

Załącznik 2.

AUTOREFERAT

1. Imię i Nazwisko: Jacek Szczytko

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

- 2001 – doktor nauk fizycznych (fizyka materii skondensowanej), Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, tytuł rozprawy doktorskiej: „Półprzewodniki półmagnetyczne grupy III-V”, promotorem był prof. dr hab. Andrzej Twardowski. Dyplom z wyróżnieniem.
- 1996 – magister, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski. Praca pt. „Magnetoptyczne badanie oddziaływania wymiennego $s,p-d$ w GaAs domieszkowanym Mn”, promotorem był prof. dr hab. Andrzej Twardowski. Dyplom z wyróżnieniem.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/ artystycznych.

- Od 2005 r. : adiunkt, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
- 2001-2004 : staż post-doc w Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Szwajcaria
- Krótkotrwałe staże naukowe:
 - sierpień 2007 wizytujący profesor na National Chiao Tung University, Tajwan
 - lipiec-sierpień 2009 staż naukowy na Universite de Montpellier II, Francja
 - staż naukowy grudzień 2011, Center for Physical Sciences and Technology, Wilno, Litwa
 - lipiec-sierpień 2012 staż naukowy na Universite de Montpellier II, Francja
 - marzec 2014 eksperyment na laserze na swobodnych elektronach (FEL free-electron laser) w Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR)

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.):

4.1) Jednotematyczny cykl publikacji: Właściwości optyczne plazmy w nanostrukturach półprzewodnikowych i metalicznych.

4.2) (autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, rok wydania, nazwa wydawnictwa):

- H1. **J. Szczytko**, L. Kappei, J. Berney, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud, *Determination of the exciton formation in quantum wells from time-resolved interband luminescence*, Physical Review Letters **93**, 137401 (2004)
IF = 7,218 (2004), liczba cytowań = 43
(udział własny 60%: zaplanowanie i przeprowadzenie eksperymentu, analiza wyników w modelu równań kinetycznych, dopasowanie modelu do wyników doświadczalnych)
- H2. **J. Szczytko**, L. Kappei, J. Berney, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli, and B. Deveaud; *Origin of excitonic luminescence in quantum wells: Direct comparison of the exciton population and Coulomb correlated plasma models*; Physical Review B **71**, 195313 (2005)
IF = 3,185 (2005), liczba cytowań = 12
(udział własny 70%: zaplanowanie i przeprowadzenie eksperymentu, analiza wyników w modelu równań kinetycznych, dopasowanie modelu do wyników doświadczalnych)
- H3. L. Kappei, **J. Szczytko**, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud; *Direct Observation of the Mott Transition in an Optically Excited Semiconductor Quantum Well*, Physical Review Letters **94**, 147403 (2005)
IF = 7,489 (2005), liczba cytowań = 54
(udział własny 45%: zaplanowanie i przeprowadzenie eksperymentu, analiza wyników)
- H4. M. T. Portella-Oberli, J. Berney, L. Kappei, F. Morier-Genoud, **J. Szczytko**, and B. Deveaud-Plédran; *Dynamics of Trion Formation in $In_xGa_{1-x}As$ Quantum Wells*, Physical Review Letters **102**, 096402 (2009)
IF = 7,104 (2009), liczba cytowań = 9
(udział własny 45%: zaplanowanie i przeprowadzenie eksperymentu, analiza wyników w modelu równań kinetycznych, dopasowanie modelu do wyników doświadczalnych)
- H5. **Szczytko, Jacek**; Vaupotic, Natasa; Madrak, Karolina; Sznajder, Paweł; Górecka, Ewa; *Magnetic moment of a single metal nanoparticle determined from the Faraday effect*; Physical Review E **87**, 033201 (2013)
IF = 2,307 (2012), liczba cytowań = 1
(udział własny 65%: zaplanowanie i przeprowadzenie eksperymentu, analiza wyników, dopasowanie modelu do wyników doświadczalnych)
- H6. **Szczytko, Jacek**; Vaupotic, Natasa; Osipov, Mikhail; Madrak, Karolina; Górecka, Ewa; *Effect of dimerization on the field-induced birefringence in ferrofluids*; Physical Review E **87**, 062322 (2013)
IF = 2,307 (2012), liczba cytowań = 0
(udział własny 55%: zaplanowanie i przeprowadzenie eksperymentu, analiza wyników, dopasowanie modelu do wyników doświadczalnych)

4.3) omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Jednotematyczny cykl publikacji stanowiący podstawę przewodu habilitacyjnego dotyczy właściwości optycznych plazmy w nanostrukturach półprzewodnikowych i metalicznych.

Abstrakt:

W prezentowanym cyklu publikacji skupiłem się na właściwościach optycznych plazmy w nanostrukturach – studniach kwantowych oraz nanocząstkach metalicznych. W rozprawie habilitacyjnej przedstawiam wyniki badań mających odpowiedzieć na trzy główne pytania:

- w jaki sposób swobodne pary elektronów i dziur tworzą kwazicząstki takie jak ekscytony i triony (ekscytony naładowane) [H1-H4]
- czy luminescencja par elektron-dziura pojawia się dopiero w momencie ich związania w kwazicząstki [H1-H2]
- w jaki sposób można zmierzyć częstość plazmową w nanocząstkach metalicznych i w jaki sposób plazmony powierzchniowe modyfikują właściwości optyczne ośrodka, w którym są umieszczone nanocząstki [H5-H6]

Badania prowadzone były różnorodnymi metodami optycznymi (odbicie, absorpcja, luminescencja, widmo pobudzenia, metody czasowo-rozdzielcze przy użyciu kamery smugowej), dopasowanymi do badanych zjawisk zachodzących w obecności dużej koncentracji swobodnych nośników (elektronów lub dziur).

