maleje, a ich częstość rośnie, ze względu na wkład do funkcji dielektrycznej i w konsekwencji do współczynnika załamania pochodzący od ekscytonowych i międzypasmowych przejść optycznych. Nałożenie przejść ekscytonowych, przeważnie o kształcie lorentzowskim i często niewielkiej sile oscylatora, na silnie zależne od długości fali oscylacje stanowi znaczącą trudność w wyznaczeniu parametrów tychże przejść. Trudność ta jest dodatkowo zwiększona w przypadku półprzewodników półmagnetycznych bazujących na materiałach szerokoprzerwowych, takich jak GaN czy ZnO. W przypadku tych materiałów pasmo walencyjne, ze względu na efekty pochodzące od pola krystalicznego i oddziaływania spin-orbitalnego, jest niezdegenerowane w $\mathbf{k} = 0$ i w widmie optycznym występują przejścia optyczne trzech ekscytonów, które są oznaczane zwyczajowo A , B i C . [5] Ze względu na różne symetrie podpasz walencyjnych poziomy tych ekscytonów rozszczepiają się w polu magnetycznym w przeciwne strony na skali energii. Ponadto, szerokość przejść ekscytonowych zwiększona w wyniku zwiększonego nieporządku związanego z domieszkowaniem kryształu jonami magnetycznymi staje się porównywalna z zależnymi od pola magnetycznego rozszczepieniami ekscytonu, nawet gdy rozszczepienie to ulega nasyceniu. W omawianym przypadku zatem prawidłowy opis widm odbicia jest trudny, a obecność efektów interferencji czyni właściwą ich interpretację jeszcze trudniejszą.

W pracy [H1] omawianej szczegółowo w części B przedstawiam wyniki pomiarów odbicia na warstwach (Ga,Mn)N, a także model, który posłużył do opisu otrzymanych widm w funkcji pola magnetycznego. Uwzględnienie w modelu efektów interferencji umożliwiło mi poprawny opis i określenie parametrów przejść optycznych w materiale, a w konsekwencji wyznaczenie stałych oddziaływania wymiennego jon-nośnik w (Ga,Mn)N.

Efekty interferencji fali świetlnej w istotnym stopniu utrudniają interpretację widm optycznych struktur półprzewodnikowych. Z drugiej strony, celowe wzmocnienie tych efektów, np. poprzez zastosowanie mikrownęki optycznej może być w kontekście badań i zastosowań półprzewodników bardzo przydatne. [6,7] Mikrownęki półprzewodnikowe są typowo tworzone przez parę zwierciadeł Bragga z umieszczoną między nimi warstwą o grubości zapewniającej związanie optycznego modu rezonansowego. Zwierciadło Bragga wytwarza się jako naprzemienny układ warstw dielektryka o różnym współczynniku załamania światła, takich, że grubość kolejnych warstw wynosi $d_i = \lambda/4n_i$, gdzie $n_{i(=1,2)}$ oznacza współczynnik załamania i -tej warstwy. Przypadkiem pośrednim pomiędzy strukturą

złożoną z cienkich warstw o przypadkowych grubościach, a regularną mikrownąką optyczną jest *półwnęka* optyczna, tzn. wnęka pozbawiona jednego ze zwierciadeł. W takim przypadku rolę brakującego zwierciadła pełni międzypowierzchnia półprzewodnik-powietrze. Dla typowych półprzewodników współczynnik załamania n wynosi między 1.5, a 3.5, co daje współczynnik odbicia $R = (n-1)^2/(n+1)^2$ od międzypowierzchni między 0.04 a 0.31. Mimo, że jest to znacznie mniej niż dla dobrej jakości zwierciadła Bragga ($R > 0.99$) należy spodziewać się, że otrzymana półwnęka będzie w istotny sposób modyfikować właściwości optyczne warstwy aktywnej. Poza wielokrotnym przejściem światła przez warstwę aktywną i wynikającego z tego zwiększenia absorpcji, struktura taka umożliwia także ukierunkowanie emisji z warstwy aktywnej. Do zalet struktury typu „półwnęka” należy także relatywna łatwość jej wytworzenia metodami epitaksjalnymi, gdyż mała grubość i krótszy czas wzrostu struktury przekłada się na ograniczenie roli fluktuacji podczas wytwarzania struktury (np. przypadkowych zmian strumieni pierwiastków podczas wzrostu epitaksjalnego).

Obiecujące wydaje się zastosowanie struktur typu półwnęka w badaniach warstw DMS poprzez magnetooptyczny efekt Kerra (MOKE) [8]. MOKE jest powszechnie używanym narzędziem służącym do określania stopnia namagnesowania materiału. W przypadku typowych DMS, natężenie MOKE skaluje się liniowo z zeemanowskim rozszczepieniem poziomów ekscytonowych, które jest z kolei liniowo proporcjonalne do namagnesowania. Natężenie MOKE silnie spada jednak zarówno w granicy małych koncentracji domieszki magnetycznej w DMS (ze względu na małe rozszczepienie Zeemana), jak i dla dużych jej koncentracji (ze względu na obniżenie jakości krystalicznej struktury pociągające za sobą osłabienie przejść ekscytonowych). Stwarza to potrzebę znalezienia możliwie najprostszej metody wzmacniania MOKE. Wkład do natężenia MOKE dają: (i) indukowane oddziaływaniem *s,p-d* zeemanowskie rozszczepienie poziomów ekscytonowych, a także zależna od polaryzacji zmiana (ii) szerokości spektralnej oraz (iii) amplitudy przejść ekscytonowych.[9] Obecność rezonatora optycznego nie wpływa w pierwszym rzędzie na rozszczepienie i szerokość spektralną poziomów ekscytonowych. Prowadzi jednak, dzięki wielokrotnemu przejściu światła przez warstwę DMS do zwiększenia absorpcji ekscytonowej i w konsekwencji do zwiększenia MOKE.

W pracach [H2-H3] omawianych w dalszej części rozprawy przedstawiam wyniki obliczeń wskazujące na możliwość znacznego wzmocnienia MOKE pochodzącego od warstwy (Cd,Mn)Te, (Ga,Mn)N lub (Ga,Fe)N dzięki wykorzystaniu efektów interferencyjnych w strukturze typu „półwnęka”.

