

Autoreferat

Przygotowany w związku z ubieganiem się o nadanie stopnia naukowego doktora habilitowanego

1 Imię i nazwisko oraz dane kontaktowe

Anna Maria Sitek

Politechnika Wroclawska
Wydział Podstawowych Problemów Techniki
Katedra Fizyki Teoretycznej
Wybrzeże Wyspiańskiego 27
50-370 Wrocław

anna.sitek@pwr.edu.pl

2 Posiadane stopnie naukowe i tytuły zawodowe

2010 Stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki nadany uchwałą Rady Instytutu Fizyki Politechniki Wroclawskiej na podstawie rozprawy doktorskiej „Efekty kolektywne w emisji spontanicznej z podwójnych kropek kwantowych” przygotowanej pod kierunkiem prof. dra hab. inż. Pawła Machnikowskiego.

2006 Tytuł zawodowy magistra inżyniera w zakresie fizyki ciała stałego uzyskany na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wroclawskiej na podstawie pracy magisterskiej „Dekoherencja stanów ładunkowych zlokalizowanych w układach kropek kwantowych” przygotowanej pod kierunkiem prof. dra hab. inż. Pawła Machnikowskiego.

3 Historia zatrudnienia

2014 – teraz Adiunkt w Katedrze Fizyki Teoretycznej Politechniki Wroclawskiej, Wrocław, Polska

2016 – 2018 Stażystka w School of Science and Engineering i Nanophysics Center, Reykjavik University, Reykjavik, Islandia

2014 – 2016 Stażystka w Science Institute, University of Iceland, Reykjavik, Islandia

2013 – 2014 Adiunkt w Instytucie Fizyki Politechniki Wroclawskiej, Wrocław, Polska

2010 – 2013 Asystent naukowo-dydaktyczny w Instytucie Fizyki Politechniki Wroclawskiej, Wrocław, Polska

2008 – 2009 Doktorantka (stypendystka DAAD) w Institute of Theoretical Physics, Technical University of Berlin, Berlin, Niemcy

2006 – 2010 Doktorantka w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, Polska

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. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.)

4.1 Tytuł osiągnięcia naukowego

Zależne od geometrii własności kropek, pierścieni i drutów kwantowych

4.2 Lista publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe:

H.1 Anna Sitek, Paweł Machnikowski, *Vacuum-induced coherence in quantum dot systems*, Phys. Rev. B **86**, 205315 (2012).

H.2 Anna Sitek, Andrei Manolescu, *Dicke states in multiple quantum dots*, Phys. Rev. A **88**, 043807 (2013).

H.3 Anna Sitek, Andrei Manolescu, *Spontaneous generation of entangled exciton in quantum dot systems*, Opt. Quant. Electron. **46**, 613 (2014).

H.4 Anna Sitek, Llorenç Serra, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Electron localization and optical absorption of polygonal quantum rings*, Phys. Rev. B **91**, 235429 (2015).

H.5 Anna Sitek, Gunnar Thorgilsson, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Multi-domain electromagnetic absorption of triangular quantum rings*, Nanotechnology **27**, 225202 (2016).

H.6 Anna Sitek, Mugurel Țolea, Marian Niță, Llorenç Serra, Vidar Gudmundsson, Andrei Manolescu, *In-gap corner states in core-shell polygonal quantum rings*, Sci. Rep. **7**, 40197 (2017).

H.7 Anna Sitek, Miguel Urbaneja Torres, Kristinn Torfason, Vidar Gudmundsson, Andrea Bertoni, and Andrei Manolescu, *Excitons in core-shell nanowires with polygonal cross sections*, Nano Lett. **18**, 2581 (2018).

4.3 Omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

Celem badań przedstawionych w artykułach H.1–H.7 było określenie wpływu kształtu i rozmieszczenia elementów na własności fizyczne kropek, pierścieni i drutów kwantowych wykonanych z arsenku indu (InAs). Przeanalizowaliśmy kształty poszczególnych nanostruktur, a także układy złożone z kilku elementów i określiliśmy wpływ geometrii układów na ich własności fizyczne takie jak struktura energetyczna, a w dalszej kolejności na procesy absorpcji i emisji. W szczególności zdefiniowaliśmy warunki, które pozwalają na tworzenie się stabilnych stanów subradiantnych, szybko zanikających stanów superradiantnych oraz pułapkowanie ekscytonów

w zespołach niejednorodnych kropek kwantowych. Zbadaliśmy również, jak te warunki zmieniają się z rozmieszczeniem poszczególnych kropek [H.1–H.3]. Ponadto wykazaliśmy, że wielokątny kształt powoduje powstanie stanów zlokalizowanych w pobliżu wierzchołków oraz stanów zlokalizowanych na bokach nawet w przypadku stosunkowo grubych pierścieni kwantowych. Stany narożne mogą być oddzielone od wyższych stanów przerwą energetyczną, która dla trójkątnych pierścieni, może znacznie przewyższać energię kT w temperaturze pokojowej [H.4, H.5]. Współistnienie stanów narożnych oraz odpychania kulombowskiego prowadzi do powstania stanów w przerwie (ang. *in-gap states*) w paśmie przewodnictwa. Są to stany narożne par elektronów przesunięte do zakresów energetycznych, które były zabronione dla nieoddziałujących elektronów, ale wciąż znajdujące się poniżej energii stanów zlokalizowanych w narożach i na bokach wielokątów [H.5]. Podobne stany powstają w widmie energii pojedynczego ekscytonu. Tutaj są one związane z równomiernie rozmieszczonymi elektronami, które dzięki temu, że znajdują się w spinowej konfiguracji singletowej, posiadają znacznie większy wkład związany z odpychaniem elektrostatycznym niż inne stany odpowiadające temu samemu rozmieszczeniu elektronów w pierścieniu [H.7].

Motywacja

Nanostruktury półprzewodnikowe, takie jak kropki, pierścienie, kreski i druty kwantowe stanowią pole intensywnych badań teoretycznych i doświadczalnych głównie ze względu na to, iż stanowią bardzo obiecujące elementy konstrukcyjne nanourządzeń kwantowych. Własności fizyczne pojedynczych nanostruktur są bardzo bogate, jednak układy złożone z kilku elementów pozwalają obserwować zjawiska, które nie zachodzą np. w jednej kropce kwantowej i dlatego umożliwiają nowe zastosowania.

Wyjątkowe własności układów składających się tylko z dwóch kropek kwantowych, podwójnych kropek kwantowych lub sztucznych molekuł, pozwalają wydłużyć czas przechowywania informacji kwantowych [1], umożliwiają warunkową optyczną kontrolę nośników [2], implementację 2-kubitowej bramki kwantowej [3], optyczne zapisywanie informacji za pomocą spinu domieszki manganowej [4], oraz pozwalają konstruować kwantowe anteny wykorzystujące efekty kolektywne [5]. Trzecia kropka umożliwia realizację dwóch różnych stanów splątanych w tym samym układzie [6] i kontrolę blokady spinowej [7]. Ponadto w układach złożonych z 3 kropek kwantowych można zrealizować teleportację opartą na efektach superradiantnych [8], bramkę kwantową CNOT [9], oraz kolektywny transport (elektronowy efekt Dickego lub efekt Kondo-Dickego) [10, 11].

Innym przykładem struktur złożonych z dwóch lub większej liczby elementów są nanodruły kwantowe typu rdzeń-powłoka. Takie układy składają się z rdzenia, który jest otoczony przez przynajmniej jedną warstwę (powłokę) wykonaną z innego materiału. Nawet jedna zewnętrzna warstwa znacznie zmienia własności fizyczne oraz pozwala kontrolować wiele z nich. W szczególności odpowiedni dobór materiałów rdzenia i powłoki oraz szerokości poszczególnych elementów umożliwia kontrolę ułożenia pasm energetycznych, tj. typu złącza. Układ pasm można również modyfikować poprzez domieszkowanie powłok, co znacząco zmienia rozkład elektronów w przekroju poprzecznym nanodrutu [12, 13]. Elektrony uwięzione w takich modulowanych strukturach wykazują dużą mobilność [14], chociaż efekt ten ulega osłabieniu przy wzroście temperatury, nawet w 300 K otrzymano wysokie wartości mobilności [15]. Ponadto ta metoda pozwala na zwiększenie fotoprzewodności i wzmocnienie fotoluminescencji w temperaturze pokojowej [15, 16]. Pokrycie nanodrutu powłoką może prowadzić do znacznego wzrostu absorpcji [17, 18] przy jednoczesnej redukcji użytego materiału [19]. Poza tym, takie struktury pozwalają na realizację koncentrycznych złącz p - (i) - n [20–22]. Te własności nanodrutów typu rdzeń-powłoka pozwalają na optymalizację ogniw słonecznych [19, 22–26] i nanoanten [27–29]. Inne ciekawe urządzenia

oparte na wielowarstwowych nanodrutach to lasery [30–33] i fotodiody [21,34,35]. Projektowanie oraz technologiczna realizacja takich urządzeń wymagają zrozumienia własności fizycznych oraz procesów zachodzących zarówno w pojedynczych nanostrukturach jak i układach składających się z kilku tego typu elementów. To właśnie było celem mojej pracy u ostatnich latach.

Wstęp

W swoich badaniach skupiłem się na efektach będących następstwem kolektywnego oddziaływania zespołów kropek kwantowych z polem elektromagnetycznym oraz ich zależnością od kształtu i rozmieszczenia poszczególnych kropek. W szczególności moje badania dotyczyły powstawania i stabilności stanów Dickego oraz koherencji indukowanej przez próżnię. Zajmowałam się również wpływem kształtu przekroju poprzecznego na własności pierścieni i drutów kwantowych. Tutaj zwróciłem szczególną uwagę na efekty będące konsekwencją współlistnienia oddziaływania kulombowskiego oraz lokalizacji w obszarach narożnych lub wzdłuż boków.

Atomy lub kropki kwantowe oddziałują kolektywnie z rezerwuarem fotonowym, jeśli przestrzenne zmiany pola elektromagnetycznego mogą być zaniedbane w obszarze zajmowanym przez oddziałujące układy. Taka sytuacja zachodzi w przypadku, gdy odległości między wszystkimi elementami zespołu są znacznie mniejsze niż długość fali promieniowania, którą absorbują (granica Dickego) [36,37]. Kolektywne oddziaływanie wymusza powstanie szybko zanikającego stanu superradiantnego i stabilnych stanów subradiantnych (stany Dickego), czego konsekwencją jest koherencja indukowana przez próżnię, tj. proces polegający na przenoszeniu wzbudzenia między kropkami i pułapkowaniu części początkowego obsadzenia.

Duże zainteresowanie, jakie wzbudziły efekty kolektywne było spowodowane przede wszystkim możliwością optymalizacji laserów za pomocą szybko zanikających stanów [38]. Do niedawna badania w tej dziedzinie koncentrowały się na koncepcji „superradiantnego lasera” [39–41] i doprowadziły do technologicznej realizacji urządzenia w 2012 roku [42]. Stany superradiantne pojawiają się spontanicznie w wyniku emisji kaskadowej i bardzo silnie wzmacniają emitowane promieniowanie [37,43,44]. Z tego powodu o wiele łatwiej było uzyskać je eksperymentalnie niż stany subradiantne. Mimo to, odporne na dekoherencję stany zaobserwowano już w zespołach atomów [45], a ostatnio odnotowano ich realizację w układach nadprzewodzących kubitów [46] oraz w dwuatomowej cząsteczce znajdującej się w sieci optycznej [47]. Stany subradiantne mogą rozpinać wolne od dekoherencji podprzestrzenie [48,49], które są interesujące ze względu na możliwości wykorzystania ich w procesach przetwarzania informacji kwantowej [40,50–53], w szczególności w procedurze odpornego na szum kodowania informacji [54,55]. Inne potencjalne zastosowania obejmują skalowalny procesor kwantowy [56], pamięci kwantowe [57], nieliniową bramkę sign-shift [58], przechowywanie kubitów [59], oraz elektromagnetycznie wymuszoną przezroczystość [60].

Superradiancja zespołów atomów została przewidziana ponad 60 lat temu [36]. Od tego czasu zjawisko to zostało dobrze opisane [37,61–63] i potwierdzone eksperymentalnie [43,45]. Kilka lat temu efekty kolektywne ponownie przyciągnęły uwagę naukowców, ponieważ okazało się, że tego typu efekty mogą pojawić się w zespołach wielu innych struktur, w tym sztucznie otrzymany jak na przykład: kondensat Bosego-Einsteina [64], nadprzewodzące kubity [65,66], jonowe kryształy kulombowskie [67], dipolarytony [68], ultrazimne atomy [69], i kropki kwantowe [70]. Chociaż te ostatnie i atomy mają wiele cech wspólnych, jednak sztuczne struktury półprzewodnikowe znacznie różnią się od naturalnych elementów. W rezultacie metody opracowane dla zespołów atomów nie mogą być bezpośrednio zastosowane do opisu efektów kolektywnych zachodzących w układach kropek kwantowych.