Badano szeroki zakres koncentracji plazmy – począwszy od takiej, której właściwości opisane są przez wzbudzenia elementarne, czyli kwazicząstki (elektrony, dziury, ekscytony, triony), poprzez rosnące koncentracje, w których zaobserwowano przejście Motta, jak i duże koncentracje, w których istotne są zjawiska kolektywne (częstość plazmowa, plazmony powierzchniowe). Efektem tych badań było m.in. znalezienie parametrów równania kinetycznego opisującego formowanie się oraz luminescencję ekscytonów i trionów, wyznaczenie metodami magneto-optycznymi częstości plazmowej ferromagnetycznej metalicznej nanocząstki oraz zaproponowanie sposobu na oszacowanie wartości namagnesowania nanocząstki metodami optycznymi. Pośrednim wynikiem było także zbadanie w jaki sposób nanocząstki magnetyczne tworzą łańcuch i czy jest on sztywny czy elastyczny.

W fizyce materii skondensowanej termin *plazma* oznacza gaz swobodnych nośników (elektronów lub dziur) znajdujący się w obecności przeciwnie do niego naładowanych jonów. Wzajemne ekranowanie nośników w plazmie sprawia, że z dobrym przybliżeniem można traktować nośniki jako swobodne, a więc nieoddziałujące ze sobą. Paradoksalnie, pozorny brak oddziaływań składników plazmy wynika z silnego oddziaływania kulombowskiego – możliwość ruchu swobodnych ładunków oznacza, że bardzo efektywnie mogą one kompensować pojawienie się ładunku przeciwnego znaku. W efekcie prowadzi to do ekranowania potencjału kulombowskiego na odległości rzędu tzw. długości Debye

$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n e^2}}$, tym mniejszej im większa jest koncentracja nośników n (pozostałe oznaczenia:

ϵ_0 to przenikalność elektryczna próżni, k_B to stała Boltzmana, a ładunek elektronu wynosi e). W przypadku materii skondensowanej dochodzą jeszcze oddziaływania z siecią

krystaliczną – struktura pasmowa ciała stałego (np. wynikająca z niej masa efektywna swobodnych nośników), polaryzowalność sieci (jej przenikalność elektryczna ϵ_r , funkcja dielektryczna $\epsilon(\omega)$ itd.) i jej właściwości mechaniczne (fonony, pojemność cieplna, oddziaływania elektron-fonon itp.). Przykładowo, we wzorze na długość Debye dla zdegenerowanych półprzewodników i metali pojawia się zamiast energii termicznej $k_B T$ energia Fermiego E_F oraz względna przenikalność ϵ_r : $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r E_F}{n e^2}}$.

Opisując plazmę i jej wzbudzenia w półprzewodnikach i metalach należy zatem brać pod uwagę właściwości ośrodka, w którym ta plazma się znajduje. Właśnie dzięki tej zależności plazma-ośrodek możliwe jest badanie zjawisk trudnych do obserwacji w plazmie gazowej: możliwe jest obniżenie wymiarowości i badanie plazmy dwu- i jedno- wymiarowej, zmiana gęstości plazmy (koncentracji elektronów i/lub dziur), badania plazmy w temperaturach helowych i pokojowych, plazmy spolaryzowanej spinowo itp. Przykładowo, we wzorach wyrażających częstość plazmową ω_p albo cyklotronową ω_c masa elektronu zastąpiona jest masą efektywną nośnika (elektronu lub dziury) m^* w ciele stałym, np.:

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_\infty m^*}$$

(przypadek trójwymiarowy) gdzie wysokoczęstotliwościowa stała dielektryczna oznaczona została jako ϵ_∞ i zawarta w niej jest – poprzez relację Lyddane-Sachs-Tellera – informacja o podłużnych i poprzecznych modach drgań sieci (fononach LO i TO)¹.

W odróżnieniu od plazmy gazowej energia „jonizacji”, czyli potrzebna do uzyskania gazu swobodnych nośników, w półprzewodnikach i metalach jest dużo mniejsza – rzędu 1 eV w półprzewodnikach samoistnych, 0.01 eV w półprzewodnikach domieszkowanych i zero w przypadku półprzewodników zdegenerowanych oraz metali. Pozwala to na badanie właściwości gęstej plazmy nawet w temperaturach helowych.²

Przykładem plazmy w materii skondensowanej może być gaz elektronów swobodnych (*gaz Fermiego*) w metalu lub silnie domieszkowanym półprzewodniku, silnie zdegenerowany gaz dwuwymiarowy w heterostrukturach półprzewodnikowych (2DEG – two dimensional electron gas), plazma elektronowo-dziurowa (*plazma e-h*) powstała na skutek silnego pobudzenia światłem bądź na skutek wstrzyknięcia elektronów i dziur do aktywnego obszaru lasera itp. Bogactwo zjawisk związanych z obecnością plazmy w metalach i półprzewodnikach sprawia, że zarówno pod kątem naukowym, jak i możliwych zastosowań, plazmą zajmuje się na całym świecie wiele grup badawczych i instytucji naukowych. Przykładowo, wzbudzenia elementarne plazmy – plazmony – stały się tematem intensywnych badań plazmoniki – dziedziny wiedzy, która wyłoniła się na początku XXI wieku dzięki – z jednej strony – rozwojowi nanotechnologii w ostatniej dekadzie, a z drugiej –

¹ W. Cochran and R. A. Cowley, *Dielectric constants and lattice vibrations* J. Phys. Chem. Solids **23**, 447 (1962)

² A. K. Jonscher *Solid state plasma phenomena*, Brit. J. Appl. Phys., **15**, 365 (1964)

dzięki całej wiedzy zgromadzonej od czasów powstania modelu Drudego-Sommerfelda na początku XX w.³. Z kolei plazmonika znajduje zastosowanie w przesyłaniu danych, otrzymywaniu energii (fotowoltaice) i badaniach biologicznych (sensory oparte o wykrywanie rezonansu plazmonów powierzchniowych⁴ albo powierzchniowo wzmocnionej spektroskopii ramanowskiej⁵).