Natężenie efektów oddziaływania światło-materia uzyskiwanych dzięki związaniu fotonu w mikrownęce optycznej zwiększa się wraz ze zmniejszaniem objętości modu związanego i powiększaniem dobroci wnęki, a także ze zwiększaniem się siły oscylatora przejść optycznych w materiale aktywnym.[7] W przypadku struktur z mikrowną planarną dalsze zwiększenie stopnia związania światła otrzymuje się poprzez mikrostrukturyzację mikrownęki. Może to być np. wytworzenie mikropilarów o średnicy rzędu mikrometera, zatem porównywalnej z długością fali związanego fotonu.[10] Wówczas związanie fotonu w jednym z wymiarów jest zapewniane przez zwierciadła Bragga, a w pozostałych dwóch – poprzez odbicie fotonu od bocznych ścianek pilara, wynikające z kontrastu współczynników załamania materiału pilara i powietrza. Ma to szczególne znaczenie, gdy związany mod optyczny oddziałuje z pojedynczym emiterem kwantowym w postaci ekscytynu związanego w strukturze niskowymiarowej takiej jak kropka kwantowa. W dalszej części ograniczam rozważania do tego właśnie przypadku i dla uproszczenia traktuję kropkę kwantową jako system dwupoziomowy. Trzy wielkości fizyczne grają podstawową rolę w opisie sprzężonego systemu kropka kwantowa – mikrownoka optyczna: stała sprzężenia g określająca prędkość wymiany energii pomiędzy kropką a modem rezonansowym, prędkość γ_M dyssypacji do otoczenia energii fali świetlnej związanej we wnękę, a także prędkość γ_{QD} jaką emiter oddaje energię otoczeniu gdy znajduje się poza wnęką (tj. prędkość emisji spontanicznej w próżni). W ramach modelu Jaynesa-Cummingsa [11] częstości własne $\Omega_{\pm}$ sprzężonego systemu i odpowiadające im szerokości spektralne $\Gamma_{\pm}$ definiowane są poprzez równanie:

$$\Omega_{\pm} + i\Gamma_{\pm} = \frac{\omega_M + \omega_{QD}}{2} - i\frac{\gamma_M + \gamma_{QD}}{4} \pm \sqrt{g^2 + \frac{1}{4}\left(\Delta\omega - i\frac{\gamma_{QD} - \gamma_M}{2}\right)^2},$$

gdzie $\Delta\omega = \omega_M - \omega_{QD}$ oznacza odstrojenie między energią ekscytynu w kropce a modem wnęki.

W reżimie tzw. *ślabego sprzężenia* (gdy g jest mniejsze od $\gamma_M/4$ lub $\gamma_{QD}/4$) w rezonansie energetycznym emitery i modu wnęki w widmie emisji sprzężonego systemu widoczne jest jedno przejście optyczne. W wyniku sprzężenia prędkość emisji spontanicznej emitery zwiększa się (efekt Purcella [12]) o tzw. czynnik Purcella. Jest on proporcjonalny do ilorazu prędkości emisji emitery z przekazem fotonu w mod wnęki przez prędkość emisji spontanicznej emitery w próżni.

W reżimie tzw. *silnego sprzężenia* (gdy g jest większe zarówno od $\gamma_M/4$ jak i od $\gamma_{QD}/4$) foton przebywa we wnękę odpowiednio długo aby był wielokrotnie zaabsorbowany i (ponownie)

wyemitowany przez emiter. W rezultacie powstają zmieszane stany światła i materii, pomiędzy którymi zachodzą oscylacje Rabiego z częstością g . Funkcje falowe tych stanów są symetrycznym lub antysymetrycznym złożeniem funkcji falowych postaci:

$$|emiter\ w\ stanie\ podstawowym, foton\ we\ wnęcie\rangle$$

oraz

$$|emiter\ w\ stanie\ wzbudzonym, pusta\ wnęka\rangle$$

W tym reżimie w widmie emisji lub odbicia obserwuje się w rezonansie dwa przejścia optyczne o jednakowej szerokości $(\gamma_{QD} + \gamma_M)/2$, za które odpowiedzialne są zmieszane stany światła i materii.

Spodziewaną konsekwencją wkładu pochodzącego od ekscytonu do funkcji falowej związanego fotonu w pobliżu rezonansu w reżimie *silnego* sprzężenia i dla małych odstrojeń wnęka-emiter jest emisja zachodząca w długości fali modu wnęki.[13,14,15] Pytaniem jednak, które nurtowało badaczy było dlaczego emisja ta jest obserwowana także poza rejonem rezonansu, tzn. dla odstrojeń większych niż kilkakrotność $(\gamma_{QD} + \gamma_M)/2$, także w reżimie *słabego* sprzężenia.[13,15,16,17] Obecność emisji w długości fali modu rezonansowego półprzewodnikowej mikrownęki optycznej jest w istocie zaskakująca, gdyż *a priori* nie istnieje żaden oscylator, który mógłby odpowiadać za przejście optyczne w długości fali odpowiadającej modowi wnęki. Obecność modu wnęki oznacza jedynie zwiększoną lokalnie, w domenie spektralnej i w przestrzeni, gęstość stanów fotonu. W pracy [H4], którą omawiam w części B, wraz ze współautorami potwierdzam obserwację i proponuję wyjaśnienie pochodzenia tej emisji. Wyjaśnienie wymaga wzięcia pod uwagę transferu energii między ekscytonem, a modelem wnęki z udziałem fononów, których obecność jest specyficzna dla wnęk optycznych wykonanych z materiałów półprzewodnikowych. Na niezaniebdywalną rolę fononów w strukturach fotonicznych wykonanych z materiałów półprzewodnikowych wskazują także w pracy [H5]. Opisuję w niej efekt (pozornej) zmiany energii modu rezonansowego mikrownęki optycznej w reżimie *słabego* sprzężenia w wyniku oddziaływania związanego fotonu z pojedynczym ekscytonem, którego przejście optyczne jest poszerzone w wyniku oddziaływania z fononami.

Zastosowanie efektów wnękowych pozwala nie tylko na obserwację nowych zjawisk, ale także na zwiększenie funkcjonalności struktur półprzewodnikowych. Jak zaproponowano teoretycznie [18] i zademonstrowano doświadczalnie,[19,20] półprzewodnikowa kropka kwantowa może stanowić źródło splątanych par fotonów, produkowanych w kaskadowym

zaniku radiacyjnym związanego biekscytonu. Zgodnie z zasadą Pauliego ekscytony tworzące biekscyton przyjmują ortogonalne orientacje spinowe. Zatem jeśli rozważać emisję wykrywaną w bazie kołowych polaryzacji światła i kropkę, w której stan podstawowy ekscytonu jest zdegenerowany spinowo, zanik pary ekscytonów skutkuje emisją dwóch spolaryzowanych ortogonalnie fotonów. Nierozróżnialność dwóch możliwych dróg zaniku biekscytonu prowadzi do splątania polaryzacyjnego [21] dwóch fotonów emitowanych w kaskadzie. Na ogół jednak potencjał wiążący ekscyton w kropce kwantowej jest anizotropowy. Wynikające anizotropowe oddziaływanie wymienne elektron-dziura prowadzi do zniesienia degeneracji energetycznej dwóch stanów ekscytonu,[22] co prowadzi do rozróżnialności dwóch dróg zaniku biekscytonu, a w konsekwencji do zniesienia splątania emitowanych fotonów. Metody stosowane dotąd w celu zmniejszenia anizotropowego rozszczepienia ekscytonu (FSS) polegały głównie na przywróceniu symetrii funkcji falowych elektronu i dziury tworzących związany ekscyton poprzez przyłożenie zewnętrznego pola elektrycznego,[23] magnetycznego,[24] naprężenia [25] lub zwiększenie symetrii potencjału kropki w wyniku wygrzewania [26]. W pracy [H6] wraz ze współautorami zastosowałem nową metodę, wykorzystującą efekty wnękowe. Opisuję w niej pomysł i realizację wysokowydajnego źródła par splątanych fotonów w kaskadzie biekscyton-ekscyton w kropce kwantowej GaAs/(Al,Ga)As sprzężonej z modami molekuly fotonicznej [40] wytrawionej z mikrownęki planarnej. Otrzymane dzięki sprzężeniu kropki z modelem wnęki skrócenie czasu życia ekscytonu doprowadziło do zwiększenia szerokości jednorodnej jego poziomu, tak by przekraczała FSS. Umożliwiło to przywrócenie nierozróżnialności dwóch dróg zaniku biekscytonu i obserwację splątania polaryzacyjnego fotonów emitowanych w jego kaskadowym zaniku.