Cechą charakterystyczną nanodrutów typu rdzeń-powłoka jest wielokątny przekrój poprzeczny, który jest konsekwencją struktury krystalicznej i zwykle pojawia się naturalnie w procesie wzrostu. Najczęściej spotykanym kształtem jest sześciokąt [71–73], ale otrzymano również kwadratowe [74] i trójkątne [20, 34, 75–78] struktury. Wielokątny przekrój poprzeczny silnie wpływa na rozkład elektronów w nanodrucie, szczególnie w powłoce, w której wymusza powstawanie kwaziejednowymiarowych kanałów wzdłuż krawędzi [12, 13, 79–83]. Lokalizacja na krawędziach lub w narożach następuje w wyniku tworzenia się efektywnych studni kwantowych między wewnętrzną a zewnętrzną granicą przekroju poprzecznego powłoki. Efekty o takim samym podłożu fizycznym zaobserwowano dla zgiętych drutów kwantowych [84–91]. W szczególności pokazano, że zgięta część jednomodowego nanodrutu zachowuje się jak kwadratowa studnia kwantowa, której własności określają kąt i promień zgięcia [86]. Wielokątny pierścień kwantowy można zatem uznać za zamknięty wielokrotnie zgięty drut kwantowy, w którym każdy obszar narożny jest efektywną studnią kwantową wiążącą niskoenergetyczne elektrony. W przypadku dłuższych struktur, tj. drutów kwantowych, prowadzi to do lokalizowania elektronów wzdłuż krawędzi.

Pierścienie kwantowe lub nanorurki o przekroju wielokąta można otrzymać na kilka różnych sposobów, najczęściej są to obszary nanodrutów typu rdzeń-powłoka, w których gromadzone są elektrony. Możliwość pokrycia powierzchni nanodrutu warstwą innego materiału pozwala kontrolować wiele właściwości fizycznych, w tym ułożenie pasm energetycznych. Jeżeli użyte materiały są odpowiednio dobrane, jak również średnica rdzenia i grubość powłoki, to na złączu obu elementów można uzyskać układ pasm II typu, co prowadzi do związania elektronów wyłącznie w obszarze powłoki [71, 92, 93]. Struktura energetyczna nanodrutu typu rdzeń-powłoka może zostać silnie zmodyfikowana za pomocą domieszkowania powłok. Dodatkowe atomy zwykle powodują zakrzywienie pasm w kształcie litery V, co skutkuje powstaniem studni kwantowych w pobliżu heterozłącza, które wiążą elektrony w wąskich obszarach o wielokątnym przekroju poprzecznym [12, 14]. Co więcej, obecny poziom technologii produkcji nanostruktur pozwala wytrawić rdzeń i w ten sposób otrzymać nanorurki o skończonej grubości [72, 73]. Wreszcie, w przypadku materiałów o wąskiej przerwie energetycznej elektrony mogą gromadzić się w pobliżu powierzchni drutu, ponieważ w tych obszarach poziom Fermiego znajduje się poniżej krawędzi pasma przewodnictwa (ang. *Fermi level pinning*), co skutkuje powstaniem przewodzącej powłoki [94].

Pomimo, iż nanodrutry kwantowe typu rdzeń-powłoka były przedmiotem intensywne badań eksperymentalnych, niewiele uwagi poświęcono ich kształtowi i jego konsekwencjom. Sześciokątny przekrój poprzeczny jest zazwyczaj postrzegany jako naturalna własność, która nie wpływa na wyniki eksperymentów, natomiast inny kształt przekroju uważany jest za ciekawostkę. W praktyce większość sześciokątnych struktur nie różni się znacząco od cylindrycznych nanorurek. Jeśli powłoka nie jest bardzo wąska, to prawdopodobieństwo znalezienia niskoenergetycznych elektronów jest tylko nieznacznie wyższe w obszarach narożnych niż na bokach, tj. tak jak w przypadku cylindrycznych struktur nośniki są rozmieszczone wzdłuż całego obwodu przekroju poprzecznego, co wyjaśnia brak zainteresowania własnościami zależnymi od geometrii. Różnica między prawdopodobieństwem znalezienia elektronu w pobliżu wierzchołka lub na boku zwiększa się wraz ze zmniejszaniem szerokości ścian, ale silnie nierównomierny rozkład elektronów występuje tylko w przypadku bardzo wąskich (w odniesieniu do średnicy przekroju poprzecznego) struktur sześciokątnych. Prawdopodobieństwo znalezienia elektronów w narożach rośnie również wraz ze zmniejszeniem liczby wierzchołków. W rezultacie czego nawet w przypadku stosunkowo szerokich trójkątnych powłok niskoenergetyczne elektrony są związane wyłącznie w bardzo małych obszarach narożnych, tj. prawdopodobieństwo znalezienia nośnika na bokach lub ścianach zanika. Trójkątne druty kwantowe typu rdzeń-powłoka otrzymano ponad 10 lat temu i pokazano, że mają bardzo ciekawe własności, takie jak szeroki zakres emitowanego promieniowania nawet w temperaturze pokojowej [95], który może być w dużym stopniu kontrolowany [34] oraz

emisja w zakresie podczerwieni [77, 78, 96] lub charakterystyczna dla diod zależność $I - V$ [20]. Jednak zaobserwowane cechy nie zostały powiązane z kształtem struktur lub nierównomiernym rozkładem nośników wewnątrz nich.

Wyniki

Koherencja indukowana przez próżnię

Samorosnące struktury zazwyczaj różnią się wielkością i kształtem, co przekłada się na niejednorodność ich struktury energetycznej i międzypasmowych momentów dipolowych, a zatem wpływa na oddziaływanie takich nanostruktur jak kropki kwantowe ze światłem, zwłaszcza w granicy Dickego. Kolektywne oddziaływanie z rezerwuarem fotonowym może zarówno prowadzić do silnego wzmocnienia emisji, jak i wstrzymania jej. Efekty te są następstwem tworzenia się stanów super- i subradiantnego, które dla pary identycznych układów dwupoziomowych są dodatnią i ujemną superpozycją zlokalizowanych stanów odpowiadających wzbudzeniu jednego (konkretnego) układu. Jeśli początkowo układy dwupoziomowe są przygotowane w stanie superradiantnym, to wzbudzenie zanika dwa razy szybciej niż w przypadku pojedynczego układu. Z drugiej strony, jeśli para takich układów znajduje się w stanie subradiantnym, to jest ona całkowicie odporna na dekoherencję promienistą. Kolektywne oddziaływanie jest bardzo czułe na niejednorodność układów, w szczególności na wartość energii przejścia podstawowego. Różnice energii nawet rzędu jednej milionowej energii wzbudzenia znacznie spowalniają zanik stanu superradiantnego i wymuszają emisję ze stanu subradiantnego. Efekty kolektywne są zniszczone w takich (niejednorodnych) układach, ponieważ zlokalizowane stany własne odpowiadające różnym energiom nie mogą tworzyć zdelokalizowanych stanów własnych.

Mimo to, niszczący wpływ różnicy energii może być znacznie zmniejszony, jeśli układy są sprzężone za pomocą oddziaływania powodującego transfer wzbudzenia i delokalizację stanów własnych. Jeśli jest ono wystarczająco silne, to dominuje stany własne tak, że stają się one bardzo podobne do stanów Dickego. To pozwala odbudować efekty superradiantne w układach podwójnych kropek kwantowych, nawet w przypadku struktur o realistycznych wartościach różnicy energii przejść podstawowych [H.1, D.8]. Jeśli początkowo tylko jeden z 2 układów dwupoziomowych jest wzbudzony, tj. ekscyton jest zlokalizowany w jednym, konkretnym układzie, wtedy oddziaływanie kolektywne wymusza redystrybucję wzbudzenia między oboma układami w taki sposób, że powstają stany sub- i superradiantne. Emisja z szybkozanikającego stanu powoduje zanik połowy początkowego wzbudzenia, natomiast druga połowa zostaje uwięziona w układzie. Prowadzi to do koherentnego przeniesienia wzbudzenia z początkowo wzbudzonego układu do początkowo pustego, które trwa do momentu ustalenia się obsadzeń obu elementów na tym samym poziomie. Transferowi wzbudzenia towarzyszy spontaniczne narastanie koherencji i dlatego proces ten nazywa się koherencją indukowaną przez próżnię [61]. Ponieważ stan subradiantny traci kolektywny charakter w obecności różnicy energii przejścia podstawowego, pułapkowanie obsadzenia nie zachodzi w układach niejednorodnych energetycznie kropek kwantowych, a zatem całe początkowe wzbudzenie zostaje wygaszone. Zanik połowy początkowego wzbudzenia może zostać znacznie spowolniona w przypadku, gdy kropki znajdują się na tyle blisko siebie, że oddziaływanie między nimi (Förstera lub tunelowanie) staje się znaczące. Jednak emisja z podwójnych kropek kwantowych, które mają różne energie przejść podstawowych, ale identyczne momenty dipolowe nie może być w pełni wstrzymana nawet w przypadku silnie sprzężone układów.

W artykule H.1 zajmowaliśmy się parami ułożonych jedna nad drugą półprzewodnikowych kropek kwantowych otrzymanych w wyniku dwuwarstwowego samoistnego procesu osadzania. Z powodu naprężeń wywołanych obecnością niższej warstwy kropek, struktury powstałe nad nimi

są znacznie większe [97]. Chociaż obecny poziom technologii pozwala znacznie zmniejszyć ten efekt [98], realistyczne struktury nadal różnią się od siebie. Kształt kropki kwantowej jest odzwierciedlony w jej funkcji falowej, a zatem także w międzypasmowych momentach dipolowych. Te natomiast mogą różnić się amplitudą oraz, jeśli stany dziurowe mają różne domieszki pochodzące od lekkich dziur, również orientacją. Ponieważ momenty dipolowe decydują o szybkości rekombinacji promienistej [99], ekscytyny związane w kropkach, które różnią się rozmiarem i kształtem, rekombinują z różnymi szybkościami.

Proces koherencji indukowanej przez próżnię w układach podwójnych kropek kwantowych, które mają takie same energie przejścia podstawowego oraz równoległe, ale o różnych amplitudach, momenty dipolowe przebiega podobnie jak w przypadku identycznych układów dwupoziomowych. Oddziaływanie ze wspólnym rezerwuarem fotonowym wymusza transfer wzbudzenie z początkowo obsadzonej kropki do kropki początkowo znajdującej się w stanie podstawowym oraz powoduje pułapkowanie wzbudzenia. Tak jak w przypadku identycznych układów dwupoziomowych, kolektywne oddziaływanie powoduje rozkład wzbudzenia między stany sub- i superradiantny. Jednak, w przeciwieństwie do idealnego przypadku, różne momenty dipolowe powodują, że stany Dickego przestają być symetryczną i antysymetryczną superpozycją zlokalizowanych stanów, tj. współczynniki ciężkości stanów składowych zależą od szybkości rekombinacji spontanicznej pojedynczych kropek, a zatem momentów dipolowych. W szczególności $|\text{super}\rangle = (\sqrt{\Gamma_{22}}|10\rangle + \sqrt{\Gamma_{11}}|01\rangle)/\sqrt{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}$ i $|\text{sub}\rangle = (\sqrt{\Gamma_{11}}|10\rangle - \sqrt{\Gamma_{22}}|01\rangle)/\sqrt{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}$, gdzie $\Gamma_{11,22}$ i $|10, 01\rangle$ są szybkościami rekombinacji spontanicznej i stanami zlokalizowanymi odpowiadającymi parze elektron-dziura znajdującej się w jednej z kropek. W rezultacie część uwięzionego wzbudzenia również zależy od szybkości rekombinacji spontanicznej, $\Gamma_{11}/(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})$, a także poziomy, na których stabilizują się obsadzenia indywidualnych kropek, $[\Gamma_{11}/(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})]^2$ i $\Gamma_{11}\Gamma_{22}/(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})^2$, odpowiednio dla początkowo wzbudzonej i pustej kropki. Oznacza to, że różne momenty dipolowe pozwalają otrzymać wiele różnych sytuacji końcowych. Zarówno część spułpkowanego wzbudzenia może różnić się, jak i końcowe obsadzenia pojedynczych kropek. W szczególności poziom, na którym stabilizuje się obsadzenie początkowo wzbudzonej kropki może znajdować się powyżej lub poniżej poziomu odpowiadającego początkowo pustej kropce.

Stany dziurowe kropek kwantowych mogą mieć różne domieszki lekkodziurowe. W takim przypadku, momenty dipolowe przestają być równoległe, a zatem pozadiagonalne elementy szybkości rekombinacji promienistej zależą od kąta, jaki tworzą momenty dipolowe kropek. W tym przypadku emisja nie może zostać w pełni zablokowana, tj. obsadzenie zawsze zanika. Jednak zależność tego zaniku od kąta jest bardzo słaba, nawet w przypadku kątów znacznie przekraczających realistyczne wartości. W rezultacie wpływ mieszania podpasm dziurowych na proces koherencji indukowanej przez próżnię jest zanedbywalnie mały w skalach czasowych rzędu czasu życia ekscytynu.