Jednym z najważniejszych osiągnięć fizyki ciała stałego – zarówno z punktu widzenia nauki jak i budowy różnorodnych urządzeń – było stworzenie układów, o tzw. obniżonej wymiarowości – w szczególności studni kwantowych (układów dwuwymiarowych, 2D). Oznacza to, że w takich układach nośniki są związane w potencjale, w którym w jednym kierunku ruch jest ograniczony (i przez to skwantowany), pozostawiając swobodę w dwóch wymiarach.

Zagadnieniem właściwości optycznych plazmy elektronowo-dziurowej i elektronowej zainteresowałem się przy okazji szukania odpowiedzi na inne pytanie – w jaki sposób swobodne pary elektronów i dziur tworzą ekscytony i czy rzeczywiście luminescencja pobudzonych nośników pojawia się w momencie związania ich w ekscytony.

Praca eksperymentalna [H1-H4] została wykonana w Ecole Polytechnique Federale de Lausanne (EPFL) w grupie prof. Benoit Deveaud w laboratorium dr Marcii Portella-Oberli. Eksperyment przeprowadziłem wraz z dwójką doktorantów (Lars Kappei i Jean Berney), którymi się opiekowałem. Analiza teoretyczna oparta o równania kinetyczne i kontynuowana na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, jest mojego autorstwa.

[H1, H2, H3, H4] Doświadczenie polegało na pomiarze czasowo-rozdzielczej fotoluminescencji – studnia kwantowa pobudzana jest silnym impulsem świetlnym (krótkim, ok. 40 fs), który kreuje plazmę elektronowo-dziurową (*pary e-h*). Następnie nośniki te anihilują emitując foton, którego energia niesie informację o procesach fizycznych poprzedzających rekombinację elektronu i dziury. Próbką musiała być tak dobrej jakości, by można było w tym eksperymencie pominąć procesy nieradiacyjne i by poszerzenie obserwowanych przejść spektralnych (związane np. z nieporządkiem obecnym w studni kwantowej, np. fluktuacjami jej grubości) pozwalało na obserwację i separację przejść optycznych w określonych energiach. Próbką została wyhodowana przez Francois Morier-Genoud metodą epitaksji z wiązki molekularnej (MBE – *Molecular Beam Epitaxy*) w EPFL.

Przegląd literatury do roku 2004 r. wykazał, że wyniki teoretyczne i doświadczalne na temat czasu formowania się ekscytonów z plazmy e-h w studniach kwantowych różnią się o rzędy wielkości. I tak doświadczalnie zbadano czasy poniżej 10 ps i około 1 ns [H1. ref. 7-10], zaś

³ Ściśle mówiąc model Drudego został zaproponowany w 1900 roku, więc w ostatnim roku XIX w.

⁴ SPR – surface plasmon resonance

⁵ SERS - Surface-enhanced Raman spectroscopy/scattering

teoretycznie rozważano procesy trwające od 100 ps do ok. 20 ns. [H1, ref. 11-14]. Taki długi czas otrzymany w obliczeniach wynikał z procesów dyssypacji energii elektronu i dziury za pośrednictwem fononów akustycznych – podczas gdy eksperymentalnie przejścia ekscytonowe pojawiały się niemal natychmiast [H1, ref. 7,15]. W tym czasie grupa teoretyków z Marburga w cyklu prac w ogóle zanegowała istnienie ekscytonów [H1 ref. 16] – według teorii rozwijanej przez prof. Stephana Kocha i Prof. Dr. Mackillo Kira za przejścia optyczne w energiach ekscytonów (zarówno absorpcję jak i emisję) odpowiedzialne są korelacje kulombowskie w plazmie, a nie stany związane elektronu i dziury. Takie stany związane („prawdziwe ekscytony”) mogą pojawić się po pewnym czasie od momentu pobudzenia (czasie rzędu 100 ps potrzebnym na utworzenie wiązania), jednak zdaniem grupy z Marburga to, co obserwujemy dla bardzo krótkich czasów, rzędu pikosekund po impulsie kreującym plazmę, wynika z bezpośredniej anihilacji elektronów i dziur, w której uwzględniono „korelacje kulombowskie”. Problem ten zostanie szerzej omówiony przy okazji pracy [H2].