B. Osiągnięte wyniki oraz perspektywy ich ewentualnego wykorzystania

Jak wykazałem w części wstępnej, do poprawnego wyznaczenia energii przejść ekscytonowych w cienkiej warstwie szerokoprzerwowego półprzewodnika półmagnetycznego konieczne jest uwzględnienie efektów interferencji w tej i pozostałych warstwach tworzących próbkę. W przypadku badań wykonanych w pracy [H1] próbka składała się z podłoża szafirowego, warstwy GaN o grubości ok. 900 nm i warstwy (Ga,Mn)N (zawartość molowa Mn od 0 % do 0.8 %) o grubości od 300 nm do 500 nm. W pomiarze rejestrowałem widma odbicia w funkcji pola magnetycznego w konfiguracji Faradaya. Do opisu widm zaadaptowałem model zastosowany poprzednio do (Ga,Fe)N.[27] W konstrukcji modelu wziąłem pod uwagę wkład do funkcji dielektrycznej (Ga,Mn)N i GaN

pochodzący od absorpcji ekscytonów A , B i C charakterystycznych dla półprzewodnika o strukturze wurcytu, stanów wzbudzonych tych ekscytonów, a także przejść międzypasmowych z udziałem niezwiązanych nośników. Założyłem lorentzowski kształt linii ekscytonowych i kształt krawędzi absorpcji taki jak w pracy [28]. Następnie poprzez obliczenia prowadzone w formalizmie macierzy przejścia, po wzięciu pod uwagę wszystkich warstw tworzących próbkę, wyliczyłem widma odbicia badanych struktur. W pracach publikowanych dotąd [4,27] brano pod uwagę wyłącznie funkcję dielektryczną i wynikający z niej zespolony współczynnik załamania jedynie od górnej, aktywnej warstwy półprzewodnika półmagnetycznego i zaniedbywano efekty interferencyjne, co prowadziło do obniżenia dokładności wyznaczenia energii ekscytonów. Widma odbicia wyliczone w pracy [H1] bardzo dobrze odtworzyły kształty obserwowane w eksperymencie tak w obszarze ekscytonowym, jak i powyżej przerwy, w którym absorpcja międzypasmowa ulega nasyceniu. Poprawny opis obejmował także modulację odbitego sygnału wynikającą z interferencji Fabry-Pérot w obszarze spektralnym poniżej przerwy energetycznej GaN. Dopasowanie wyliczonych widm odbicia do tych otrzymanych w eksperymencie pozwoliło na jednoznaczne wyznaczenie energii przejść ekscytonowych w funkcji pola magnetycznego. Następnie, w celu wyznaczenia stałych wymiany między jonem manganu Mn^{3+} a nośnikami pasmowymi do tak otrzymanych energii ekscytonów dopasowano zależności wyliczone w ramach modelu [27] opisującego przesunięcia energetyczne ekscytonów w polu magnetycznym.

Otrzymane *efektywne* stałe wymiany ($N_0\alpha = 0.0 \pm 0.2$ eV oraz $N_0\beta = +0.8 \pm 0.2$ eV) potwierdzają wyniki rozważań teoretycznych, przewidujące kompensację oddziaływania wymiennego jon-nośnik w szerokoprzerwowych półprzewodnikach półmagnetycznych w związku z obecnością dziury związanej w potencjale kulombowskim jonu magnetycznego. [29,30] Otrzymany wynik, poza samym wyznaczeniem stałych oddziaływania wymiennego ma zatem duże znaczenie dla zrozumienia niezgodności pomiędzy wartościami stałych wymiany wyznaczanych z trendów chemicznych i z pomiarów magnetooptycznych w przypadku szerokoprzerwowych półprzewodników półmagnetycznych.

Efekty interferencyjne utrudniają interpretację widm (magneto)optycznych, jednak odpowiednio wykorzystane, mogą także ułatwiać badania i zastosowania materiałów półprzewodnikowych. Przykładem jest tutaj struktura typu „półwnęka”, w której warstwę półprzewodnika półmagnetycznego (warstwę aktywną) ułożono na lustrze Bragga, zaproponowana przeze mnie wraz ze współautorem, dr. Marcinem Kobą w pracy [H2].

Pożądany wpływ efektów interferencji światła, tzn. wzmocnienie MOKE dzięki wielokrotnemu przejściu światła przez warstwę aktywną wykazaliśmy poprzez obliczenia przeprowadzone w formalizmie macierzy przejścia dla warstw półprzewodnikowych domieszkowanych manganem: (Ga,Mn)N i (Cd,Mn)Te.

Aby ocenić stopień wzmocnienia, wyznaczaliśmy natężenie MOKE pochodzącego od ekscytonowych przejść optycznych w strukturze zawierającą warstwę DMS o grubości rzędu $d_{\text{DMS}} = 100$ nm ułożoną na lustrze Bragga. Następnie analogiczny rachunek wykonywaliśmy dla struktury referencyjnej, w której warstwa DMS ułożona jest na buforze (Al,Ga)N i porównywaliśmy oba wyniki. Zakładaliśmy niewielki, około 5 % kontrast współczynników załamania warstw tworzących lustro Bragga ($\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}/\text{Al}_{1-y}\text{Ga}_y\text{N}$ oraz $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$ odpowiednio w przypadku próbki III-V i II-VI), zatem niewielką różnicę składów warstw. W przypadku praktycznej realizacji struktur powinno to ograniczyć niepożądane efekty naprężenia i zmniejszyć gęstość dyslokacji powstających w związku z różnicą stałych sieci.[31] Parametry przejść optycznych w przypadku (Ga,Mn)N pochodziły z pracy [H1], a w przypadku (Cd,Mn)Te z literatury.[32] Kąt skręcenia Kerra po przyłożeniu zewnętrznego pola magnetycznego wyliczany był jako:

$$\theta(\lambda) = \frac{1}{2} \arg \left(\frac{r^{\sigma-}(\lambda)}{r^{\sigma+}(\lambda)} \right),$$

gdzie $r^{\sigma-}(\lambda)$ i $r^{\sigma+}(\lambda)$ to zależna od długości fali λ amplituda odbitej fali świetlnej w polaryzacji odpowiednio $\sigma-$ lub $\sigma+$.[33] Przewidywane wzmocnienie MOKE wynika ze zwiększenia rotacji polaryzacji światła w wyniku wielokrotnego przejścia przez namagnesowany materiał.