Realistyczne pary kropek kwantowych, w których jedna z kropek znajduje się nad drugą, są sprzężone ze sobą za pomocą oddziaływania Förstera lub poprzez tunelowanie, różnice ich energii przejść podstawowych są rzędu milielektronowoltów, a ich momenty dipolowe mają różne amplitudy i są nachylone względem siebie. Nawet w przypadku tak dużych różnic energii, oddziaływanie między kropkami silnie osłabia ich wpływ, tak że zanik końcowego obsadzenia jest znacząco spowolniony. W przeciwieństwie do pary identycznych układów dwupoziomowych oddziałujących wyłącznie z polem elektromagnetycznym, sprzężenie między kropkami prowadzi do szybkich oscylacji obsadzeń indywidualnych kropek w początkowej fazie ewolucji. Jednak końcowe obsadzenia kropek zależą wyłącznie od wartości szybkości rekombinacji promienistej odpowiadających poszczególnym kropkom. Sprzężenie między kropkami pozwala w znacznym stopniu odbudować efekty kolektywne, ale jeśli momenty dipolowe obu kropek są identyczne, to idealne spułpkowanie obsadzenia możliwe jest tylko w granicy nieskończonego oddziaływa-

nia. W przypadku kropek o różnych momentach dipolowych ten sam efekt można uzyskać w obecności skończonego sprzężenia, jeżeli pozostałe parametry, takie jak różnica energii przejść podstawowych i amplitudy momentów dipolowych są dopasowane w taki sposób, że stany własne układu odpowiadają stanom sub- i superradiantnemu. Zasadniczo taka sytuacja jest możliwa tylko w przypadku równoległych momentów dipolowych, ale ponieważ wpływ mieszania stanów dziurowych na ewolucję jest zanedbywalnie mały w skalach czasowych rzędu nanosekund, nie powinno ono wpływać na wyniki eksperymentów [H.1].

Efekty kolektywne w zespołach kilku kropek kwantowych

W dwóch kolejnych artykułach, H.2 i H.3, rozszerzyliśmy badany układ do dowolnej liczby kropek kwantowych i szczegółowo przeanalizowaliśmy przypadki 3 i 4 kropek umieszczonych w wierzchołkach trójkątów i kwadratów równobocznych. Na początku zajęliśmy się pojedynczą parą elektron-dziura związaną w zespole kropek, które różnią się tylko amplitudami momentów dipolowych (nieoddziałujące kropki o identycznych wartościach energii przejść podstawowych i równoległych momentach dipolowych). W przeciwieństwie do podwójnych kropek kwantowych, układy złożone z co najmniej 3 elementów pozwalają na realizację dowolnej liczby odpornych na dekoherencję stanów, podczas gdy każdej liczbie kropek odpowiada tylko jeden stan superradiantny. Pokazaliśmy, że w przypadku takich układów każdy stan pojedynczego ekscytanu może zostać wyrażony jako superpozycja stanu superradiantnego i jednego, ściśle określonego stanu subradiantnego, co umożliwia spuląpkowanie części początkowego obsadzenia. Ponieważ szybko zanikający stan jest superpozycją wszystkich stanów zlokalizowanych, w stanie końcowym wszystkie kropki kwantowe są częściowo obsadzone, przy czym poziom obsadzenia każdej z nich jest określony przez współczynniki dopełniającego stanu subradiantnego, tj. przez wartości szybkości rekombinacji promienistej. Jeśli początkowo para elektron-dziura jest związana w kropce i , to końcowe obsadzenie układu stabilizuje się na poziomie $\Gamma_{ii}/\sum_j \Gamma_{jj}$, gdzie sumuje się po wszystkich kropkach. W przypadku zespołu N identycznych układów dwupoziomowych oznacza to, że $(N-1)/N$ początkowego wzbudzenia zostaje spuląpkowane oraz że końcowe obsadzenie rośnie wraz z liczbą kropek w układzie. Jednak to nie dotyczy układów kropek o różnych momentach dipolowych, tu w zespole 3 kropek można spuląpkować większą część wzbudzenia niż w układzie 4 kropek.

Spontaniczne puląpkowanie wzbudzenia może również zachodzić w silnie niejednorodnych, ale sprzężonych układach wielu kropek kwantowych. Stany własne pojedynczego ekscytanu związanego w zespołach realistycznych kropek są niesymetrycznymi superpozycjami zlokalizowanych stanów, których współczynniki wagowe zależą tylko od różnicy energii przejść podstawowych i sprzężenia między kropkami. Stany Dickego w takich układach są również niesymetrycznymi superpozycjami stanów zlokalizowanych, ale ich wkłady określone są wyłącznie za pomocą współczynników zaniku spontanicznego. Jeżeli, różnice energii, sprzężenie między kropkami i szybkości rekombinacji promienistej są odpowiednio dopasowane, tzn. jeśli stany własne mają sub- i superradiantny charakter, to zespoły kropek znajdują się w „reżimie kolektywnym” i w większości przypadków zachowują się jak układy atomów. W praktyce wystarczy zdefiniować tylko stan superradiantny, ponieważ automatycznie nałoży on warunek subradiantny na pozostałe stany własne.

Podobnie, jak w przypadku podwójnych kropek kwantowych, realistyczne zespoły kilku takich struktur znajdujące się w „reżimie kolektywnym” pozwalają spuląpkować taką samą część początkowego wzbudzenia jak grupy jednorodnych energetycznie układów dwupoziomowych o takich samych wartościach współczynników rekombinacji promienistej. Sprzężenie między kropkami również wymusza transfer wzbudzenia, co prowadzi do oscylacji obsadzeń pojedynczych kropek. Jednak w przeciwieństwie do par takich struktur, w przypadku układów składających

się z co najmniej 3 kropek amplitudy oscylacji zanikają tylko częściowo, tzn. w stanie końcowym, gdy całkowite obsadzenie układu jest już ustalone, obsadzenia indywidualnych kropek wciąż oscylują. W przypadku tego typu układów istnieją co najmniej dwa subradiantne stany własne, a zatem można zbudować wiele innych odpornych na dekoherencję superpozycji. W rezultacie stan końcowy może być zrealizowany na wiele różnych sposobów, tzn. za pomocą wielu różnych kombinacji amplitud momentów dipolowych (szybkości rekombinacji promienistej). W przypadku układu złożonego z 3 kropek początkowe oscylacje zależą od wartości 3 przerw energetycznych między stanami własnymi, tj. między stanem superradiantnym a 2 stanami subradiantnymi oraz między parą tych ostatnich. Wzór oscylacji upraszcza się wskutek emisji ze stanu superradiantnego tak, że w stanie końcowym okres oscylacji zależy tylko od wartości przerwy energetycznej między ciemnymi stanami własnymi, a ich amplitudy zależą od warunków początkowych. Liczba ciemnych stanów własnych wzrasta wraz z liczbą elementów zespołu. W przypadku układu 4 kropek kwantowych współlistnieją 3 subradiantne stany własne, co skutkuje bardziej skomplikowanymi oscylacjami obsadzeń pojedynczych kropek w stanie ustalonym. Jest on wynikiem nakładania się 3 rodzajów oscylacji, których okresy są wyznaczone przez różnice energii między wszystkimi parami odpornych na dekoherencję stanów [H.2, H.3].

Zespoły złożone z kilku kropek kwantowych mogą tworzyć wiele różnych kombinacji przestrzennych. Ponieważ sprzężenie między parami kropek zależy od odległości między nimi, stany własne układu, a zatem również szybkości rekombinacji promienistej, które umożliwiają zachodzenie efektów superradiantnych, zależą od geometrii układu. Skupiliśmy się na układzie 3 kropek kwantowych początkowo znajdujących się w wierzchołkach trójkąta równobocznego i pokazaliśmy jak zmieniają się szybkości rekombinacji promienistej w „reżimie kolektywnym”, gdy odległość między dwoma kropkami (lub przeciwległy kąt) rośnie. Jeżeli założy się, iż szybkość zaniku odpowiadająca jednej z kropek jest stała, to zwiększenie odległości między pozostałymi kropkami powoduje podobne zmniejszenie wartości szybkości rekombinacji promienistej związanych z tymi kropkami oraz nieznaczne zwiększenie części początkowego wzbudzenia, które zostaje spuląpkowane w całym układzie. Natomiast zmniejszenie odległości między 2 kropkami powoduje wzrost oddziaływania między nimi. W granicznym przypadku układu 3 kropek, z których 2 są silnie sprzężone, tylko para kropek znajdujących się blisko siebie oddziałuje kolektywnie z rezerwuarem fotonowym [H.2].

Układy składające się z co najmniej 3 kropek kwantowych pozwalają na realizację zdelokalizowanych stanów bieksytonowych, a tym samym na zachodzenie zjawisk superradiantnych w podprzestrzeni dwueksytonowej. Jednak ich obecność jest uwarunkowana występowaniem efektów kolektywnych również w podprzestrzeni jednoeksytonowej. Jest to konsekwencją ograniczenia nałożonego przez oddziaływanie z polem elektromagnetycznym, które pozwala na rekombinację tylko jednej pary elektron-dziura na raz, a więc całkowity rozpad 2 eksytonów zachodzi przez jednoeksytonowy stan superradiantny. Możliwe jest również blokowanie pary eksytonów, tj. można zdefiniować bieksytonowe stany subradiantne, ale tylko w układach składających się z co najmniej 4 kropek kwantowych. W przeciwieństwie do przypadku pojedynczych eksytonów, realistyczne kropki kwantowe pozwalają na realizację albo stanu superradiantnego albo subradiantnego stanu bieksytonowego, ale nigdy obu jednocześnie. W każdym z tych przypadków baza jest uzupełniona stanem, który pozwala na rekombinację jednego eksytonu i spuląpkowanie drugiego lub rekombinację obu eksytonów. Możliwość rozpięcia zarówno jednoeksytonowego, jak i bieksytonowego stanu subradiantnego w układach 4 kropek kwantowych pozwala zablokować rekombinację dowolnej części początkowego wzbudzenia. Interesujące jest to, że początkowy stan bieksytonowy prowadzi do spuląpkowania układu w dobrze określonym stanie jednoeksytonowym, tj. amplitudy oscylacji pojedynczych kropek są znacznie zredukowane w stosunku do sytuacji, gdy początkowo w układzie związana była tylko jedna para elektron-dziura [H.2].

Stany pojedynczych elektronów i ich lokalizacja w wielokątnych pierścieniach kwantowych

Badane przez nas pierścienie kwantowe są w rzeczywistości krótkimi nanodrutami typu rdzeń-powłoka, w których elektrony zostały związane tylko w obszarze powłoki [71] lub nanorurkami o skończonej grubości otrzymanymi przez wytrawienie rdzenia [72, 73]. Długość drutu może zostać zaniedbana, jeśli jest on wystarczająco krótki, aby zagwarantować większą przerwę energetyczną między dwoma najniższymi stanami w kierunku wzrostu niż interesujący zakres energii związany z uwięzieniem elektronów w kierunku poprzecznym. W takim przypadku można przyjąć, że wszystkie elektrony znajdują się w najniższym stanie podłużnym. Przede wszystkim skupiliśmy się na elektronach w paśmie przewodnictwa, przyjmując, że wszystkie stany walencyjne są obsadzone, ale w artykule H.7 uwzględniliśmy również pasmo walencyjne. W zasadzie koncentrowaliśmy się na pierścieniach kwantowych, ale nasze wyniki stosują się również do opisu stanów z zerowym wektorem falowym k w nieskończonych powłokach.

Symetryczne wielokątne pierścienie, tj. ograniczone od wewnątrz i z zewnątrz wielokątami foremными, mają charakterystyczną strukturę energetyczną. W szczególności ich stany własne tworzą grupy składające się z $2p$ elementów, gdzie p to liczba wierzchołków. W przypadku pierścieni o parzystej liczbie naroży, najniższy i najwyższy poziom w każdej z grup są podwójnie zdegenerowane (ze względu na spin), natomiast stany znajdujące się między nimi tworzą czterokrotnie zdegenerowane poziomy (ze względu na spin i moment pędu), odpowiednio 2 lub 1 jeśli pierścień jest sześciokątny lub kwadratowy. Jeśli liczba wierzchołków jest nieparzysta, to powtarzający się układ stanów składa się z dwóch grup, tj. $4p$ stanów i odtwarza sekwencję odpowiadającą pierścieniowi z dwukrotnie większą liczbą naroży. Grupa $2p$ najniższych stanów może zostać oddzielona od pozostałych stanów przerwą (Δ), która w przypadku trójkątnych struktur może znacznie przewyższać energię kT odpowiadającą temperaturze pokojowej. Jeśli odległość od środka pierścienia do zewnętrznych wierzchołków (promień zewnętrzny, R_{ext}) oraz szerokość pierścienia nie zmieniają się, to zwiększenie liczby wierzchołków powoduje znaczne zmniejszenie przerwy energetycznej oddzielającej grupę $2p$ najniższych stanów tak, że dla większości sześciokątnych pierścieni jej wartość staje się porównywalna z odległościami energetycznymi między innymi poziomami. Ponadto wraz z liczbą wierzchołków rośnie energia stanu podstawowego oraz przedział energetyczny zajmowany przez najniższą grupę stanów.