W celu zbadania luminescencji ekscytonowej oraz plazmy e-h została zaprojektowana specjalna próbka z lustrem Bragga. Studnia kwantowa $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 5\%$) znajdowała się pośrodku warstwy GaAs o szerokości odpowiadającej w przybliżeniu długości fali rezonansu ekscytonowego studni, umieszczonej na 10 warstwach zwierciadła Bragga (DBR – *distributed Bragg reflector*). Odpowiednio zaprojektowana struktura próbki pełniła rolę swego rodzaju wzmacniacza – utworzona w ten sposób pół-wnęka rezonansowa efektywnie potęgowała luminescencję studni. Dzięki specjalnemu procesowi wzrostu otrzymano wnękę GaAs o różnej grubości i można było dostroić mod tej wnęki do energii przejść optycznych. Szerokość tego modu wnęki wynosiła w tym przypadku ok. 40nm, więc była dużo szersza od wszystkich innych struktur obecnych w widmie próbki (Fig.1). W wyniku tego udało się po raz pierwszy zbadać w eksperymencie czasowo-rozdzielczym (t – czas) przy użyciu kamery smugowej luminescencję plazmy e-h (jej natężenie ozn. $I_{plasma}(t)$) razem z luminescencją ekscytonów ($I_X(t)$), a w dalszej pracy – także ekscytonów naładowanych czyli trionów ($I_T(t)$, [H4]) oraz porównać wyniki pomiaru luminescencji i odbicia światła od próbki (H1, Fig.1). Warto przy tym zauważyć, że pomiar odbicia od studni kwantowej umieszczonej nad zwierciadłami Bragga oznaczał de facto pomiar transmisji światła przez tę studnię, stąd obserwowane w odbiciu struktury bardziej przypominają widmo transmisji.

Zbadano także termalizację plazmy e-h – kryształ był utrzymywany w temperaturze 5.0 K, jednak pobudzenie impulsem światła o czasie trwania 1.2 ps i o energii większej od energii przerwy energetycznej studni kwantowej⁶ kreowało w niej plazmę o początkowej

⁶ Wartość energii pobudzania została starannie dobrana tak, by uniknąć procesów rezonansowego (za pośrednictwem fononów LO) tworzenia ekscytonów lub trionów. Więcej szczegółów w pracy [H2] oraz na rysunku Fig 2.

temperaturze ponad 100 K (H1, Fig. 2 b). Analizując kształt linii, odpowiadający rozkładowi Maxwella-Boltzmana gazu swobodnych nośników, można było wyznaczyć temperaturę plazmy⁷.

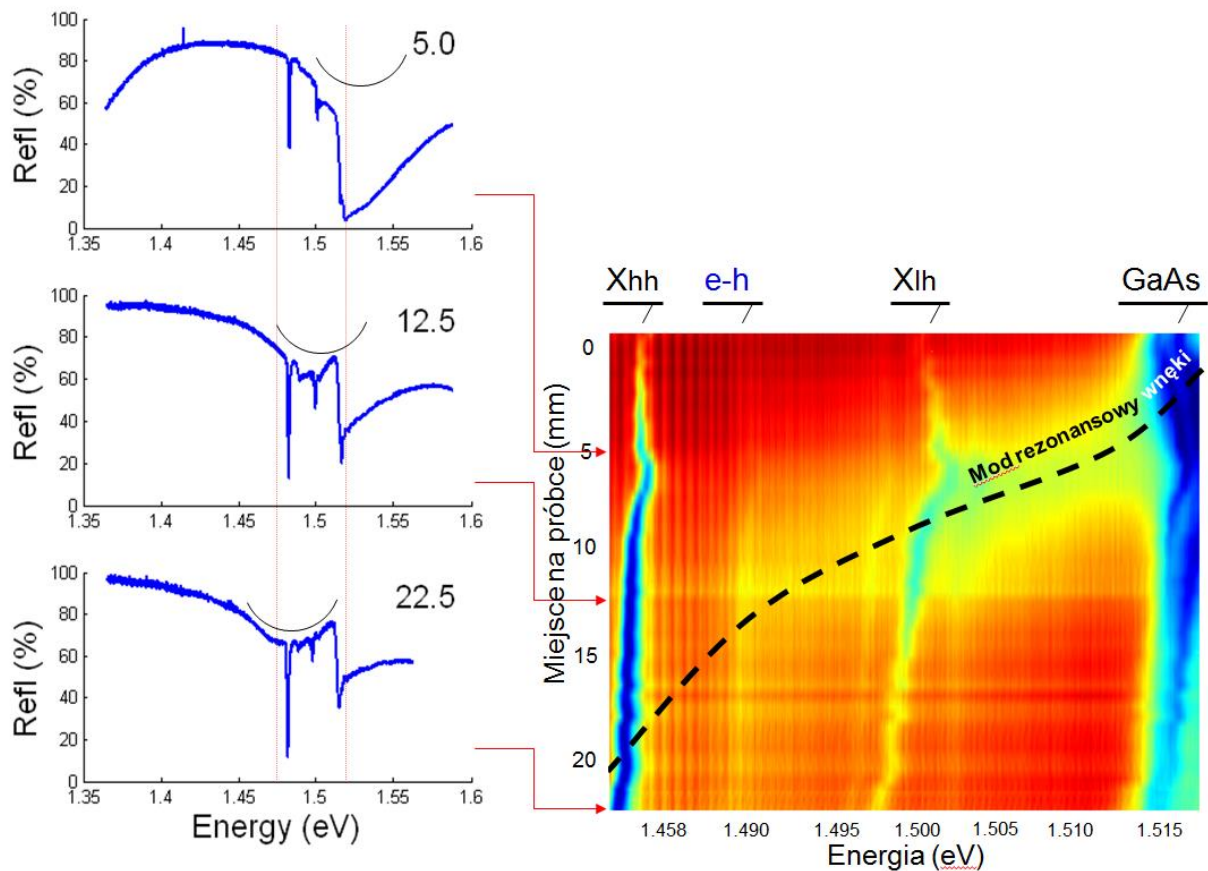


Fig. 1. Widmo odbicia od próbki w funkcji położenia plamki światła na próbce. Zaznaczono przejścia ekscytonów ciężkodziurowych (X_{hh}), lekkodziurowych (X_{lh}), plazmy e-h oraz krawędzi absorpcji GaAs. Kolory (mapa z prawej) odpowiadają natężeniu odbitego światła (czerwony – duże, niebieski – małe natężenie). Po lewej wybrane widma z zaznaczonym schematycznie modem wnęki (czarny łuk na rysunkach z lewej). Pionowe linie zaznaczają zakres widma prezentowany na mapie po prawej (wyniki niepubl.).