Obliczenia dla ustalonego niezerowego pola magnetycznego wykazały szybki wzrost kąta skręcenia Kerra (natężenia MOKE) wraz ze wzrostem liczby par tworzących lustro Bragga, z nasyceniem już przy 4 parach. Wzmocnienie w ekscytonowym obszarze spektralnym było, w zależności od długości fali światła, przynajmniej kilkukrotne.

Warto zauważyć, że zaproponowana struktura różni się względem standardowej („warstwa aktywna + bufor”) dodaniem jedynie prostego lustra Bragga. Jest to istotne z punktu widzenia ew. produkcji próbek metodami epitaksjalnymi [34] i sprzyja przyszłemu jej zastosowaniu w praktyce. Ponadto, przeprowadzone przez nas obliczenia przewidują wzmocnienie MOKE zarówno dla (Ga, Mn)N jak i (Cd, Mn)Te, a zatem dla półprzewodnika grupy III-V reprezentującego DMS o strukturze wurcytu jak i półprzewodnika grupy II-VI reprezentującego DMS o strukturze blendy cynkowej. Wskazuje to na możliwość szerokiego zastosowania zaproponowanej metody.

Praca [H2] miała na celu wykazanie obecności efektu fotonicznego wzmocnienia MOKE. Praca [H3] pogłębia badania podjęte w [H2]. Rozważana była w niej struktura taka jak w [H2]: warstwa DMS, którą w tym przypadku stanowiła warstwa (Ga,Fe)N, ułożona na lustrze Bragga. W tym wypadku jednak natężenie MOKE wyznaczaliśmy w funkcji takich parametrów struktury jak grubość warstwy DMS d_{DMS} i długości fali, na jaką centrowane jest lustro Bragga. Co więcej, obliczenia wykonywaliśmy dla padania światła wzdłuż normalnej do próbki, a dla wybranych parametrów struktury także w funkcji kąta padania światła.

Obliczenia wykazały, że wielkość magnetoptycznego skręcenia Kerra rośnie wraz z d_{DMS} aż do nasycenia i wykazuje silnie oscylacyjny charakter poniżej nasycenia. Maksima natężenia MOKE dla ustalonej długości fali i zmieniającej się grubości d_{DMS} przypadały dla d_{DMS} odpowiadającej w przybliżeniu wielokrotnościom połowy efektywnej długości fali światła w (Ga,Fe)N ($\lambda/(2n_{(\text{Ga,Fe)N}})$). Dla takich grubości d_{DMS} częściowe odbicia fali świetlnej we wnęce, której jeden brzeg wyznacza lustro Bragga, a drugi brzeg międzypowierzchnia (Ga,Fe)N/powietrze, sumują się w fazie. Świadczy to o tym, że oscylacje natężenia MOKE w funkcji d_{DMS} wynikają z efektów interferencji. Zarówno natężenie MOKE, jak i amplituda oscylacji są kilkakrotnie większe w przypadku struktury z lustrem Bragga niż w przypadku struktury referencyjnej. Zgodnie z oczekiwaniem wzmocnienie jest największe, gdy centralna długość fali lustra Bragga trafia w obszar ekscytonów w (Ga,Fe)N.

Obliczenia prowadzone w funkcji kąta padania światła wykazały, że kilkakrotne wzmocnienie MOKE dla fali światła spolaryzowanej prostopadle do płaszczyzny padania (TE) utrzymuje się w praktycznie całym przedziale kątów padania. Natomiast dla fali spolaryzowanej równolegle (TM) obliczenia wykazały dodatkowe, silne maksimum (wzmocnienie MOKE o rząd wielkości) dla kąta padania odpowiadającemu kątowi Brewstera w (Ga,Fe)N. Efekt maksymalnego MOKE dla kąta Brewstera był jak dotąd obserwowany wyłącznie dla MOKE wywołanego oddziaływaniem światła z namagnesowaną warstwą metaliczną.[35]

Istotnym wnioskiem z pracy [H3] jest, że natężenie MOKE w badaniach warstw półprzewodnika półmagnetycznego nie zależy wyłącznie od koncentracji domieszki magnetycznej, jak się często przyjmuje. Poprawna interpretacja MOKE wymaga wzięcia pod uwagę efektów interferencji światła w układzie warstw tworzących całą strukturę. Ponadto, zgodnie z przewidywaniami pracy [H3], w materiałach DMS możliwa jest wydajna regulacji wzmocnienia MOKE poprzez dobór kąta padania lub polaryzacji padającego światła.

Jak nadmieniałem we wstępnej części, mikrostrukturyzacja struktur fotonicznych dodatkowo wzmacnia interferencyjne i wnękowe efekty oddziaływania światła z materią. Obserwowanym przez wielu autorów i niewyjaśnionym efektem w przypadku sytemu: kropka kwantowa sprzężona z modem optycznym mikrownęki w mikropilarze była emisja w długości fali modu wnęki nawet dla dużych odstrożeń kropka-mod.[13,15,16,17] Obecność emisji modu jest zaskakująca, gdyż model Jaynesa-Cummingsa często stosowany do opisu eksperymentów z dziedziny wnękowej elektrodynamiki kwantowej przewiduje, że w przypadku gdy szerokość spektralna emitera jest znacznie mniejsza niż szerokość spektralna modu wnęki emisja zachodzi głównie w energii emitera, niezależnie od odstrożenia kropka-mod.[11] W szczególności, poza rejonem spektralnym rezonansu emiter-mod emisja w długością fali modu powinna być zanedbywalna.

W pracy [H4] wyjaśniam pochodzenie emisji poprzez mod wnęki półprzewodnikowej wykonując czasowo-rozdzielone i czasowo-zintegrowane badania na *slabo* sprzężonych systemach kropka kwantowa GaAs/(Al,Ga)As - mikrownęka w mikropilarze. Systemy te wytworzone zostały przy użyciu metody znakowania fotolitograficznego, w wypracowaniu której uczestniczyłem.[36] Pozwala ona na uzyskanie optymalnego (spektralnie i przestrzennie) sprzężenia między ekscytonem w wybranej kropce a modem mikropilara. Dzięki temu emisja wybranej kropki znacznie silniej sprzęga się z modem niż emisja tła pochodzącego od (wielu) innych kropek. Ograniczenie roli emiterów tła umożliwiło wykonanie obserwacji, które poprzednio nie były możliwe.

Wykonane przeze mnie pomiary z wysoką rozdzielczością czasową wykazały, że zanik emisji w długości fali modu mikrownęki wykazuje taką samą stałą czasową jak zanik emisji najbliższego spektralnie przejścia ekscytonowego w sprzężonej z modem kropce kwantowej. Jeśli natomiast dwa przejścia ekscytonowe o różnych prędkościach zaniku emisji są podobnie odstrożone względem modu, to prędkość zaniku emisji modu przyjmuje wartość pośrednią między nimi. Systematyczne badania na statystyce kilkudziesięciu sprzężonych systemów potwierdziły powyższą korelację między prędkościami zaniku emisji ekscytonu i modu wnęki. Wynik ten świadczy o tym, że ten sam emiter (kropka kwantowa) odpowiada za emisję nie tylko w jego własnej długości fali, ale także za emisję w długości fali modu wnęki.