Niezależnie od kształtu pierścienia, najniższą grupę tworzy $2p$ stanów narożnych, tj. stanów którym odpowiadają rozkłady prawdopodobieństwa tworzące maksima tylko w pobliżu wierzchołków. Druga grupa $2p$ stanów jest zbudowana ze stanów zlokalizowanych na bokach, dla których rozkłady prawdopodobieństwa tworzą po jednym maksimum wzdłuż każdej krawędzi. Liczba maksimów prawdopodobieństwa powstających na każdym z boków rośnie wraz ze wzrostem energii i różni się o jeden między sąsiednimi grupami $2p$ stanów. Zatem grupy stanów bardziej definiuje podobna lokalizacja niż powtarzająca się sekwencja degeneracyjna. Wszystkim stanom tworzącym grupę odpowiadają rozkłady prawdopodobieństwa tego samego typu, tj. z tą samą liczbą bocznych maksimów. W przypadku wielokątów o parzystej liczbie wierzchołków powtarzający się układ stanów jest realizowany w ramach jednej grupy, jeśli natomiast liczba boków jest nieparzysta to powtarzająca się sekwencja degeneracyjna stanów jest rozłożona między dwie grupy o różnym typie lokalizacji. Ponadto przerwa energetyczna Δ oddziela stany narożne od stanów zlokalizowanych na bokach.

Dla trójkątnego pierścienia kwantowego o szerokości 5 nm i boku o długości 35 nm rozkłady prawdopodobieństwa odpowiadające zarówno poziomowi podstawowemu (2 stany), jak i pierwszemu poziomowi wzbudzonemu (4 stany), tworzą ostre i dobrze oddzielone maksima w narożach co oznacza to, że takie elektrony są zlokalizowane w małych obszarach w pobliżu wierzchołków,

a długie obszary wzdłuż boków nie są obsadzone. Odwrotna sytuacja zachodzi w przypadku drugiej grupy stanów, które tworzą dwa (cztero- i dwukrotnie zdegenerowane) poziomy. W tym przypadku rozkłady prawdopodobieństwa są złożone z 3 stosunkowo niskich i rozciągniętych wzdłuż całej długości boków maksimumów. Jeśli promień zewnętrzny i szerokość ścian nie zmieniają się, ale rośnie liczba wierzchołków, to lokalizacja narożnika ulega osłabieniu, a maksima boczne stają się ostrzejsze. Taka odwrotna ewolucja kształtu rozkładu prawdopodobieństwa powoduje, że kształty i wysokości maksimumów zlokalizowanych w narożach i na bokach stają się podobne, co prowadzi do zmniejszenia przerwy Δ . Ponadto rozkłady prawdopodobieństwa odpowiadające obu poziomom narożnym badanych trójkątnych pierścieni kwantowych nie różnią się od siebie, natomiast w przypadku struktur kwadratowych i sześciokątnych maksima narożne stają się ostrzejsze wraz ze wzrostem energii [H.4].

Trójkątne pierścienie kwantowe wykazują najsilniejsze efekty. W szczególności lokalizacja narożna jest najostrzejsza, rozpiętość energetyczna stanów narożnych najmniejsza, a przerwa energetyczna oddzielająca stany narożne od stanów zlokalizowanych na bokach (Δ) największa. Ostatnia własność jest szczególnie interesująca, ponieważ duża przerwa energetyczna sprawia, że stany narożne tworzą zamkniętą podprzestrzeń, która jest odporna na szereg perturbacji. Te własności spowodowały, że w artykule H.5 skupiliśmy się wyłącznie na trójkątnych pierścieniach kwantowych. Degenerację stanów energetycznych symetrycznych struktur określa liczba wierzchołków, ale odległości między sąsiednimi poziomami zależą od wartości stosunku szerokości pierścienia do długości promienia zewnętrznego (d/R_{ext}) oraz wartości ostatniego parametru. Jeśli założymy, że promień zewnętrzny jest stały, to struktura energetyczna oraz lokalizacja zależą wyłącznie od szerokości pierścienia. Wzrost grubości ścian powoduje zwiększenie obszarów narożnych, w których powstają efektywne studnie kwantowe i skutkuje przesunięciem stanów własnych w kierunku niższych wartości energii. Stany narożne mogą być uznane za sześciokrotnie zdegenerowane lub kwazizdegenerowane dla szerokiego zakresu wartości stosunku d/R_{ext} , ale w przypadku szerokich pierścieni podział na dwukrotnie zdegenerowany stan podstawowy oraz czterokrotnie zdegenerowany stan wzbudzony staje się wyraźny. Rozkłady prawdopodobieństwa odpowiadające tym stanom ewoluują od ostrych i dobrze oddzielonych maksimumów do szerokich i silnie przekrywających się dla bardzo grubych pierścieni, które raczej należy uznać za przekłute struktury trójkątne niż pierścienie kwantowe. Ponadto różnica między kształtami rozkładów prawdopodobieństw związanych ze stanem podstawowym i pierwszym stanem wzbudzonym zwiększa się wraz z szerokością pierścienia i w przypadku wyższego poziomu przekrywanie się maksimumów narożnych jest znacznie mniejsze. Oba poziomy narożne pochodzą od najniższych stanów własnych (pełnego) trójkąta, rozkład prawdopodobieństwa związany ze stanem podstawowym takiej struktury tworzy jedno szerokie centralne maksimum, podczas gdy elektrony w pierwszym stanie wzbudzonym są rozmieszczone między 3 małymi obszarami. W rezultacie czego maksima rozkładów prawdopodobieństwa odpowiadające drugiemu poziomowi szerokiego pierścienia kwantowego są dużo ostrzejsze niż te związane ze stanem podstawowym. Maksima boczne zwiężają się wraz ze wzrostem grubości ścian i dla szerokich pierścieni dochodzą do wysokości maksimumów narożnych. Ponadto takim maksimumom bocznym mogą towarzyszyć niższe maksima w obszarach narożnych. Przerwa energetyczna oddzielająca stany narożne od stanów zlokalizowanych na bokach jest znacznie większa niż rozpiętość energetyczna stanów narożnych, a także odstęp energetyczny między pozostałymi stanami. Ta własność odróżnia trójkątne pierścienie kwantowe od kwadratowych i sześciokątnych struktur, dla których wartość energii Δ często staje się porównywalna z przerwami między poziomami energetycznymi wewnątrz grup stanów związanych z tym samym typem lokalizacji. Co ważniejsze przerwa energetyczna Δ szybko wzrasta, gdy maleje grubość ścian pierścienia i dla szerokiego zakresy parametrów osiąga wartości znacznie przekraczające energię kT odpowiadającą temperaturze pokojowej [H.5]. W praktyce, zmniejszenie szerokości pierścienia ma taki sam wpływ na rozpiętość energetyczną stanów narożnych i wartość przerwy energetycznej oddzielającej te stany od stanów zlokalizowanych na

bokach jak zmniejszenie liczby wierzchołków pierścienia [H.4, H.5].

Pomimo dużego zaawansowania technik wzrostu, wciąż nie udaje się otrzymywać idealnie symetrycznych drutów kwantowych, a w szczególności powłok otaczających takie struktury. Druty kwantowe typu rdzeń-powłoka wzrastają w grupach wielu znajdujących blisko siebie elementów, co utrudnia równomierny wzrost powłoki i powoduje, że jej szerokość zmienia się wzdłuż obwodu przekroju poprzecznego. Dlatego modelowaliśmy również pierścienie kwantowe o różnej szerokości ścian. Poziomy energetyczne takich struktur są tylko dwukrotnie (ze względu na spin) zdegenerowane, tj. degeneracja związana z momentem pędu została zniesiona. To prowadzi do zwiększenia rozpiętości energetycznej stanów narożnych i zmniejszenia przerwy energetycznej między stanami narożnymi a stanami zlokalizowanymi na bokach, ale w przypadku struktur trójkątnych ta różnica pozostaje znaczna. Lokalizacja elektronów, szczególnie niskoenergetycznych, jest bardzo czuła na symetrię pierścienia, mimo to liczba stanów narożnych pozostaje stała. W przypadku niesymetrycznych pierścieni najniższe stany są zlokalizowane w pobliżu poszczególnych wierzchołków. Rozkład prawdopodobieństwa odpowiadający stanowi podstawowemu tworzy jedno maksimum w największym obszarze narożnym (między dwoma najszerszymi ścianami), elektrony wzbudzone do drugiego poziomu energetycznego zajmują obszar narożny o średniej powierzchni, natomiast najwyższemu poziomowi narożnemu odpowiada maksimum lokalizacji znajdujące się w najmniejszym obszarze narożnym. W przypadku cieńszych pierścieni rozkłady prawdopodobieństwa odpowiadające stanom zlokalizowanym na bokach tworzą pojedyncze maksima, ale wraz ze wzrostem szerokości pierścienia pojawiają się niższe maksima na pozostałych bokach [H.4, H.5]. Podobne rozkłady elektronów można uzyskać, gdy symetryczne pierścienie zostaną umieszczone w zewnętrznym polu elektrycznym, jednak w tym przypadku wpływ na stany zlokalizowane na ścianach jest słabszy [H.4].

Oddziałujące elektrony związane w wielokątnych pierścieniach kwantowych

Poziomy energetyczne kilku nieoddziałujących elektronów związanych w trójkątnym pierścieniu kwantowym tworzą kwazizdegenerowane poziomy energetyczne złożone ze stanów o podobnej lokalizacji. W przypadku 2 elektronów najniższa grupa zbudowana jest z 15 stanów narożnych oddzielonych od drugiego (kwazizdegenerowanego) poziomu przerwą w przybliżeniu równą różnicy energii między stanami narożnymi a stanami zlokalizowanymi na bokach pojedynczych elektronów (Δ). Druga grupa stanów pary elektronów złożona jest z 2 najniższych grup stanów jednoelektronowych, a zatem odpowiadające jej rozkłady prawdopodobieństwa tworzą 6 maksimów, 3 na bokach i 3 w obszarach narożnych. Oddziaływanie kulombowskie przesunęło stany własne w kierunku wyższych energii, przy czym wartość tego przesunięcia zależy od przestrzennego rozkładu cząstek w pierścieniu. 12 najniższych stanów odpowiada elektronom zlokalizowanym w 2 różnych narożach, z powodu dużej odległości między wierzchołkami, oddziaływanie elektrostatyczne przesunęło te stany tylko nieznacznie. Co ciekawe 3 pozostałe stany narożne są przesunięte do znacznie wyższych energii, zabronionych dla nieoddziałujących elektronów, tj. do przerwy między stanami narożnymi a mieszanymi, i dlatego nazywanymi stanami w przerwie. Te 3 stany odpowiadają parom elektronów w singletowej konfiguracji spinowej, które zajmują ten sam narożnik. Bardzo małe wymiary obszaru, w którym związane są elektrony, skutkują silnym oddziaływaniem elektrostatycznym, które znacząco przewyższa wkłady kulombowskie do pozostałych 12 stanów narożnych. Degeneracja stanów w przerwie odtwarza układ stanów narożnych pojedynczych elektronów z dokładnością do czynnika 2 (do spinu), co sugeruje, że takie pary elektronów zachowują się jak pojedyncze, bezspinowe cząstki.

Trzeci elektron zamknięty w trójkątnym pierścieniu powoduje zwiększenie energii stanu podstawowego i umożliwia przesunięcie 12 stanów do przerwy. W tym przypadku wyższe stany narożne odpowiadają parom elektronów znajdujących się w jednym narożu, którym towarzyszy

trzeci elektron zlokalizowany w pobliżu innego wierzchołka. Ta niesparowana cząstka powoduje spinową polaryzację, a zatem podwójne i czterokrotne zdegenerowanie stanów w przerwie. Gdy kolejny elektron zostaje związany w pierścieniu, każdy stan narożny odpowiada przynajmniej jednej parze elektronów znajdujących się w tym samym narożu, co znacznie zwiększa energię stanu podstawowego. Tak jak w przypadku pierścienia, w którym były związane 2 elektrony, układu 4 nośników pozwala otrzymać 3 stany w przerwie, ale tym razem odpowiadają one 2 podwójnie obsadzonym obszarom narożnym. Jeśli trójkątny pierścień kwantowy zawiera 5 elektronów, to istnieje tylko jeden sposób rozłożenia ich między obszary narożne, tj. 2 z nich muszą zawierać pary elektronów, podczas gdy piąty nośnik pozostaje w pobliżu trzeciego wierzchołka. Tu wszystkie stany narożne tworzą jeden prawie zdegenerowany poziom. Stany zostają przesunięte do przerwy, gdy liczba wierzchołków i związanych w pierścieniu elektronów pozwala na różne sposoby rozłożyć nośniki między obszary narożne, w szczególności pozwala otrzymać różną liczbę par elektronów znajdujących się w pobliżu jednego wierzchołka.