Zakładając zależność $n \propto \sqrt{I_{plasma} T}$ wyznaczono zanik koncentracji n swobodnych nośników (plazmy) w funkcji czasu dla danej temperatury T plazmy. Zebrane dane doświadczalne umożliwiły analizę ewolucji koncentracji nośników n i koncentracji ekscytonów X przy użyciu równań kinetycznych ([H1], Eqn. 5). Jonizacja ekscytonów w plazmie o temperaturze T

⁷ Pobudzenie impulsem światła wyprowadzało układ fizyczny ze stanu równowagi. Światło kreowało plazmę elektronowo-dziurową o wysokiej temperaturze, w sieci krystalicznej o temperaturze otoczenia (5.0K). Tworzyła się tzw. plazma nietermiczna (*non-thermal plasma*), w której energia elektronów i dziur była przekazywana do sieci na skutek powolnej (w skali badanych czasów) emisji fononów. Oddziaływanie nośnik-nośnik (elektronów i dziur) w gęstej plazmie było z kolei na tyle szybkie, że można było wprowadzić „temperaturę plazmy” opisującą rozkład termiczny „swobodnie stygnącej” plazmy.

(proces przeciwny do ich wiązania) opisana została w modelu dwuwymiarowego równania Sahy (*Saha ionization equation*) i stałej równowagi ekscyton-plazma $K(T)$ ⁸, wykorzystano parametr $C(T)$ procesu dwucząstkowego formowania się ekscytonów z plazmy e-h obliczony przez Piermarocchiego et al. [H1, ref. 13] dla GaAs. Znając koncentrację plazmy i ekscytonów obliczono intensywność luminescencji i porównano z wynikami doświadczalnymi [H1, Fig 4.]. Model opisał dane doświadczalne, co więcej – wyjaśnił przyczynę szybkiego pojawiania się emisji ekscytonowej w widmie.

Proces formowania się ekscytonu z plazmy e-h wymaga emisji fononów optycznych i akustycznych i był wcześniej analizowany przez Piermanocchi et al. [H1, ref. 13]. Odpowiada mu w równaniu kinetycznym człon $Cnp \approx Cn^2$. Dla dużych koncentracji plazmy e-h ten czas formowania jest bardzo krótki⁹. Dodatkowo, temperatura pobudzonej impulsowo plazmy jest wysoka, co umożliwia termalizację przez emisję fononów LO. Innymi słowy, luminescencja ekscytonów w studni kwantowej, w przypadku silnego pobudzania, pojawia się „niemal natychmiast” (kilka pikosekund), gdyż proces formowania jest bardzo wydajny. Jednocześnie znaczna różnica czasów radiacyjnych plazmy i ekscytonów sprawia, że intensywność świecenia tych ostatnich zawsze dominuje nad luminescencją plazmy.

Równania kinetyczne wyjaśniły w jaki sposób z plazmy e-h powstają stany związane - ekscytony. Wspomniana wcześniej rozbieżność w badaniach czasów formowania się ekscytonów wynikała z różnych warunków doświadczalnych. Przy silnym pobudzaniu, czyli dużej początkowej koncentracji wykreowanych nośników, proces formowania ekscytonów jest bardzo krótki, poniżej 10 ps. Natomiast dla słabego pobudzania, małej początkowej koncentracji, a także po długim czasie od pobudzenia próbki, prawdopodobieństwo znalezienia pary elektron dziura i utworzenia stanu związanego maleje i proces formowania ekscytonu się wydłuża (przykładowo, w eksperymencie wynosił już 1100 ps). W obu przypadkach nie ma potrzeby wprowadzania do opisu doświadczenia modelu „plazmy skorelowanej kulombowsko”.

Wykorzystując dane zebrane w pracy [H1] bezpośrednio porównano w pracy [H2] model „plazmy skorelowanej kulombowsko” z modelem formowania się populacji ekscytonów. Przeprowadziłem obliczenia odbicia światła od próbki z uwzględnieniem wszystkich jej elementów (wnęki, studni, luster Bragga, podłoża) za pomocą macierzy przejścia [H2, Fig. 1]. Mojego autorstwa są wszystkie obliczenia teoretyczne prezentowane w pracy [H2], m.in. poprawiłem wzory na absorpcję ekscytonów i plazmy z pracy Atanasov et al. PRB 50, 14381 (1994) Eqn. 33 i 34 oraz obliczyłem stosunki intensywności przejść o energiach odpowiadających ekscytonowi 1s i 2s.

⁸ Równanie Saha to w terminologii chemicznej prawo działania mas.

⁹ Ściśle mówiąc rolę chwilowego „czasu formowania ekscytonów” τ_f odgrywa człon w równaniu kinetycznym odwrotnie proporcjonalny do koncentracji, a więc proces formowania jest tym szybszy im większa jest koncentracja, ale też maleje wraz z nią.