Powyższy wynik można wyjaśnić zakładając oddziaływanie związanego ekscytonu z fononami akustycznymi lub ze swobodnymi nośnikami na zewnątrz kropki, które prowadziłoby do emisji także poza linią zero-fononową kropki. Ze względu na dużą gęstość stanów fotonowych w energii modu, emisja ta byłaby wydajnie przechwytywana przez mod. Potwierdzeniem dla takiej hipotezy jest praca Naesby'ego i współautorów.[37] Poprzez

rozważania teoretyczne, wykazują oni, że efekty defazowania poszerzające przejście optyczne kropki kwantowej prowadzą do znacznego wzmocnienia emisji modu mikrownęki, z którym kropka ta jest sprzężona. Zgodnie z przewidywaniem Naesby'ego *et al.* dla dużych odstrojeń kropka-mod powinna dominować emisja poprzez mod wnęki, a dla małych - emisja w długości fali kropki. Wyznaczony w wykonywanych przeze mnie pomiarach stosunek intensywności emisji modu do całkowitej intensywności emisji (kropka + mod) pozostaje w jakościowej zgodności z tym przewidywaniem. Ponadto, w ramach modelu Naesby'ego *et al.* dynamika emisji kropki kwantowej i poprzez mod wnęki powinna być jednakowa, tak jak to jest obserwowane w pomiarze.

Praca [H4] wskazuje jednoznacznie, że model Jaynesa-Cummingsa działający poprawnie m. in. w dziedzinie optyki kwantowej, gdzie związany mod optyczny oddziałuje w próżni z pojedynczym atomem lub niewielką grupą atomów,[38] jest niewystarczający do opisu systemów półprzewodnikowych, w których kropka kwantowa sprzężona jest z modelem mikrownęki. W drugim przypadku bowiem zarówno kropka jak i wnęka tworzone są przez dużą gęstość atomów ułożonych w sieć krystaliczną, w której występują wzbudzenia fononowe.

Obecność wzbudzeń fononowych w sprzężonych systemach kropka kwantowa - mod mikrownęki wpływa na widmo emisji sprzężonego systemu w jeszcze jeden nieoczekiwany sposób, inny niż opisany w pracy [H4]. Efektowi temu poświęcona jest praca [H5], w której wraz ze współautorami opisuję efekt spektralnego *ciągnięcia* modu mikrownęki. *Ciągnięcie* modu optycznego wnęki rezonansowej w fizyce laserowej oznacza zmianę energii modu wywołaną zmianą przenikalności dielektrycznej ośrodka aktywnego w obecności wzmocnienia zależnego od energii światła.[39] Tego typu efekt był dotąd obserwowany wyłącznie w fizyce laserowej, czyli w układach, w których w modelem wnęki sprzęga się wiele emiterów.[39] W pracy [H5] opisuję modyfikację energii modu wnęki wynikającą z oddziaływania z pojedynczym emiterem (kropką kwantową) w obecności fononów, którą zaobserwowałem w *ślabo* sprzężonym systemie kropka kwantowa GaAs/(Al,Ga)As - mod mikrownęki w mikropilarze.

W wykonywanym pomiarze rejestrowałem kolejne widma emisji sprzężonego systemu w funkcji systematycznie rosnącej temperatury, a zatem w funkcji odstrojenia kropka-mod. Korzystałem tu z faktu, że przerwa energetyczna półprzewodnika jest znacznie bardziej wrażliwa na zmianę temperatury niż jego współczynnik załamania, co oznacza że energia ekscytonu związanego w kropce kwantowej maleje wraz z rosnącą temperaturą znacznie szybciej niż energia modu. Skok temperatury między kolejnymi widmami ustaliłem na

wartość rzędu dziesiątych części Kelvina. Było to znacznie mniej niż w poprzednich badaniach [10, **Błąd! Nie zdefiniowano zakładki.**, **Błąd! Nie zdefiniowano zakładki.**] i pozwoliło mi na prześledzenie zmian energii modu i ekscytonu w funkcji temperatury w sposób quasi-ciągły.

Aby uzyskać informację ilościową o maksimach pochodzących od modu i od kropki kwantowej dopasowywałem do otrzymanych widm sumę dwóch krzywych Lorentza. Wykres położenia energetycznego linii w funkcji odstrojenia ujawnił zaskakujący efekt niemonotonicznej zmiany energii modu w sąsiedztwie rezonansu z przejściem ekscytonowym w sprzężonej kropce. Efekt ten zachodził zarówno w przypadku zbliżania się modu do stanu ekscytonu neutralnego, bieksytonu jak i dla ekscytonu naładowanego. Energia przejść ekscytonowych zmieniała się natomiast z odstrojeniem w sposób monotoniczny, bez odchyżeń od głównego kierunku zmiany, także w okolicy rezonansu z modem. Jak wykazuję w pracy [H5] obserwowane zachowanie modu można spójnie wyjaśnić przyjmując, że wypadkowe widmo emisji jest iloczynem gęstości spektralnej stanu kropki (poszerzonej w wyniku oddziaływania z fononami optycznymi) oraz modu optycznego mikrownęki (o kształcie krzywej Lorentza). W ramach takiej interpretacji, gdy mod zbliża się do rezonansu z ekscytonem (i) położenie linii zero-fononowej ekscytonu ze względu na swoją małą szerokość spektralną praktycznie nie ulega zmianie, (ii) szerokie maksimum modu przemnożone przez nachylone zbocze poszerzenia fononowego linii ekscytonowej daje maksimum w widmie przesunięte w stronę linii zero-fononowej ekscytonu. Powyższe daje efekt *ciągnięcia*, a także spektralnego zawężenia modu. Ponadto, jeśli mod znajduje się sąsiedztwie spektralnym między dwoma przejściami optycznymi kropki, każde z nich *ciągnie* go w swoją stronę, co prowadzi do spektralnego poszerzenia modu.

Najważniejszą konsekwencją wyników przedstawionych w pracy [H5] dla dziedziny półprzewodnikowej wnękowej elektrodynamiki kwantowej jest zakwestionowanie podręcznikowego obrazu [7] mówiącego, że w każdym przypadku szerokość spektralna $\Delta\lambda$ i długość fali modu optycznego λ definiują jednoznacznie dobroć wnęki Q ($Q = \lambda/\Delta\lambda$). Ze względu na to, że poszerzenie fononowe optycznego przejścia ekscytonu może prowadzić do zawężania lub poszerzania szerokości spektralnej modu wnęki obserwowanej w pomiarze, w dziedzinie półprzewodnikowej wnękowej elektrodynamiki kwantowej wyznaczenie dobroci wnęki w oparciu o widmo emisji może być obarczone dużym błędem. Praca [H5] wskazuje zatem na dalsze ograniczenia modelu Janesa-Cummingsa dla opisu oddziaływania światło-materia w fonicznych systemach półprzewodnikowych.