Większość kwadratowych pierścieni pozwala otrzymać stany w przerwie, ponadto 4 wierzchołki umożliwiają powstanie 2 grup tego typu stanów odpowiadających jednemu lub dwóm podwójnie obsadzonym obszarom narożnym. W przypadku większości struktur sześciokątnych przerwa energetyczna oddzielająca stany narożne od stanów, którym odpowiadają rozkłady prawdopodobieństwa tworzące maksima zarówno w narożach jak i na bokach, jest dużo mniejsza niż energia odpowiadająca oddziaływaniu kulombowskiemu pary znajdujących się blisko siebie elektronów, co prowadzi do przesunięcia stanów odpowiadających takim parom nad przerwę, gdzie mieszają się ze stanami zawierającymi zarówno wkłady od jednoelektronowych stanów zlokalizowanych w narożach jak i na bokach.

Absorpcja wielokątnych pierścieni kwantowych

Absorpcja optyczna wielokątnych pierścieni kwantowych zależy od kształtu funkcji falowej odpowiadającej stanom początkowemu i końcowemu, a zatem silnie zależy od geometrii próbki. Badaliśmy ten proces w obecności zewnętrznego pola magnetycznego prostopadłego do płaszczyzny pierścienia, które znosi oba typy degeneracji (ze względu na spin i moment pędu) i w konsekwencji pozwala badać poszczególne przejścia. Ograniczyliśmy się do wzbudzeń ze stanu podstawowego spowodowanych absorpcją światła spolaryzowanego kołowo. Ponieważ nie uwzględniliśmy oddziaływania spin-orbita, dozwolone przejścia optyczne zachowują spin. Zasadniczo powinno być możliwe wzbudzenie optyczne pojedynczego elektronu związanego w pierścieniu kwantowym o p bokach ze stanu podstawowego do $p - 1$ wyższych stanów narożnych i p stanów zlokalizowanych na bokach. Jednak niezależnie od liczby wierzchołków tylko jeden ze stanów narożnych i jeden ze stanów bocznych może zostać wzbudzony za pomocą światła o jednym typie polaryzacji, tj. w każdej grupie $2p$ stanów są tylko 2 optycznie aktywne stany. Jeżeli pierścień nie znajduje się w żadnym zewnętrznym polu, to te stany są parami zdegenerowane, zewnętrzne pole magnetyczne rozszczepia stany odpowiadające prawo- i lewoskrętnej rotacji w płaszczyźnie pierścienia, które mogą zostać skompensowane przez fotony o odpowiedniej polaryzacji. W przypadku trójkątnego pierścienia analizowanego w artykule H.4, rozpiętość energetyczna stanów narożnych jest rzędu dziesiątych części meV, natomiast stany zlokalizowane na bokach są oddzielone od stanów narożnych przerwą rzędu 150 meV. Zatem, przejścia w domenie stanów narożnych odbywają się przy udziale fotonów z zakresu mikrofal, natomiast wzbudzenie elektronów do stanów bocznych wymaga absorpcji promieniowania elektromagnetycznego z zakresu bliskiej podczerwieni. Oznacza to, że jeden pierścień kwantowy może absorbować fale elektromagnetyczne o długościach różniących się o kilka rzędów wielkości [H.4, H.5]. Podobny efekt, tj. szeroki zakres absorpcji został otrzymany eksperymentalnie dla trójkątnych nanodrutów typu rdzeń-powłoka wykonanych z InGaN i GaN [95]. Rozpiętość energetyczna stanów narożnych i zlokalizowanych na bokach, a także przerwa energetyczna między nimi zależą od szerokości pierścienia i promienia zewnętrz-

nego. W związku z tym, energia absorbowanych fotonów w domenie narożnej może różnić się od ułamków meV do kilku meV, jednocześnie różnica energii między najniższym stanem o lokalizacji bocznej a stanem podstawowym może zmienić się o rząd wielkości. To pozwala kontrolować własności optyczne poprzez czas wzrostu i umożliwia otrzymanie struktur o dobrze określonym zakresie absorpcji. Co więcej, wielkość różnicy energii między optycznie aktywnymi stanami o tym samym typie lokalizacji, które są wzbudzone fotonami o przeciwnej polaryzacji może być precyzyjnie kontrolowana za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego [H.5]. W przypadku kwadratowych i sześciokątnych pierścieni kwantowych wiele elementów macierzowych momentów dipolowych zeruje się, co skutkuje zamknięciem większości przejść optycznych. Sytuacja zmienia się w obecności zewnętrznego pola elektrycznego, które zmienia rozkład elektronów w pierścieniu, a tym samym zmienia kształt funkcji falowych. W rezultacie zostają otwarte wszystkie przejścia między stanami o tym samym spinie, ale odpowiadają im wartości współczynników absorpcji znacząco różniące się od siebie [H.4].

Ze względu na zanikające elementy macierzowe momentu dipolowego dla wielu par stanów jednoelektronowych, większość przejść optycznych w układach kilku nośników związanych w pierścieniach kwantowych jest zablokowana. W obecności światła spolaryzowanego prawo- lub lewoskrętnie, para oddziałujących elektronów znajdująca się w trójkątnym pierścieniu kwantowym może zostać wzbudzona ze stanu podstawowego do jednego z pobliskich stanów narożnych, jednego ze stanów w przerwie, oraz 3 stanów z pierwszej grupy nad przerwą. Jednak przejście do stanu w przerwie, który jest oddzielony energetycznie zarówno od innych stanów narożnych, jak również od (wyższych) stanów mieszanych, zachodzi tylko w obecności bardzo słabego lub zanikającego pola magnetycznego. Wraz ze wzrostem wartości indukcji pola magnetycznego rośnie rozszczepienie Zeemanowskie, które w pewnym momencie przekracza wartość różnicy energii między 2 najniższymi stanami, a te zamieniają się kolejnością. Razem ze stanem podstawowym zmienia się jego konfiguracja spinowa, podczas gdy 3 stany w przerwie pozostają w konfiguracji singletowej. W rezultacie elementy macierzowe momentu dipolowego między nowym stanem podstawowym a stanami w przerwie zanikają, co skutkuje zamknięciem przejść do wyższych stanów narożnych [H.6]. Z jednej strony takie eksperymenty optyczne można wykorzystać do określenia kształtu pierścienia, z drugiej strony duża czułość absorpcji na wartość indukcji zewnętrznego pola magnetycznego umożliwia bezdotykową kontrolę własności optycznych.

Ekscytony związane w powłokach o wielokątnych przekrojach poprzecznych

W artykule H.7 przedstawiliśmy wyniki badań dotyczących pojedynczych ekscytonów związanych w powłokach o wielokątnym przekroju poprzecznym. Opis ekscytonów wymagał uwzględnienia pasma walencyjnego. Pod względem degeneracji poziomów energetycznych pojedynczych nośników i lokalizacji pasmo walencyjne jest lustrzanym odbiciem pasma przewodnictwa, tj. najwyższa grupa stanów walencyjnych jest zbudowana z $2p$ stanów narożnych, gdzie p to liczba wierzchołków, natomiast rozkłady prawdopodobieństwa odpowiadające drugiej (niższej) grupie $2p$ stanów tworzą po jednym maksimum na każdym z boków. Z powodu dużo większej masy efektywnej, odstęp między kolejnymi poziomami są znacznie mniejsze niż w górnym paśmie. W przypadku badanej trójkątnej powłoki przerwy energetyczne między stanami narożnymi a stanami o lokalizacji bocznej są równe 47 i 2,7 meV odpowiednio dla pasm przewodnictwa i walencyjnego. Gdy oddziaływanie kulombowskie jest zaniedbane to najniższe stany ekscytonowe tworzą 2 prawie zdegenerowane poziomy oddzielone przerwą, która w przybliżeniu odpowiada odległości energetycznej między stanami narożnymi a stanami o lokalizacji bocznej pasma przewodnictwa. Grupy definiuje lokalizacja elektronu w paśmie przewodnictwa, w przypadku dolnej grupy zajmuje on obszary narożne, natomiast wyższe stany odpowiadają lokalizacji na jednym z boków. Oddziaływanie kulombowskie zależy od odległości pomiędzy nośnikami, co w przypadku wielokątnych pierścieni kwantowych oznacza zależność od rozkładu elektronów w

pierścieniu. Sprężenie zmienia układ stanów i powoduje powstanie prawie zdegenerowanych poziomów złożonych ze stanów o tym samym typie lokalizacji, które są oddzielone od siebie sporymi przedziałami energii wzbronionych. W szczególności 9 najniższych stanów ekscytonowych trójkątnych pierścieni zostaje przesuniętych do niższych energii (względem stanów nieoddziałujących nośników). Stany te odpowiadają symetrycznemu rozkładowi elektronów, tj. elektron w paśmie przewodnictwa i wakancja w paśmie walencyjnym zajmują ten sam obszar narożny. Co ciekawe, istnieje 12 stanów odpowiadających takiemu rozkładowi elektronów, jednak tylko część z nich, tj. stany o trypletowej konfiguracji spinowej, tworzą pierwszy poziom. Pozostałe 3 stany znajdują się w singletowej konfiguracji spinowej, która pozwala elektronom znacznie zredukować wzajemne odległości. To skutkuje silnym odpychaniem kulombowskim, które przesuwa te 3 stany do przerwy oddzielającej stany ekscytonów złożonych z elektronu w paśmie przewodnictwa, który znajduje się w narożu, lub na boku, tj. stany w przerwie pojawiają się również w widmie energetycznym ekscytonów związanych w wielokątnych pierścieniach lub nanorurkach kwantowych. Tak jak ich odpowiedniki w paśmie przewodnictwa [H.6], ekscytonowe stany w przerwie wykazują wyjątkowe własności optyczne. W przypadku trójkątnego pierścienia o szerokości 8 nm, który jest wpisany w okrąg o promieniu 50 nm (R_{ext}) [H.7], 2 niższe stany w przerwie są jedynymi optycznie aktywnymi stanami. Ich czasy życia są rzędu dziesiątych części nanosekundy, z powodu odwrotnej zależności od różnicy energii między stanem końcowym i początkowym rosną wraz z szerokością pierścienia. Zerowanie się elementów macierzowych momentów dipolowych odpowiadających pozostałym parom stanów tłumaczą reguły wyboru dotyczące geometrii, spinu i chiralności.

Drugi, prawie zdegenerowany poziom odpowiada ekscytonom złożonym z elektronu w paśmie przewodnictwa oraz wakancji w paśmie walencyjnym, które zajmują różne obszary narożne. W tym przypadku 3 elektrony (2 walencyjne i 1 w paśmie przewodnictwa) przebywają w pobliżu tego samego wierzchołka. Oddziaływanie kulombowskie układu zawierającego 3 znajdujące się bardzo blisko siebie elektrony znacząco przewyższa energię związaną z oddziaływaniem elektrostatycznym układu symetrycznie rozłożonych nośników w trypletowej konfiguracji spinowej, i powoduje powstanie dużej przerwy między dwoma najniższymi poziomami. Przerwa energetyczna między drugim i trzecim poziomem jest dużo mniejsza ponieważ jest skutkiem różnicy energii odpowiadającej przesunięciu wakancji z obszaru narożnego na bok. Wpływ oddziaływania kulombowskiego na wyższe stany (powyżej przerwy) jest dużo słabszy niż na stany poniżej przerwy, ale również powoduje zwiększenie istniejących przerw i powstanie nowych. Podobne efekty, tj. kwazizdegenerowane poziomy energetyczne oddzielone znacznymi przerwami i ekscytonowe stany w przerwie pojawiają się tylko dla bardzo cienkich kwadratowych powłok. Natomiast w przypadku struktur o sześciokątnym przekroju poprzecznym stany w przerwie nie mieszają się z wyższymi stanami tylko dla struktur charakteryzujących się małymi wartościami stosunku szerokości do promienia zewnętrznego (d/R_{ext}) i średnicy. W przeciwieństwie do trójkątnych i kwadratowych pierścieni, bardzo trudno otrzymać sześciokątne struktury o prawie zdegenerowanych poziomach energetycznych. Jest to spowodowane tym, że dla tego kształtu przedział energetyczny zajmowany przez jednoelektronowe stany narożne jest stosunkowo szeroki, poza tym 6 wierzchołków pozwala na różny sposób rozłożyć nośniki między obszary narożne, a każdemu z tych sposobów odpowiada inny wkład związany z oddziaływaniem kulombowskim [H.7].

Podsumowanie wyników stanowiących osiągnięcie naukowe będące podstawą ubiegania się o stopień naukowy doktora habilitowanego

Wyniki przedstawione w serii artykułów H.1–H.7 dotyczą własności kropek, pierścieni i drutów kwantowych wykonanych z InAs. W szczególności skupiliśmy się na geometrii tych struktur, tj. badaliśmy jak ich kształt oraz przestrzenne rozmieszczenie układów składających się z kilku elementów wpływa na własności fizyczne. Aby opisać efekty superradiantne w układach kropek

kwantowych mogliśmy ograniczyć się do uwzględnienia tylko 2 najniższych poziomów energetycznych w każdej z kropek. Natomiast zbadanie procesów absorpcji i rekombinacji zachodzących w pierścieniach lub nanorurkach o wielokątnym przekroju poprzecznym wymagało określenia ich struktury energetycznej oraz lokalizacji nośników ładunku, co samo w sobie okazało się bardzo interesujące.