Szczegółowa analiza teoretyczna pozwoliła na dopasowanie wyników obliczeń do kształtu obserwowanego odbicia od próbki [H2, Fig. 1]. Przeprowadzono dyskusję luminescencji w modelu „plazmy skorelowanej kulombowsko” (*Coulomb correlated plasma*). Jak już wcześniej wspomniano, model ten został zaproponowany w celu wyjaśnienia luminescencji ekscytonów pojawiającej się „natychmiast” po pobudzeniu. Modele teoretyczne nie uwzględniające procesów dwucząstkowych (zależnych od koncentracji nośników) źle opisują czasy formowania się ekscytonów z plazmy e-h. Grupa fizyków z Marburga (Kira, Koch et al.) oraz Tuscon (Chattarjee, Gibbs et al.) zaproponowała model, w którym sama luminescencja plazmy (zależna od funkcji obsadzeń w przestrzeni k elektronów f_k^e i dziur f_k^h i policzonej dla stanów odpowiadających gęstości ekscytonowej, inaczej obwiedni, $|\phi_v^r(k)|^2$), na skutek korelacji kulombowskich pojawiała się w tych samych energiach, co luminescencja ekscytonowa i byłaby widoczna także bez jakiegokolwiek populacji związanych ekscytonów [H2 ref. 18 i 19]. Na pierwszy rzut oka wydawało się, że takiej luminescencji nie da się odróżnić od luminescencji „zwykłych” ekscytonów. Jednak okazało się, że model plazmy skorelowanej kulombowsko konsekwentnie można zastosować do stanów opisanych ekscytonową obwiednią $\phi_v^r(k)$ funkcji 1s i 2s. W ten sposób można wyznaczyć wzajemny stosunek luminescencji obu tych stanów I_{PL}^{1s}/I_{PL}^{2s} i porównać z wynikami eksperymentalnymi. Porównanie takie można wykonać dla kolejnych temperatur, gdyż o intensywności linii decydują obsadzenia stanów f_k^e i f_k^h .

Model plazmy skorelowanej kulombowsko błędnie przewidywał względne natężenia luminescencji stanów związanych 1s i 2s – dla niskich temperatur zgodnie z tym modelem ta luminescencja powinna być niemal jednakowo intensywna. Dokładna analiza wyników eksperymentu czasowo-rozdzielczego pozwoliła na wyznaczenie stosunku I_{PL}^{1s}/I_{PL}^{2s} , którego zależność od temperatury była dokładnie odwrotna niż w przypadku plazmy skorelowanej kulombowsko – ten stosunek w niskiej temperaturze, zamiast rosnać, maleje. Proste oszacowania teoretyczne pozwalają wyjaśnić to zachowanie dla populacji ekscytonów: w niskiej temperaturze mniejsze jest prawdopodobieństwo obsadzenia stanów 2s niż 1s.

Dane opublikowane w pracy [H1] i [H2] dotyczyły eksperymentów pobudzania z niską mocą – gęstość wykreowanej fotonami plazmy była co najwyżej rzędu 10^{10} cm^{-2} . Przy większej mocy pobudzania zaobserwowano w studni kwantowej przejście Motta [H3] – od izolującego gazu ekscytonów w studni kwantowej do przewodzącej plazmy elektronowo-dziurowej.

Powyżej gęstości plazmy $1,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ widmo luminescencji zdominowane jest przez rekombinację plazmy swobodnych nośników. Dochodzi także do renormalizacji przerwy energetycznej – na skutek oddziaływań wielociałowych w plazmie przerwa energetyczna się zmniejsza (tzw. *redshift*), przy jednoczesnym wypełnieniu pasm gazem Fermiego elektronów i dziur widocznym jako przesunięcie ku niebieskiemu części widma luminescencji (*blueshift*). Eksperyment był przeprowadzony podobnie jak w pracy [H1] i [H2], z tym że wykorzystano

filtr przestrzenny w postaci otworu (*pinhole*) w celu obrazowania na kamerze smugowej tylko widma pobudzanego z maksymalną mocą – po to, by mierzone widmo luminescencji było analizowane z obszaru jednorodnie pobudzonego światłem.

Wzrost koncentracji par e-h prowadzi do silnego ekranowania kulombowskiego na odległości rzędu długości Debya λ_D – gdy ta długość osiągnie pewną krytyczną wielkość nie są możliwe stany związane elektron-dziura. Odległość ta – zależna od koncentracji nośników – odpowiada za pojawienie się przejścia Motta. Dochodzi wtedy do samonapędzającego się mechanizmu: zwiększenie koncentracji plazmy (poprzez zmianę temperatury lub koncentracji) prowadzi do zmniejszenia energii wiązania ekscytonów, co prowadzi do jonizacji ekscytonów, a zatem zwiększenia koncentracji plazmy, co dalej zmniejsza energię wiązania itd.

Dopasowując widmo luminescencji – zwłaszcza poszerzenie widma poprzez mechanizm rozpraszania nośnik-nośnik – wyznaczono zanik koncentracji plazmy w czasie [H2, Fig. 2]. Wykorzystano empiryczną formułę wprowadzoną przez Landsberga dla procesów Augera i często stosowaną do opisu emisji spontanicznej. Stosuje się ją ponieważ daje bardzo dobre przybliżenie obliczonego teoretycznie kształtu widma [H3, Ref. 14-16]. Analizując kształt widma luminescencji w połowie wysokości (FWHM) i porównując wyniki z parametrami dopasowania modelu teoretycznego, można było zaobserwować jak z jednej strony na skutek renormalizacji maleje przerwa energetyczna (redshift), a z drugiej zwiększa się odległość pomiędzy kwazi-poziomami Fermiego elektronów i dziur (blueshift) [H3, Fig. 3].