Na tle pozostałych prac w cyklu praca [H6] jest w największym stopniu zorientowana na zastosowania. W pracy [H6] wykorzystuję efekty wnękowe aby wytworzyć półprzewodnikowe źródło polaryzacyjne splątanych par fotonów o dużej jasności. Pierwszym etapem badań wykonanych przeze mnie w tym przypadku była charakteryzacja optyczna wytworzonych molekuł fotonicznych o systematycznie zmieniających się parametrach. Molekuła fotoniczna jest tworzona przez dwa sprzężone ze sobą mikropilary zawierające mikrownękę.[40] Sprzężenie między modami mikrownęk zachodzi dzięki ewanescentnemu wyciekaniu modów poza objętość mikropilara. Dobór średnicy mikropilarów i ich wzajemnej odległości umożliwia wydajną regulację energii sprzężonych modów.[40,41] Następnie przy użyciu metody znakowania fotolitograficznego [36] wyprodukowano molekuły, których mody sprzężone były z przejściami optycznymi wybranej kropki kwantowej. W oparciu o wykonaną charakteryzację tak dobierano parametry molekuł (promień i wzajemna odległość mikropilarów), aby zarówno neutralny ekscyton, jak i biekscyton były w rezonansie z modami molekuły. Zwiększenie oddziaływania światło-materia poprzez efekt wnękowy pozwoliło na przyspieszenie emisji spontanicznej ekscytonów o około rząd wielkości. Skrócenie czasu życia neutralnego ekscytonu doprowadziło do zwiększenia szerokości jednorodnej jego poziomu ponad wartość charakteryzującego go anizotropowego rozszczepienia wymiennego. (W badanych kropkach, dzięki zastosowanej metodzie wzrostu oraz wygrzewaniu próbek rozszczepienie FSS było niewielkie, rzędu kilku μeV). Pozwoliło to na przywrócenie nierozróżnialności dwóch ścieżek radiacyjnego zaniku biekscytonu. Pomiar korelacji pojedynczych fotonów, które przeprowadziłem wraz ze współpracownikami wykazały obecność splątania polaryzacyjnego fotonów emitowanych w kaskadzie biekscyton-ekscyton z kropki, której przejścia optyczne są sprzężone z modami molekuły. [H6] Analiza macierzy gęstości splątanego stanu wykazała rekordowy stopień splątania w stosunku do uzyskanych poprzednio w emisji z kropki kwantowej (wierność */ang. fidelity/* na poziomie 60 %, konkurencja */ang. concurrence/* na poziomie 35 %).

Dzięki sprzężeniu, które prowadzi do przekazu emisji zarówno ekscytonu i biekscytonu w mody molekuły fotonicznej wytworzone źródło splątanych fotonów charakteryzuje się bardzo wysoką wydajnością (wydajność zbierania emisji to ok. 35 % oraz średnio 0.12 wytworzonej pary splątanych fotonów na impuls wzbudzący). Jest to ponad rząd wielkości więcej niż gdyby nie wykorzystywano efektów wnękowych. Np. w przypadku źródła bazującego na kropce kwantowej w próbce objętościowej ze względu na całkowite wewnętrzne odbicie na granicy półprzewodnik-powietrze próbkę opuszcza poniżej kilku procent emitowanego

światła. Jest to także znacznie więcej niż w przypadku źródeł wykorzystujących zjawisko konwersji parametrycznej najczęściej stosowanych do wytwarzania splątanych fotonów, które wykazują wydajność poniżej 0.01 pary fotonów na impuls wzbudzający.

Podsumowanie

Jak pokazałem w pracach [H1-H6] efekty związane z interferencją fali świetlnej wpływają na właściwości optyczne struktur półprzewodnikowych niezależnie od wymiarowości tych struktur. W szeregu przypadków obecność interferencji utrudnia właściwą interpretację widm optycznych i dopiero ich uwzględnienie w opisie pozwala na poprawne wyznaczenie parametrów półprzewodnika.[H1] Z drugiej strony, celowe wzmocnienie efektów interferencji np. poprzez zastosowanie mikrownęk optycznych, a także mikrostrukturyzacja tego typu struktur prowadzi do zwiększenia stałych oddziaływania światła z materią. Pozwala to na wzmocnienie efektów magnetooptycznych w półprzewodnikach półmagnetycznych,[H2-H3] a także na obserwację i badania nowych i zaskakujących efektów, takich jak np. emisja poprzez mod optyczny mikrownęki,[H4] czy zmiana energii modu w wyniku oddziaływania z pojedynczym ekscytonem w reżimie *ślabego* sprzężenia światło-materia [H5]. Wykorzystanie efektów wewnętrznych umożliwia także uzyskanie splątania fotonów w emisji z półprzewodnikowej kropki kwantowej.[H6]

Najciekawsze kierunki w dziedzinie fotoniki półprzewodnikowej, jakie moim zdaniem mogą być obecnie rozwijane w oparciu o wyniki uzyskane w pracach [H1-H6] to m. in.: (i) Uzyskanie efektu wysokowydajnego chłodzenia światłem (*ang.* „laser cooling”) [42] dzięki zastosowaniu sprzężenia światło-materia w obecności fononów w mikrownękach optycznych. Efekty te były dotąd obserwowane wyłącznie przy zaniedbaniu efektów fotonicznych. (ii) Uzyskanie oddziaływania między odległymi emiterami kwantowymi, które byłoby pośredniczone poprzez zdelokalizowany mod sprzężonych pionowo mikrownęk optycznych. Dzięki wkładowi składowej fotonowej do funkcji falowej ekscytonu i powstania polaritonów tunelowanie materii między dwoma mikrownękami odbywałoby się na odległość rzędu mikronów, zatem większą o ponad rząd wielkości niż dotąd obserwowano [43] dla ekscytonów.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych

W ramach pracy magisterskiej zatytułowanej „**Badanie polaryzacji ekscytonów w układzie dwóch studni kwantowych sprzężonych poprzez barierę półmagnetyczną**” wykonanej przeze mnie pod kierunkiem prof. dr hab. M. Nawrockiego i obronionej z

wyróżnieniem w 2002 na Wydziale Fizyki UW zajmowałem się problemem zależnego od spinu tunelowania ekscytonów przez barierę potencjału. W ramach pracy wykonywałem pomiary magnetospektroskopowe na studniach kwantowych CdTe przedzielonych barierą (Cd,Mn)Te i opisywałem otrzymane wyniki rozwiązując w przybliżeniu masy efektywnej równanie Schrödingera dla związanych nośników. Wyniki uzyskane w ramach pracy magisterskiej weszły w skład 4 publikacji naukowych, których jestem współautorem.

Badania realizowanej przeze mnie pod kierunkiem prof. dr hab. M. Nawrockiego i obronionej z wyróżnieniem pracy doktorskiej („**Korelacje między fotonami emitowanymi z pojedynczych kropek kwantowych CdTe/ZnTe**”, 2007) dotyczyły właściwości emisji pojedynczych fotonów z kropek kwantowych CdTe/ZnTe. W celu poznania techniki pomiarów korelacyjnych w 2003 roku odbyłem trzymiesięczny staż na Uniwersytecie J. Fouriera w Grenoble w grupie prof. J.-P. Poizata. Aby uzyskać wyniki do pracy doktorskiej zaprojektowałem i zbudowałem niestosowany wcześniej w Warszawie układ do pomiarów korelacji pojedynczych fotonów. Stanowi on wartościowe rozszerzenie możliwości pomiarowych Wydziału Fizyki. Przeprowadzone badania przyniosły istotne informacje o dynamice i mechanizmie wzbudzenia optycznego półprzewodnikowej kropki kwantowej. Uzyskane wyniki stanowią podstawę 10 publikacji, w tym dwóch w Physical Review B, których jestem pierwszym autorem.