Najciekawsze i najbardziej znaczące wyniki przedstawione w artykułach H.1–H.7:

- Proces koherencji indukowanej przez próżnię w układach kilku kropek kwantowych jest bardzo czuły na niejednorodność energii przejść podstawowych. Ten niszczący efekt jest silnie tłumiony w obecności sprzężenia między kropkami, ale całkowite spulapkowanie wzbudzenia w niejednorodnych energetycznie kropkach kwantowych możliwe jest tylko w przypadku struktur o różnych momentach dipolowych.
- Wielokątny kształt pierścieni kwantowych powoduje powstanie charakterystycznego układu dwu- i czterokrotnie zdegenerowanych poziomów energetycznych oraz nierównomierny rozkład elektronów wzdłuż obwodu pierścienia. Niskoenergetyczne elektrony związane w takich strukturach zajmują obszary narożne, natomiast nośniki wzbudzone do wyższych energii zostają przesunięte na boki. Najsilniejsze efekty związane z kształtem występują w przypadku trójkątnych struktur. Są to:
 - Największa przerwa energetyczna oddzielająca stany narożne od stanów, którym odpowiadają rozkłady prawdopodobieństwa tworzące maksima na bokach,
 - Niskoenergetyczne elektrony zajmują bardzo małe, przestrzennie oddzielone od siebie obszary narożne,
 - Absorpcja fotonów z różnych zakresów promieniowania elektromagnetycznego.
- Najniższe stany układów kilku oddziałujących kulombowsko elektronów oraz ekscytonów związanych w pierścieniach lub powłokach o wielokątnym przekroju poprzecznym mogą tworzyć prawie zdegenerowane poziomy, które są oddzielone sporymi przerwami energetycznymi.
- Oddziaływanie kulombowskie oraz lokalizacja narożna prowadzi do powstania stanów w przerwie. Takie stany mogą pojawić się zarówno w paśmie przewodnictwa jak i w widmie ekscytonowym. Pierwsze to stany odpowiadające parom elektronów w singletowej konfiguracji spinowej znajdujących się w tym samym obszarze narożnym, które dzięki dużemu wkładowi związanemu z oddziaływaniem elektrostatycznym zostały przesunięte do przedziału energetycznego zabronionego dla nieoddziałujących nośników, tj. do przerwy oddzielającej kilkuelektronowe stany narożne od stanów zbudowanych z jednoelektronowych stanów zlokalizowanych w obszarach narożnych i na bokach. Ekscytonowe stany w przerwie to stany odpowiadające symetrycznie rozmieszczonym nośnikom, gdzie elektron w paśmie przewodnictwa oraz wakancja w paśmie walencyjnym znajdują się w pobliżu tego samego wierzchołka. Dzięki singletowej konfiguracji spinowej i związanemu z nią silnemu oddziaływaniu kulombowskiemu zostają przesunięte do przerwy oddzielającej stany ekscytonowe, dla których elektron w paśmie przewodnictwa zajmuje obszar narożny lub bok pierścienia.
- Absorpcja wielokątnych pierścieni kwantowych jest bardzo czuła na wartość indukcji zewnętrznej (statycznego) pola magnetycznego, co umożliwia bezdotykową kontrolę własności optycznych.

Omówienie ewentualnego wykorzystania otrzymanych wyników

W kilku ostatnich artykułach przedstawiliśmy niektóre możliwości wykorzystania wyników zawartych w pracach H.4–H.7. W szczególności pokazaliśmy, w jaki sposób lokalizacja elektronów w narożach i duża przerwa energetyczna między tymi stanami a stanami zlokalizowanymi na bokach wpływa na przewodnictwo nanodrutów typu rdzeń-powłoka [R.1]. Ponadto zbadaliśmy możliwość powstawania stanów Majorany w powłokach o wielokątnym przekroju poprzecznym [R.2, R.3]. Dwa prawdopodobnie najbardziej interesujące zastosowania tego typu nanodrutów dotyczą wykorzystania ich do budowy ogniw słonecznych i nanoanten, jednak realizacja technologiczna i optymalizacja takich urządzeń wymaga zrozumienia własności optycznych i transportowych ich elementów składowych. Celem będącego w realizacji projektu, w którym pracowałam przez ostatnie dwa lata, jest właśnie określenie warunków, w których druty kwantowe typu rdzeń-powłoka mogą pracować jako nanoanteny.

Efekty kolektywne w układach kropek kwantowych są interesujące z perspektywy wykorzystania ich do technologicznej realizacji urządzeń umożliwiających kwantowe obliczenia, w szczególności ze względu na możliwość otrzymania odpornych na dekoherencję stanów. Budowa urządzeń złożonych z nanostruktur wymaga przede wszystkim zrozumienia ich ograniczeń oraz opracowania procedur umożliwiających kontrolę własności. Efekty kolektywne w zespołach kilku kropek można kontrolować, jeśli umieści się je w centralnej części złącza $p-i-n$, w artykule H.2 zaproponowaliśmy wykorzystanie takich urządzeń do kontroli spulapkowanego obsadzenia.

5 Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych

Prace naukowe nieuwzględnione w osiągnięciu naukowym stanowiącym podstawę ubiegania się o nadanie stopnia naukowego doktora habilitowanego można podzielić na 3 grupy: pierwsza (R) składa się z publikacji ściśle związanych z tematem głównego osiągnięcia naukowego, w których pokazaliśmy konkretne przykłady lub możliwe zastosowania wyników przedstawionych w artykułach H.1–H.7; drugą grupę (N) tworzą artykuły niezwiązane z tematem głównego osiągnięcia habilitacyjnego, dotyczące własności drutów i podwójnych kropek kwantowych umieszczonych w nanowiercie optycznej; ostatnia grupa (D) jest złożona z artykułów opublikowanych przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora.

R Publikacje bezpośrednio związane z tematyką osiągnięcia naukowego opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora

Artykuły w recenzowanych czasopismach naukowych:

- R.1 Miguel Urbaneja Torres, Anna Sitek, Sigurdur Ingi Erlingsson, Gunnar Thorgilsson, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Conductance features of core-shell nanowires determined by the internal geometry*, Phys. Rev. B **98**, 085419 (2018).
- R.2 Tudor D. Stanescu, Anna Sitek, and Andrei Manolescu, *Robust topological phase in proximitized core-shell nanowires coupled to multiple superconductors*, Beilstein J. Nanotechnol. **9**, 1512 (2018).
- R.3 Andrei Manolescu, Anna Sitek, Javier Osca, Llorenç Serra, Vidar Gudmundsson, Tudor D. Stanescu, *Majorana states in prismatic core-shell nanowires*, Phys. Rev B **96**, 125435 (2017).
- R.4 Andrei Manolescu, George Alexandru Nemnes, Anna Sitek, Tomas Orn Rosdahl, Sigurdur Ingi Erlingsson, and Vidar Gudmundsson, *Conductance oscillations of core-shell nanowires in transversal magnetic fields*, Phys. Rev. B **93**, 205445 (2016).

- R.5 Paweł Karwat, Anna Sitek, and Paweł Machnikowski, *Phonon effects on the radiative recombination of excitons in double quantum dots*, Phys. Rev. B **84**, 195315 (2011).
- R.6 Anna Sitek Paweł Machnikowski, *Self-induced coherence in a single pair of quantum dots*, Phys. Stat. Sol. B **248**, 847 (2011).

Artykuły w materiałach konferencyjnych:

- R.7 Miguel Urbaneja Torres, Anna Sitek, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Radiated fields by polygonal core-shell nanowires*, Proceedings of the 20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2018).
- R.8 Anna Sitek, Miguel Urbaneja Torres, Kristinn Torfason, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Controlled Coulomb effects in core-shell quantum rings*, Proceedings of the 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2017).
- R.9 Anna Sitek, Gunnar Thorgilsson, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Electronic states in core-shell quantum rings*, Proceedings of the 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2016).
- R.10 Anna Sitek, Vidar Gudmundsson, and Andrei Manolescu, *Symmetry dependent electron localization and optical absorption of polygonal quantum rings*, Proceedings of the 17th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2015).

Rozdział przegląadowy:

- R.11 Paweł Karwat, Krzysztof Gawarecki, Katarzyna Roszak, Anna Sitek, and Paweł Machnikowski, *Phonon-assisted processes and spontaneous emission in double quantum dots*, in: *Quantum Dot Molecules* (eds: J. Wu, Z. M. Wang), Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology, Vol. 14, Springer (2014), ISBN 978-1-4614-8129-4.

Oprócz badań, których wyniki zostały przedstawione w serii artykułów stanowiących moje główne osiągnięcie naukowe, uczestniczyłam również w innych pracach dotyczących własności kropek kwantowych i struktur typu rdzeń-powłoka oraz możliwości ich technologicznego wykorzystania. W szczególności pokazaliśmy w jaki sposób lokalizacja indukowana poprzecznym polem magnetycznym, tj. istnienie stanów węzowych (ang. *sneaking states*), wpływa na ruch elektronów w nanodrutach [R.4]. W kolejnym artykule zbadaliśmy wpływ dwóch mechanizmów powodujących lokalizację nośników, tj. zewnętrznego pola magnetycznego oraz graniastosłupowego kształtu, i pokazaliśmy jak przewodnictwo zależy od rozkładu elektronów w płaszczyźnie przekroju poprzecznego oraz w jakim stopniu można je kontrolować za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego [R.1]. Z powodu lokalizacji elektronów wzdłuż ostrych krawędzi, powłoki mogą być traktowane jak wiązki kilku nanodrutów. Badaliśmy powstawanie stanów Majorany w takich układach i pokazaliśmy, że pozwalają one otrzymać jeden zero-energetyczny mod, któremu może towarzyszyć parzysta liczba pseudo stanów Majorany, czyli stanów w przerwie nadprzewodzącej o bardzo niskich ale skończonych wartościach energii. Podobnie jak stany Majorany, pseudo stany Majorany są oddzielone energetycznie od pozostałych stanów. Powłoki o trójkątnym przekroju poprzecznym pozwalają otrzymać szeroki zakres parametrów, przy których stany Majorany są stabilne, tj. dla których efekty związane z ruchem elektronów w polu magnetycznym są silnie tłumione [R.3]. Co więcej pokrycie nanodrutów różnymi nadprzewodnikami pozwala kontrolować względną fazę między obszarami narożnymi, a tym samym stabilność stanów Majorany [R.2].

Opublikowaliśmy również serię artykułów konferencyjnych, w których analizowaliśmy konkretne przykłady wielokątnych pierścieni kwantowych. Pokazaliśmy, że 2 różne obszary narożne rombu powodują powstanie 2 prawie zdegenerowanych poziomów złożonych z 4 stanów, którym odpowiadają rozkłady prawdopodobieństwa tworzące po 2 maksima w pobliżu przeciwległych wierzchołków [R.10]. Badaliśmy również strukturę energetyczną i absorpcję sześciokątnych pierścieni

kwantowych, dla których największe wartości współczynników absorpcji odpowiadają przejściom między stanami narożnymi [R.9]. Kolejny artykuł dotyczył możliwości kontroli własności par sprzężonych elektronów związanych w trójkątnych pierścieniach kwantowych za pomocą pola elektrycznego. Pokazaliśmy, że liczba maksimum narożnych rozkładów prawdopodobieństwa zależy od orientacji pola, a stany w szczelinie odtwarzają zarówno degenerację (z dokładnością do czynnika 2), jak i lokalizację jednoelektronowych stanów narożnych oraz że wzbudzenie optyczne stanów w przerwie nie jest możliwe w obecności zewnętrznego pola elektrycznego [R.8]. W ostatnim z tej serii artykułów pokazaliśmy jak wielokątny przekrój poprzeczny wydrążonych nanodrutów (powłok) determinuje pole elektromagnetyczne emitowane przez takie struktury. W przypadku braku poprzecznych pól nośniki tworzą symetrycznie rozmieszczone przewodzące kanały i emitowane pole przypomina to otaczające pojedynczy nanodrut. Obraz znacząco zmienia się w obecności prostopadłego pola magnetycznego, które powoduje powstanie kanałów, wzdłuż których elektrony poruszają się w przeciwnych kierunkach. Tak jak we wszystkich badanych przypadkach, najsilniejszy efekt, tj. silnie anizotropowe pole, otrzymaliśmy dla struktur o trójkątnym przekroju poprzecznym [R.7].

Badaliśmy również proces rekombinacji ekscytonów związanych układach złożonych z dwóch sprzężonych kropek kwantowych oddziałujących z rezerwuarami fotonowym i fononowym. Pokazaliśmy, że dla ujemnego sprzężenia (np. tunelowania) czas życia nośnika rośnie wraz z temperaturą, co może powodować niemonotoniczną zależność czasu życia ekscytonu. Co więcej, koherentny transfer bieksytonowej polaryzacji międzypasmowej do ekscytonowej może opóźnić zanik całkowitej koherentnej polaryzacji [R.5]. W artykule R.6 przedstawiliśmy wyniki badań procesu samoistnie indukowanej koherencji w układzie dwóch sprzężonych kropek kwantowych z identycznymi międzypasmowymi momentami dipolowymi. Pokazaliśmy, że pułapkowanie wzbudzenia zachodzi albo w przypadku identycznych kropek (o takich samych wartościach energii przejść podstawowych), lub w silnie oddziałujących układach. Na koniec, w rozdziale monograficznym R.11 zebraliśmy wyniki dotyczące własności podwójnych kropek kwantowych otrzymane przez wszystkich członków grupy.