Obserwacja przejścia Motta możliwa jest także w analizie krzywych zaniku luminescencji [H3, Fig. 4]. W przypadku niskich koncentracji (do $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) zanik jest bardzo długi przy równoczesnym długim czasie formowania się ekscytonów (rzędu setek pikosekund). Takie zachowanie można wyjaśnić modelem prezentowanym w pracach [H1] i [H2] – do wydajnego utworzenia ekscytonu potrzebne są nośniki, gdyż jest to proces dwucząstkowy. Za zanik luminescencji odpowiada wtedy długi czas formowania się ekscytonów. Przy zwiększaniu koncentracji plazmy czas formowania się ekscytonów maleje. W pewnym zakresie mocy pobudzenia czas zaniku luminescencji zostaje zdominowany przez czas życia ekscytonów i nie zależy od koncentracji plazmy (odpowiada to zakresowi gęstości $1 \times 10^{10} - 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, dla których czas formowania ekscytonów jest krótszy od czasu zaniku). Dla koncentracji powyżej przejścia Motta, dopóki widmo jest zdominowane przez luminescencję plazmy, wyraźnie widać dodatkowy mechanizm skracający luminescencję – jest to szybki zanik radiacyjny zdegenerowanej plazmy e-h. Dopiero gdy koncentracja plazmy zmaleje poniżej przejścia metal-izolator, zanik radiacyjny znowu jest zdominowany przez czas życia ekscytonu.

Badania prezentowane w pracach [H1]-[H3] dotyczyły właściwości optycznych plazmy neutralnej – gęstość elektronów i dziur była w przybliżeniu jednakowa. Zmieniając nieco

warunki pobudzenia (Fig. 2) można było badać studnię kwantową naładować elektrycznie – wtedy plazma elektronowa była gęstsza od dziurowej. Pozwoliło to na przeprowadzenie eksperymentów na tzw. trionach – ekscytonach naładowanych, czyli złożonych z trzech nośników: dwóch elektronów i dziury [H4].