Podczas stażu podoktorskiego (2007-2009), który odbyłem w laboratorium LPN/CNRS w Marcoussis w grupie prof. P. Senellart poznałem problematykę **sprzężenia światło-materia w układzie kropki kwantowej sprzężonej z modelem optycznym mikrowęgli**. Uczestniczyłem w wypracowaniu metody wytwarzania poprzez znakowanie fotolitograficzne, a następnie wszechstronnie badałem właściwości emisji sprzężonych systemów z materiałów grup III-V. Ogółem staż podoktorski i nawiązana współpraca zaowocowała 8 artykułami naukowymi, opublikowanymi w latach 2008-2014.

Podczas kolejnego stażu podoktorskiego (2009-2013), który odbyłem na Wydziale Fizyki UW pracowałem jako wykonawca grantu ERC „**Funkcjonalizacja półprzewodników półmagnetycznych**” kierowanego przez prof. dr hab. T. Dietla. Przeprowadzone przeze mnie pomiary magneto-spektroskopowe na wybranych półprzewodnikach półmagnetycznych na bazie GaN i ZnO pozwoliły m. in. na wyznaczenie lub potwierdzenie stałych oddziaływania wymiennego jon magnetyczny-nośnik pasmowy lub jon magnetyczny-jon magnetyczny w tych materiałach.

Równocześnie, w latach 2010-2013 realizowałem kierowany przez siebie grant NCBiR typu LIDER „**Półprzewodniki szerokoprzerwowe z nanoklasterami metalicznymi dla opto-elektroniki**”. W ramach badań zajmowałem się m. in. sprzężeniem między ekscytonami w półprzewodniku a wzbudzeniami plazmonowymi w hybrydowych strukturach półprzewodnik – metal. Uzyskane rezultaty pozwoliły określić wpływ wytrąceń metalicznych w warstwie półprzewodnika, a także nanostruktur metalicznych nakładanych na jej powierzchnię, na własności optyczne warstwy.

W roku 2011 realizowałem kierowany przez siebie grant MNiSW typu Juventus Plus „**Studnie kwantowe z półprzewodników azotkowych i selenkowych domieszkowane jonami magnetycznymi dla elektroniki spinowej**”. Przeprowadzone badania wykazały m. in. możliwość sterowania koncentracją nośników swobodnych w studniach GaN/(Al,Ga)N poprzez podświetlenie struktur w energii poniżej przerwy energetycznej GaN.

Projekty realizowane w latach 2009-2013 przyniosły **12** artykułów naukowych, w tym **7**, w których jestem pierwszym lub korespondującym autorem, a także **2** zaproszone wystąpienia. Raporty końcowe kierowanych przeze mnie grantów uzyskały pozytywną ocenę.

Między XI.2013 a XII.2016 wykonywałem badania w ramach projektu NCN typu OPUS „**Wytworzenie i spektroskopia pojedynczych kropek kwantowych InAs/GaAs z jonami magnetycznymi w strukturach fotonicznych**” kierowanego przez dra T. Słupińskiego. Jednym z wyników projektu jest demonstracja nowego systemu solotronicznego, tj. kropek kwantowych (In,Al,Ga)As w barierze (Al,Ga)As zawierających pojedynczy jon manganu (publikacja w przygotowaniu).

Doświadczenie uzyskane w dziedzinie (mikro)struktur fotonicznych z kropkami kwantowymi grup III-V we Francji pozwoliło mi na zdobycie w 2014 roku grantu NCN typu Sonata-BIS „**Sprzężenie światło-materia w układzie z dwoma sprzężonymi mikrownękami optycznymi na bazie półprzewodników II-VI**” (zakwalifikowanego na pierwszym miejscu listy rankingowej w panelu ST3), który obecnie realizuję pełniąc rolę jego kierownika. Jak dotąd, realizacja projektu przyniosła **8** artykułów naukowych. Do najważniejszych nieopublikowanych jeszcze wyników należy obserwacja oddziaływania między ekscytonami w studniach kwantowych (Cd,Zn)Te i (Cd,Zn,Mn)Te umieszczonych w dwóch sąsiadujących mikrownękach oraz obserwacja akcji laserowej utrzymującej się do temperatury pokojowej w próbkach ze studnią CdSe umieszczoną w mikrownęce optycznej.

Niezależnie od prac prowadzonych w ramach doktoratu czy też projektów wymienionych wyżej aktywnie uczestniczyłem w badaniach prowadzonych przez kolegów. Dotyczyły one głównie, choć nie wyłącznie, magnetospektroskopii kropek i drutów kwantowych, w tym także domieszkowanych magnetycznie. M. in. w ostatnich kilku latach we współpracy z dr. P. Wojnarem badałem właściwości magnetoptyczne nanodrutów wykonanych z DMS grup II-VI (czego efektem są m. in. dwie publikacje w czasopiśmie Nano Letters). Wraz z dr. hab. H. Teisseyrem badam właściwości magnetoptycznych studni $\text{ZnO}/(\text{Zn,Mg})\text{O}$. Owocem badań własności domieszki jonu żelaza w polikrystalicznych warstwach ZnO jest obszerny artykuł opublikowany w grudniu 2016 w Physical Review B.[44]

Poniżej zamieszczam skrótowe podsumowanie moich osiągnięć naukowo-badawczych (pełna informacja znajduje się w Załączniku nr 4 do Wniosku):

- Jestem współautorem **59** recenzowanych prac naukowych w międzynarodowych czasopismach (w tym **42** opublikowanych po doktoracie). Artykuły publikowane były m. in. w: Nature (1 praca), Nature Communications (1), Physical Review Letters (2), Physical Review B (14), Applied Physics Letters (5) oraz Nano Letters (2).
- Liczba cytowań według bazy Web of Science (*stan na dzień 19 stycznia 2017*): **996**
Liczba cytowań bez autocytowań: **921**
Indeks Hirscha według bazy Web of Science: **15**
- Wykonałem **37** recenzji dla międzynarodowych czasopism naukowych w latach 2010-2016, w tym dla: Reports on Progress in Physics (1 recenzja), Physical Review Letters (2), Physical Review B (7), Plasmonics (5), Journal of Luminescence (3), Solid State Communications (3), Acta Physica Polonica A (6).
- Ogółem uczestniczyłem **9** projektach badawczych (w tym 1 w toku). W trzech z nich pełniłem rolę kierownika (LIDER /2010-2013/, Juventus Plus /2011/, Sonata-Bis /2014-obecnie/).