N Publikacje nie związane z tematyką osiągnięcia naukowego opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora

Artykuły w recenzowanych czasopismach naukowych:

- N.1 Vidar Gudmundsson, Nzar Rauf Abdullah, Anna Sitek, Hsi-Sheng Goan, Chi-Shung Tang, and Andrei Manolescu, *Current correlations for the transport of interacting electrons through parallel quantum dots in a photon cavity*, Phys. Lett. A **382**, 1672 (2018).
- N.2 Vidar Gudmundsson, Nzar Rauf Abdullah, Anna Sitek, Hsi-Sheng Goan, Chi-Shung Tang, and Andrei Manolescu, *Electroluminescence caused by the transport of interacting electrons through parallel quantum dots in a photon cavity*, Ann. Phys. **530**, 1700334 (2018).
- N.3 Vidar Gudmundsson, Nzar Rauf Abdullah, Anna Sitek, Hsi-Sheng Goan, Chi-Shung Tang, Andrei Manolescu, *Time-dependent current into and through multilevel parallel quantum dots in a photon cavity*, Phys. Rev. B **95**, 195307 (2017).
- N.4 Vidar Gudmundsson, Thorsteinn H. Jonsson, Maria Laura Bernodussou, Nzar Rauf Abdullah, Anna Sitek, Hsi-Sheng Goan, Chi-Shung Tang, and Andrei Manolescu, *Regimes of radiative and nonradiative transitions in transport through an electronic system in a photon cavity reaching a steady state*, Ann. Phys. **529**, 1600177 (2017).
- N.5 Thorsteinn H. Jonsson, Andrei Manolescu, Hsi-Sheng Goan, Nzar Rauf Abdullah, Anna Sitek, Chi-Shung Tang, and Vidar Gudmundsson, *Efficient determination of the Markovian time-evolution towards a steady-state of a complex open quantum system*, Comput. Phys. Commun. **220**, 81 (2017).

- N.6 Vidar Gudmundsson, Anna Sitek, Nzar Rauf Abdullah, Chi-Shung Tang, and Andrei Manolescu, *Cavity-photon contribution to the effective interaction of electrons in parallel quantum dots*, *Ann. Phys.* **528**, 394 (2016).
- N.7 Vidar Gudmundsson, Anna Sitek, Pei-yi Lin, Nzar Rauf Abdullah, Chi-Shung Tang, and Andrei Manolescu, *Coupled collective and Rabi oscillations triggered by electron transport through a photon cavity*, *ACS Photonics* **2**, 930 (2015).

Zagadnieniem, w badaniach którego uczestniczyłam był również transportu nośników ładunku przez nanostruktury umieszczone w nanowęzce optycznej. Układy, którymi zajmowaliśmy się to albo skończone, paraboliczne, dwuwymiarowe druty kwantowe [N.4, N.5], lub takie nanodruty, w których dodatkowo zostały osadzone dwie kropki kwantowe [N.1, N.2, N.3, N.6, N.7]. W szczególności zaproponowaliśmy wydajną metodę obliczeniową pozwalającą rozwiązać uogólnione równanie ruchu Nakajimay-Zwanziga w przybliżeniu markowskim [N.5]. Metoda ta pozwoliła nam zidentyfikować dwa reżimy, promienisty i niepromienisty, w ewolucji układu elektronów [N.4]. W cyklu kolejnych 5 artykułów skupiliśmy się na transporcie przez podwójne kropki kwantowe. Najważniejsze otrzymane wyniki obejmują pokazanie, że prądy przepływające przez takie układy są poddane oscylacjom Rabięgo [N.7] oraz że oddziaływanie z fotonami wzmacnia odpychanie elektrostatyczne [N.6]. Zbadaliśmy również strukturę stanu końcowego dla różnych stanów początkowych, tj. określiliśmy wkłady od poszczególnych stanów wielociałowych. Ponadto pokazaliśmy, że transport nośników silnie zależy od przyłożonego napięcia, częstości i początkowej liczby fotonów w nanowęzce [N.3]. Zbadaliśmy elektroluminescencję wymuszoną przez transport i pokazaliśmy, że wybór polaryzacji fotonu pozwala wybrać między rozszczepieniem Rabięgo spowodowanym oddziaływaniem para- lub diamagnetycznym elektronu z fotonem [N.2]. Natomiast w artykule N.1 zidentyfikowaliśmy wszystkie (promieniste i niepromieniste) przejścia aktywne w czasie ewolucji układu.

D Artykuły opublikowane przed uzyskaniem stopnia doktora

Artykuły w recenzowanych czasopismach naukowych:

- D.1 Marten Richter, Alexander Carmele, Anna Sitek, and Andreas Knorr, *Few-photon model of the optical emission of semiconductor quantum dots*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 087407 (2009).
- D.2 Paweł Machnikowski, Katarzyna Roszak, and Anna Sitek, *Collective luminescence and phonon-induced processes in double quantum dots*, *Acta Phys. Pol. A* **116**, 818 (2009).
- D.3 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Interplay of coupling and superradiant emission in the optical response of a double quantum dot*, *Phys. Rev. B* **80**, 115319 (2009).
- D.4 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Theory of nonlinear optical response of ensembles of double quantum dots*, *Phys. Rev. B* **80**, 115301 (2009).
- D.5 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Collective optical response from quantum dot molecules*, *Microelectronics J.* **40**, 505 (2009).
- D.6 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Superradiance effects in the linear and nonlinear optical response of quantum dot molecules*, *Acta Phys. Pol. A* **114**, 1355 (2008).
- D.7 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Four-wave mixing spectroscopy of quantum dot molecules*, *Acta Phys. Pol. A* **112**, 167 (2007).
- D.8 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Collective fluorescence and decoherence of a few nearly identical quantum dots*, *Phys. Rev. B* **75**, 035328 (2007).

Artykuły w materiałach konferencyjnych:

D.9 Anna Sitek and Paweł Machnikowski, *Four-wave mixing optical response of an ensemble of quantum dot molecules*, Phys. Stat. Sol. C **6**, 492 (2009).

Końcówka moich studiów magisterskich oraz studia doktoranckie koncentrowały się na badaniu kolektywnych efektów optycznych w układach podwójnych kropek kwantowych i kwantowych molekuł. Zbadaliśmy zanik stanów sub- i superradialnych zaimplementowanych na takich strukturach i pokazaliśmy, że ich ewolucja jest bardzo czuła na niejednorodność energii przejść podstawowych. Nawet dla różnic energii rzędu μeV zanik wykładniczy o podwojonej szybkości (względem rekombinacji ekscytonu w pojedynczej kropce) stanu superradialnego i pozioma linia odpowiadająca odpornemu na dekoherencję stanowi subradialnemu zostają zastąpione oscylacjami wokół wykładniczej linii charakterystycznej dla niesprzężonych kropek [D.8, D.2]. Zidentyfikowaliśmy ślady kolektywnego oddziaływania w widmach czasowo rozdzielczej luminescencji i absorpcji pary sprzężonych kropek kwantowych, którymi są wzmocniony zanik polaryzacji oraz linia absorpcyjna złożona z 2 funkcji Lorentza o jednakowych amplitudach, ale różnych szerokościach i przeciwnych znakach [D.3]. Modelowaliśmy również odpowiedź optyczną typu mieszanie 4 fal (ang. *four-wave mixing*) zespołu podwójnych kropek kwantowych. Pokazaliśmy, że sygnał jest złożeniem zaniku o dwóch szybkościach. W fazie początkowej proces rekombinacji jest zdominowany przez składnik superradialny, natomiast po szybkiej emisji części wzbudzenia zanik znacząco zwalnia z powodu składnika subradialnego. Tego typu odpowiedź, a zatem technika eksperymentalna, pozwala zidentyfikować kolektywne oddziaływanie kropek kwantowych z rezerwuarem fotonowym [D.4, D.5, D.6, D.7].

W czasie studiów doktoranckich spędziłam 9 miesięcy na Technicznym Uniwersytecie w Berlinie, w grupie prof. Andreasa Knorra. W tym czasie uczestniczyłam w badaniach dotyczących pojedynczych fotonów, w szczególności pracowałam nad modyfikacją rozwinięcia korelacyjnego, które pozwoliło uwzględnić kilka fotonów w opisie nanourządzeń zbudowanych w oparciu o kropki kwantowe. [D.1].

Literatura

- [1] Ehoud Pazy, Irene D’Amico, Paolo Zanardi, and Fausto Rossi, Phys. Rev. B **64**, 195320 (2001).
- [2] Thomas Unold, Kerstin Mueller, Christoph Lienau, Thomas Elsaesser, and Andreas D. Wieck, Phys. Rev. Lett. **94**, 137404 (2005).
- [3] Eliana Biolatti, Rita C. Iotti, Paolo Zanardi, and Fausto Rossi, Phys. Rev. Lett. **85**, 5647 (2000).
- [4] M. Goryca, T. Kazimierzczuk, M. Nawrocki, A. Golnik, J. A. Gaj, P. Kossacki, P. Wojnar, and G. Karczewski, Phys. Rev. Lett. **103**, 087401 (2009).
- [5] Salman Mokhlespour, J. E. M. Haverkort, Gregory Slepyan, Sergey Maksimenko, and A. Hoffmann, Phys. Rev. B **86**, 245322 (2012).
- [6] W. Dür, G. Vidal, and J. I. Cirac, Phys. Rev. A **62**, 062314 (2000).
- [7] Maria Busl, Rafael Sánchez, and Gloria Platero, Phys. Rev. B **81**, 121306 (2010).
- [8] Y N Chen, C M Li, D S Chuu, and T Brandes, New Journal of Physics **7**, 172 (2005).
- [9] J. P. Kestner and S. Das Sarma, Phys. Rev. A **84**, 012315 (2011).
- [10] Piotr Trocha and Józef Barnaś, Phys. Rev. B **78**, 075424 (2008).
- [11] E. Vernek, P. A. Orellana, and S. E. Ulloa, Phys. Rev. B **82**, 165304 (2010).
- [12] J. Jadczyk, P. Plochocka, A. Mitioglu, I. Breslavetz, M. Royo, A. Bertoni, G. Goldoni, T. Smolenski, P. Kossacki, A. Kretinin, Hadas Shtrikman, and D. K. Maude, Nano Letters **14**, 2807 (2014).
- [13] Andrea Bertoni, Miquel Royo, Farah Mahawish, and Guido Goldoni, Phys. Rev. B **84**, 205323 (2011).
- [14] Stefan Funk, Miguel Royo, Ilaria Zardo, Daniel Rudolph, Stefanie Morkötter, Benedikt Mayer, Jonathan Becker, Alexander Bechtold, Sonja Matich, Markus Döblinger, Max Bichler, Gregor Koblmüller, Jonathan J. Finley, Andrea Bertoni, Guido Goldoni, and Gerhard Abstreiter, Nano Letters **13**, 6189 (2013).