Wygłosiłem:

- **12** wystąpień ustnych na konferencjach międzynarodowych, w tym m. in.:
 - International Conference on the Physics of Semiconductors /ICPS/ (3 wystąpienia),
 - International Conference on Semiconductor Quantum Dots (1),
 - International School and Conference on the Physics of Semiconductors

/Jaszowiec/ (4)

- 2 referaty zaproszone:
 - Joint Polish-Japanese Workshop „Spintronics - from new materials to applications” (Warsaw, 2011)
 - European Materials Research Society (E-MRS) Fall Meeting (Warsaw, 2013)
- 9 seminariów zaproszonych w ośrodkach polskich i zagranicznych, w tym m. in.:
 - Johannes Kepler Universität, Linz, Austria
 - Université de Versailles, Wersal, Francja
 - Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, Grenoble, Francja
 - Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń

-
- [1] R. K. Willardson, E. R. Weber, A. C. Beer, Ch. L. Littler, D. G. Seiler, *The Spectroscopy of Semiconductors*, Academic Press, New York (1992).
- [2] M. L. Sadowski, M. Potemski, M. Grynberg, *Optical Properties of Semiconductor Nanostructures*, Kluwer Academic Publishers, Boston (2010).
- [3] J. K. Furdyna, *Journal of Applied Physics* **64**, R29 (1988).
- [4] J. A. Gaj and J. Kossut, *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors*, Springer, Heidelberg (2010).
- [5] R. Dingle, D. D. Sell, S. E. Stokowski, and M. Ilegems, *Physical Review B* **4**, 1211 (1971).

-
- [6] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Physical Review Letters* **69**, 3314 (1992).
- [7] A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, F. P. Laussy, *Microcavities*, 2 edn., Oxford University Press, Oxford (2011).
- [8] J. Kerr, *Philosophical Magazine Series* **3**, 321 (1877).
- [9] J.-G. Rousset, J. Papierska, W. Pacuski, A. Golnik, M. Nawrocki, W. Stefanowicz, S. Stefanowicz, M. Sawicki, R. Jakieła, T. Dietl, A. Navarro-Quezada, B. Faina, T. Li, A. Bonanni and J. Suffczyński, *Physical Review B* **88**, 115208 (2013).
- [10] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, A. Forchel, P. A. Knipp, and T. L. Reinecke, *Physical Review Letters* **78**, 378 (1997).
- [11] E. T. Jaynes and F. W. Cummings, *Proceedings of the IEEE* **51**, 89 (1963).
- [12] E. M. Purcell, *Physical Review* **69**, 681 (1946).
- [13] J. P. Reithmaier, G. Sęk, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke and A. Forchel, *Nature* **432**, 197 (2004).
- [14] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin and D. G. Deppe, *Nature* **432**, 200 (2004).
- [15] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu and A. Imamoglu, *Nature* **445**, 896 (2007).
- [16] D. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, and Y. Yamamoto, *Physical Review Letters* **98**, 117402 (2007).
- [17] M. Kaniber, A. Laucht, A. Neumann, J. M. Villas-Boas, M. Bichler, M.-C. Amann, and J. J. Finley, *Physical Review B* **77**, 161303 (2008).
- [18] O. Benson, Ch. Santori, M. Pelton, and Y. Yamamoto, *Physical Review Letters* **84**, 2513 (2000).
- [19] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie and A. J. Shields, *Nature* **439**, 179 (2006).
- [20] N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B. D. Gerardot, and P. M. Petroff, *Physical Review Letters* **96**, 130501 (2006).
- [21] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, and K. Horodecki, *Review of Modern Physics* **81**, 865 (2009).
- [22] 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, *Physical Review B* **65**, 195315 (2002).
- [23] K. Kowalik, O. Krebs, A. Lemaître, S. Laurent, P. Senellart, and P. Voisin, J. A. Gaj, *Applied Physics Letters* **86**, 041907 (2005).
- [24] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. See, D. G. Gevaux, K. Cooper, P. Atkinson, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, *Physical Review B* **73**, 033306 (2006).
- [25] S. Seidl, M. Kroner, A. Högele, and K. Karrai, R. J. Warburton, A. Badolato and P. M. Petroff, *Applied Physics Letters* **88**, 203113 (2006).
- [26] D. J. P. Ellis, R. M. Stevenson, R. J. Young, and A. J. Shields P. Atkinson and D. A. Ritchie, *Applied Physics Letters* **90**, 011907 (2007).
- [27] W. Pacuski, P. Kossacki, D. Ferrand, A. Golnik, J. Cibert, M. Wegscheider, A. Navarro-Quezada, A. Bonanni, M. Kiecana, M. Sawicki, T. Dietl, *Physical Review Letters*

100, 037204 (2008).

[28] C. Tanguy, *Physical Review Letters* **75**, 4090 (1995).

[29] T. Dietl, *Physical Review B* **77**, 085208 (2008).

[30] C. Śliwa and T. Dietl, *Physical Review B* **78**, 165205 (2008).

[31] J.-M. Bethoux, P. Vennéguès, F. Natali, E. Feltin, O. Tottereau, G. Nataf, P. De Mierry, and F. Semond, *Applied Physics Letters* **94**, 6499 (2003).

[32] J. A. Gaj, W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Cibert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigné, and A. Wasiela, *Physical Review B* **50**, 5512 (1994).

[33] C. Testelin, C. Rigaux, and J. Cibert, *Physical Review B* **55**, 2360 (1997).

[34] J.-G. Rousset, J. Kobak, E. Janik, M. Parlinska-Wojtan, T. Słupinski, A. Golnik, P. Kossacki, M. Nawrocki, and W. Pacuski, *Journal of Applied Physics* **119**, 183105 (2016).

[35] Chun-Yeol You and Sung-Chul Shin, *Applied Physics Letters* **69**, 1315 (1996).

[36] A. Dousse, L. Lanco, J. Suffczyński, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, and P. Senellart, *Physical Review Letters* **101**, 267404 (2008).

[37] A. Naesby, T. Suhr, P. T. Kristensen, and J. Mørk, *Physical Review A* **78**, 045802 (2008).

[38] R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble, *Physical Review Letters* **68**, 1132 (1992).

[39] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, (1986).

[40] M. Bayer, T. Gutbrod, J. P. Reithmaier, A. Forchel, T. L. Reinecke, P. A. Knipp, A. A. Dremin, and V. D. Kulakovskii, *Physical Review Letters* **81**, 2582 (1998).

[41] S. Michaelis de Vasconcellos, A. Calvar, A. Dousse, J. Suffczyński, N. Dupuis, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin, and P. Senellart, *Applied Physics Letters* **99**, 101103 (2011).

[42] Jun Zhang, Dehui Li, Renjie Chen and Qihua Xiong, *Nature* **493**, 504 (2013).

[43] I. Lawrence, S. Haacke, H. Mariette, W. W. Rühle, H. Ulmer-Tuffigo, J. Cibert, and G. Feuillet, *Physical Review Letters* **73**, 2131 (1994).

[44] J. Papierska, A. Ciechan, P. Bogusławski, M. Boshta, M. M. Goma, E. Chikoidze, Y. Dumont, A. Drabińska, H. Przybylińska, A. Gardias, J. Szczytko, A. Twardowski, M. Tokarczyk, G. Kowalski, B. Witkowski, K. Sawicki, W. Pacuski, M. Nawrocki, and J. Suffczyński, *Physical Review B* **94**, 224414 (2016).

Jan Suffczyński