- [15] Jessica L. Boland, Sonia Conesa-Boj, Patrick Parkinson, Gözde Tütüncüoğlu, Federico Matteini, Daniel Rüffer, Alberto Casadei, Francesca Amaduzzi, Fauzia Jabeen, Christopher L. Davies, Hannah J. Joyce, Laura M. Herz, Anna Fontcuberta i Morral, and Michael B. Johnston, *Nano Letters* **15**, 1336 (2015).
- [16] O. D. D. Couto, D. Sercombe, J. Puebla, L. Otubo, I. J. Luxmoore, M. Sich, T. J. Elliott, E. A. Chekhovich, L. R. Wilson, M. S. Skolnick, H. Y. Liu, and A. I. Tartakovskii, *Nano Letters* **12**, 5269 (2012).
- [17] Jongseob Kim, Kyung Yeon Kim, Hyoung Joon Choi, and Ki-Ha Hong, *The Journal of Physical Chemistry C* **118**, 20710 (2014).
- [18] Kui-Ying Nie, Jing Li, Xuanhu Chen, Yang Xu, Xuecou Tu, Fang-Fang Ren, Qingguo Du, Lan Fu, Lin Kang, Kun Tang, Shulin Gu, Rong Zhang, Peiheng Wu, Youdou Zheng, Hark Hoe Tan, Chennupati Jagadish, and Jiandong Ye, *Sci. Rep.* **7**, 7503 (2017).
- [19] R. Peköz, O. B. Malcıoğlu, and J.-Y. Raty, *Phys. Rev. B* **83**, 035317 (2011).
- [20] Yajie Dong, Bozhi Tian, Thomas J. Kempa, and Charles M. Lieber, *Nano Letters* **9**, 2183 (2009).
- [21] Katsuhiko Tomioka, Junichi Motohisa, Shinjiroh Hara, Kenji Hiruma, and Takashi Fukui, *Nano Letters* **10**, 1639 (2010).
- [22] Mengyao Zhang, Xianfeng Gao, Anthony Barra, Paichun Chang, Liubing Huang, Robert Hellwarth, and Jia Grace Lu, *Materials Letters* **140**, 59 (2015).
- [23] Fredrik Boxberg, Niels Søndergaard, and H. Q. Xu, *Nano Letters* **10**, 1108 (2010).
- [24] Carlo Colombo, Peter Krogstrup, Jesper Nygård, Mark L Brongersma, and Anna Fontcuberta i Morral, *New Journal of Physics* **13**, 123026 (2011).
- [25] Peter Krogstrup, Henrik Ingerslev Jorgensen, Martin Heiss, Olivier Demichel, Jeppe V. Holm, Martin Aagesen, Jesper Nygard, and Anna Fontcuberta i Morral, *Nature Photonics* **7**, 306 (2013).
- [26] Jinyao Tang, Ziyang Huo, Sarah Brittan, Hanwei Gao, and Peidong Yang, *Nature Nanotechnology* **6**, 568 (2011).
- [27] Alberto Casadei, Emanuele F. Pecora, Jacob Trevino, Carlo Forestiere, Daniel Rüffer, Eleonora Russo-Averchi, Federico Matteini, Gözde Tutuncuoglu, Martin Heiss, Anna Fontcuberta i Morral, and Luca Dal Negro, *Nano Letters* **14**, 2271 (2014).
- [28] Sun-Kyung Kim, Xing Zhang, David J. Hill, Kyung-Deok Song, Jin-Sung Park, Hong-Gyu Park, and James F. Cahoon, *Nano Letters* **15**, 753 (2015).
- [29] Tuncay Ozel, Gilles R. Bourret, Abrin L. Schmucker, Keith A. Brown, and Chad A. Mirkin, *Advanced Materials* **25**, 4515 (2013).
- [30] Dhruv Saxena, Sudha Mokkalapati, Patrick Parkinson, Nian Jiang, Qiang Gao, Hark Hoe Tan, and Chennupati Jagadish, *Nat. Photon* **7**, 963 (2013).
- [31] T. Stettner, P. Zimmermann, B. Loitsch, M. Döblinger, A. Regler, B. Mayer, J. Winnerl, S. Matich, H. Riedl, M. Kaniber, G. Abstreiter, G. Koblmüller, and J. J. Finley, *Applied Physics Letters* **108**, 011108 (2016).
- [32] Changyi Li, Jeremy B. Wright, Sheng Liu, Ping Lu, Jeffrey J. Figiel, Benjamin Leung, Weng W. Chow, Igal Brener, Daniel D. Koleske, Ting-Shan Luk, Daniel F. Feezell, S. R. J. Brueck, and George T. Wang, *Nano Letters* **17**, 1049 (2017).
- [33] Benedikt Mayer, Daniel Rudolph, Joscha Schnell, Stefanie Morkötter, Julia Winnerl, Julian Treu, Kai Müller, Gregor Bracher, Gerhard Abstreiter, Gregor Koblmüller, and Jonathan J. Finley, *Nature Communications* **4**, 2931 (2013).
- [34] Fang Qian, Silvija Gradečak, Yat Li, Cheng-Yen Wen, and Charles M. Lieber, *Nano Letters* **5**, 2287 (2005).
- [35] James R. Riley, Sonal Padalkar, Qiming Li, Ping Lu, Daniel D. Koleske, Jonathan J. Wierer, George T. Wang, and Lincoln J. Lauhon, *Nano Letters* **13**, 4317 (2013).
- [36] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [37] H. M. Nussenzweig, *Introduction to Quantum Optics*, (Gordon and Breach, New York, 1973).
- [38] E. R. Kocharovskaya, N. S. Ginzburg, and A. S. Sergeev, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **74**, 904 (2010).
- [39] Fritz Haake, Mikhail I. Kolobov, Claude Fabre, Elisabeth Giacobino, and Serge Reynaud, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 995 (1993).
- [40] H. H. Jen, *Phys. Rev. A* **94**, 053813 (2016).
- [41] Joshua M. Weiner, Kevin C. Cox, Justin G. Bohnet, and James K. Thompson, *Phys. Rev. A* **95**, 033808 (2017).
- [42] Justin G. Bohnet, Zilong Chen, Joshua M. Weiner, Dominic Meiser, Murray J. Holland, and James K. Thompson, *Nature* **484**, 78 (2012).

- [43] N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. MacGillivray, and M. S. Feld, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 309 (1973).
- [44] M. Gross, C. Fabre, P. Pillet, and S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1035 (1976).
- [45] D. Pavolini, A. Crubellier, P. Pillet, L. Cabaret, and S. Liberman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1917 (1985).
- [46] S. Filipp, A. F. van Loo, M. Baur, L. Steffen, and A. Wallraff, *Phys. Rev. A* **84**, 061805 (2011).
- [47] Yosuke Takasu, Yutaka Saito, Yoshiro Takahashi, Mateusz Borkowski, Roman Ciuryło, and Paul S. Julienne, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173002 (2012).
- [48] N. Yamamoto, *IEEE Transactions on Automatic Control* **59**, 1845 (2014).
- [49] Yan-Xiao Gong, Xu-Bo Zou, Xiao-Ling Niu, Jian Li, Yun-Feng Huang, and Guang-Can Guo, *Phys. Rev. A* **77**, 042317 (2008).
- [50] Shi-Biao Zheng, *Phys. Rev. A* **74**, 054303 (2006).
- [51] Pankaj Agrawal and Arun Pati, *Phys. Rev. A* **74**, 062320 (2006).
- [52] Lvzhou Li and Daowen Qiu, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **40**, 10871 (2007).
- [53] Haozhen Situ and Daowen Qiu, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **43**, 055301 (2010).
- [54] P. Zanardi and M. Rasetti, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3306 (1997).
- [55] Paolo Zanardi and Fausto Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4752 (1998).
- [56] David Petrosyan and Gershon Kurizki, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 207902 (2002).
- [57] Alexey Kalachev, *Phys. Rev. A* **76**, 043812 (2007).
- [58] A A Kalachev and V V Samartsev, *Quantum Electronics* **35**, 679 (2005).
- [59] Alexey Kalachev and Stefan Kröll, *Phys. Rev. A* **74**, 023814 (2006).
- [60] Wei Feng, Da-Wei Wang, Han Cai, Shi-Yao Zhu, and Marlan O. Scully, *Phys. Rev. A* **95**, 033845 (2017).
- [61] G. S. Agarwal, *Quantum Statistical Theories of Spontaneous Emission and Their Relation to Other Approaches*, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 70, edited by G. Höhler.
- [62] M. Gross and S. Haroche, *Physics Reports* **93**, 301 (1982).
- [63] Mahi R. Singh and Wayne Lau, *Physics Letters A* **231**, 115 (1997).
- [64] Kristian Baumann, Christine Guerlin, Ferdinand Brennecke, and Tilman Esslinger, *Nature* **464**, 1301 (2010).
- [65] J. M. Fink, R. Bianchetti, M. Baur, M. Göppl, L. Steffen, S. Filipp, P. J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 083601 (2009).
- [66] J. A. Mlynek, A. A. Abdumalikov, J. M. Fink, L. Steffen, M. Baur, C. Lang, A. F. van Loo, and A. Wallraff, *Phys. Rev. A* **86**, 053838 (2012).
- [67] Peter F. Herskind, Aurélien Dantan, Joan P. Marler, Magnus Albert, and Michael Drewsen, *Nature Physics* **5**, 494 (2009).
- [68] O. Kyriienko, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 176401 (2013).
- [69] Liangchao Chen, Pengjun Wang, Zengming Meng, Lianghui Huang, Han Cai, Da-Wei Wang, Shi-Yao Zhu, and Jing Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 193601 (2018).
- [70] Michael Scheibner, Thomas Schmidt, Lukas Worschech, Alfred Forchel, Gerd Bacher, Thorsten Passow, and Detlef Hommel, *Nature Physics* **3**, 106 (2007).
- [71] C. Blömers, T. Rieger, P. Zellekens, F. Haas, M. I. Lepsa, H. Hardtdegen, Ö. Gül, N. Demarina, D. Grützmacher, H. Lüth, and Th. Schäpers, *Nanotechnology* **24**, 035203 (2013).
- [72] Torsten Rieger, Martina Luysberg, Thomas Schäpers, Detlev Grützmacher, and Mihail Ion Lepsa, *Nano Letters* **12**, 5559 (2012).
- [73] F. Haas, K. Sladek, A. Winden, M. von der Ahe, T. E. Weirich, T. Rieger, H. Lüth, D. Grützmacher, Th. Schäpers, and H. Hardtdegen, *Nanotechnology* **24**, 085603 (2013).
- [74] Hongjin Fan, Mato Knez, Roland Scholz, Kornelius Nielsch, Eckhard Pippel, Dietrich Hesse, Ulrich Gösele, and Margit Zacharias, *Nanotechnology* **17**, 5157 (2006).
- [75] Fang Qian, Yat Li, Silvija Gradečak, Deli Wang, Carl J. Barrelet, and Charles M. Lieber, *Nano Letters* **4**, 1975 (2004).
- [76] Lee Baird and G. H. Ang and C. H. Low and N. M. Haegel and A. A. Talin and Qiming Li and G. T. Wang, *Physica B: Condensed Matter* **404**, 4933 (2009).
- [77] Magnus Heurlin, Tomaš Stankevič, Simas Mickevičius, Sofie Yngman, David Lindgren, Anders Mikkelsen, Robert Feidenhans'l, Magnus T. Borgstöm, and Lars Samuelson, *Nano Letters* **15**, 2462 (2015).
- [78] Xiaoming Yuan, Philippe Caroff, Fan Wang, Yanan Guo, Yuda Wang, Howard E. Jackson, Leigh M. Smith, Hark Hoe Tan, and Chennupati Jagadish, *Adv. Funct. Mater.* **25**, 5300 (2015).

- [79] Miquel Royo, Andrea Bertoni, and Guido Goldoni, *Phys. Rev. B* **87**, 115316 (2013).
- [80] Miquel Royo, Andrea Bertoni, and Guido Goldoni, *Phys. Rev. B* **89**, 155416 (2014).
- [81] Miquel Royo, Carlos Segarra, Andrea Bertoni, Guido Goldoni, and Josep Planelles, *Phys. Rev. B* **91**, 115440 (2015).
- [82] Melodie Fickenscher, Teng Shi, Howard E. Jackson, Leigh M. Smith, Jan M. Yarrison-Rice, Changlin Zheng, Peter Miller, Joanne Etheridge, Bryan M. Wong, Qiang Gao, Shriniwas Deshpande, Hark Hoe Tan, and Chennupati Jagadish, *Nano Letters* **13**, 1016 (2013).
- [83] Teng Shi, Howard E. Jackson, Leigh M. Smith, Nian Jiang, Qiang Gao, H. Hoe Tan, Chennupati Jagadish, Changlin Zheng, and Joanne Etheridge, *Nano Letters* **15**, 1876 (2015).
- [84] Craig S. Lent, *Applied Physics Letters* **56**, 25 (1990).
- [85] F. Sols and M. Macucci, *Phys. Rev. B* **41**, 11887 (1990).
- [86] D. W. L. Sprung, Hua Wu, and J. Martorell, *Journal of Applied Physics* **71**, 515 (1992).
- [87] Hua Wu, D. W. L. Sprung, and J. Martorell, *Phys. Rev. B* **45**, 11960 (1992).
- [88] Hua Wu, D. W. L. Sprung, and J. Martorell, *Journal of Applied Physics* **72**, 151 (1992).
- [89] Hua Wu and D. W. L. Sprung, *Phys. Rev. B* **47**, 1500 (1993).
- [90] Karel Vacek, Ayao Okiji, and Hideaki Kasai, *Phys. Rev. B* **47**, 3695 (1993).
- [91] Hongqi Xu, *Phys. Rev. B* **47**, 9537 (1993).
- [92] M.-E. Pistol and C. E. Pryor, *Phys. Rev. B* **78**, 115319 (2008).
- [93] G. Jacopin, L. Rigutti, S. Bellei, P. Lavenus, F. H. Julien, A. V. Davydov, D. Tsvetkov, K. A. Bertness, N. A. Sanford, J. B. Schlager, and M. Tchernycheva, *Nanotechnology* **23**, 325701 (2012).
- [94] Hans Lüth, *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 5 edition, 2010. Graduate Texts in Physics.
- [95] Fang Qian, Yat Li, Silvija Gradečak, Hong-Gyu Park, Yajie Dong, Yong Ding, Zhong Lin Wang, and Charles M. Lieber, *Nat. Mater* **7**, 701 (2008).
- [96] Sung K. Lim, Megan Brewster, Fang Qian, Yat Li, Charles M. Lieber, and Silvija Gradečak, *Nano Letters* **9**, 3940 (2009).
- [97] R. Heitz, I. Mukhametzhano, P. Chen, and A. Madhukar, *Phys. Rev. B* **58**, R10151 (1998).
- [98] P.-L. Ardel, K. Gawarecki, K. Müller, A. M. Waeber, A. Bechtold, K. Oberhofer, J. M. Daniels, F. Klotz, M. Bichler, T. Kuhn, H. J. Krenner, P. Machnikowski, and J. J. Finley, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 077401 (2016).
- [99] Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).

Anna Sitek