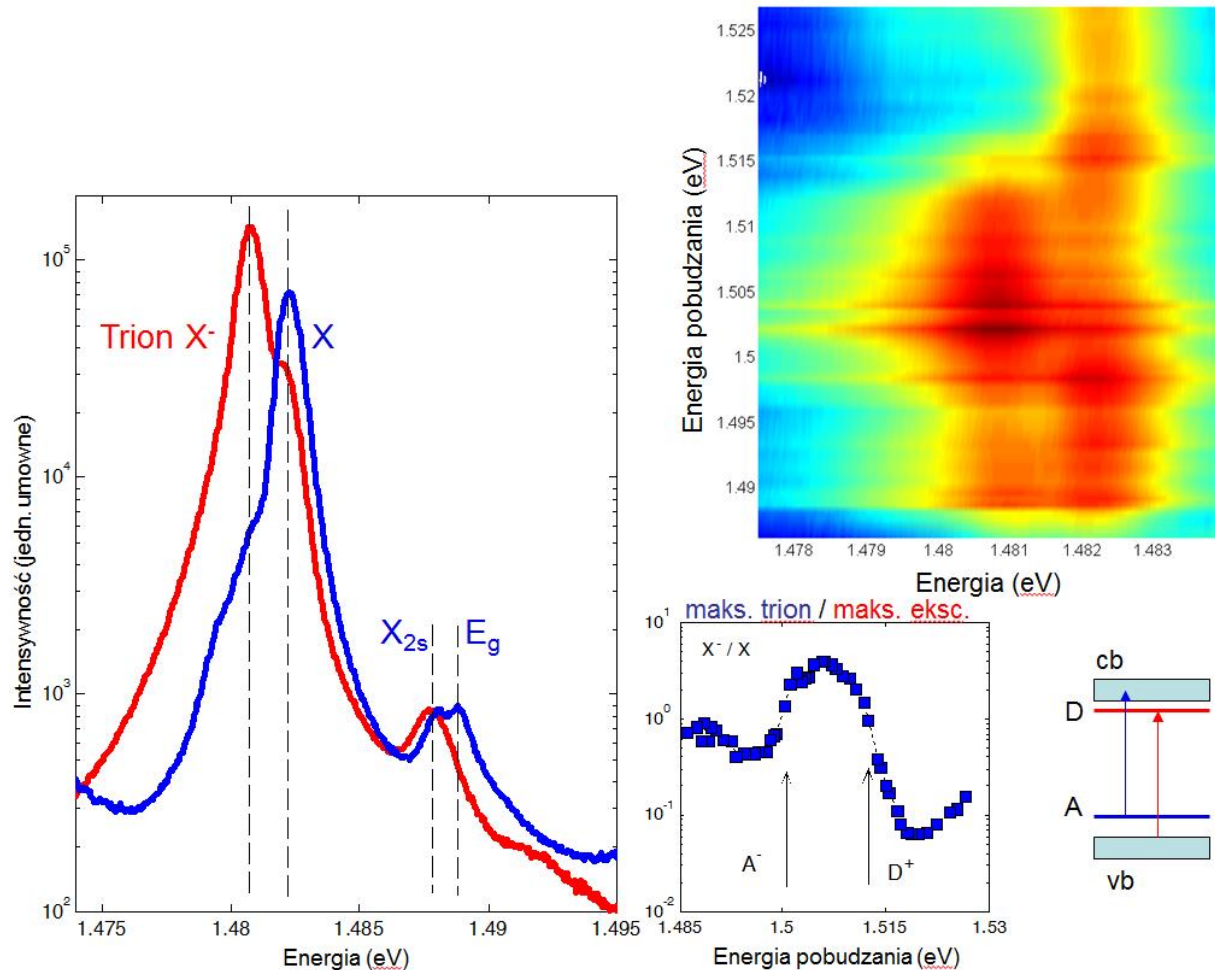


Fig. 2. Widmo pobudzenia (PLE) próbki. W zależności od energii lasera pobudzającego zmienia się intensywność luminescencji przypisanej przejściom ekscytonowym i trionowym (kolorowa mapa oznacza intensywność luminescencji, przykładowe widmo dla pobudzenia $\hbar\omega = 1,5072$ eV zaznaczono na czerwono, a $\hbar\omega = 1,5174$ eV na niebiesko). Stosunek intensywności trionu i ekscytonu zmienia się z energią pobudzenia (niebieskie kwadraty). Litery A i D oznaczają nieintencjonalne akceptory i donory obecne we wnętrzu GaAs i będące źródłem nośników zgodnie ze schematem u dołu rysunku (wyniki niepubl.).

Tym razem w równaniach kinetycznych uwzględniono dodatkowe procesy dwu- i trójcząstkowe oznaczone jako F_2 (neutralny ekscyton-nośnik) oraz F_3 (trzy nośniki). Stałe równowagi K_2 i K_3 wyznaczono z prawa działania mas dla procesów typu $A + B \rightleftharpoons C$ (np. A – ekscyton, B – elektron, C – trion) oraz $A + B + C \rightleftharpoons D$ (np. A, B – elektrony, C – dziura, D – trion) [H4]. Wykorzystano wyniki z prac [H1] i [H2]. Obliczenia teoretyczne dla parametrów dwu- i trójcząstkowego formowania się trionów (A_2 i A_3), prezentowane na rysunku [H4,

Fig 3], przeprowadził Jean Berney. Doświadczenie, dopasowanie parametrów równania kinetycznego do wyników eksperymentu oraz wnioski prezentowane na rysunku [H4, Fig 4] są mojego autorstwa. Do najważniejszych wyników tej pracy należy opis intensywności luminescencji plazmy, ekscytonów i trionów w studniach kwantowych w zależności od (nadmiarowej) koncentracji elektronów i dziur. Okazuje się, że w zasadzie w każdej sytuacji widmo luminescencji zawiera wszystkie trzy komponenty [H4, Fig 4]. W szczególności, nawet dla studni obojętnej elektrycznie (równe koncentracje dziur i elektronów $n = p$), tworzone są stany związane ekscytonów naładowanych – zarówno trionów dodatnich jak ujemnych. Te stany koegzystują w plazmie, gdyż prawdopodobieństwo związania dodatkowego nośnika na ekscytonie (procesy F_2) albo związania trzech nośników w trion (procesy F_3) nigdy nie jest zerowe. Dopiero gdy różnica koncentracji elektronów i dziur jest bardzo duża, powyżej 10^{10} cm^{-2} , zaczyna dominować luminescencja trionu. Na skutek różnicy mas pomiędzy trionem dodatnim i ujemnym, wynikającej z różnicy mas elektronu i dziury, obserwowane eksperymentalnie współistnienie trionów dodatnich i ujemnych (np. [H4] ref. 23, Glasberg et al.) wcale nie oznacza neutralnej studni kwantowej – studnia jest naładowana ujemnie i wtedy intensywności trionów różnych znaków stają się porównywalne. Dla rosnącej gęstości nośników jednego znaku intensywność luminescencji trionu ulega nasyceniu i jest limitowana przez dostępność nośników przeciwnego znaku. Z równań kinetycznych [H4] wynika, że przy braku nośników przeciwnego znaku nie powstają ani triony, ani ekscytony. Zatem w metalach – wobec braku nośników mniejszościowych – nie obserwuje się luminescencji. Poza tym fala elektromagnetyczna w zasadzie nie wnika do wnętrza metalu na skutek ujemnej funkcji dielektrycznej dla częstości optycznych. Badania własności optycznych plazmy metalicznej wymagają innego rodzaju nanostruktur.

O ile w przypadku metali trudno mówić o obiektach niskowymiarowych (np. studniach lub kropkach kwantowych), gdyż długość fali de Broglie'a nośnika na powierzchni Fermiego typowego metalu jest rzędu ułamka nanometra, o tyle zmiana rozmiaru cząsteczki metalicznej prowadzi jednak do istotnej zmiany właściwości optycznych metalu – sprzężenia fali elektromagnetycznej z kolektywnymi drganiami plazmy – plazmonami. W szczególności znane są efekty sprzężenia promieniowania o określonej energii z nanocząstkami metalicznymi – noszą one nazwę plazmonów powierzchniowych. Redukcja wymiaru jest w tym wypadku niezbędna do tego, by poprzeczna fala elektromagnetyczna mogła wzbudzić podłużne drganie plazmonowe – a to wymaga obiektu, którego kształt, krzywizna, geometria itp. zmieniają się na odległości porównywalnej z długością fali optycznej. Bez odpowiedniej geometrii nie można spełnić zasady zachowania pędu, stąd takie metody eksperymentalne jak badanie fali zanikającej (ewanescentnej) w konfiguracjach z dielektrycznym pryzmatem albo z siatkami dyfrakcyjnymi, lub wykorzystanie krzywizny nanostruktur (nanocząstki, nanostrukturizowane podłoża) do pobudzenia drgań plazmy.

Kontynuując badania plazmy w strukturach niskowymiarowych zająłem się właściwościami optycznymi plazmy w nanocząstkach ferromagnetycznych. Efekty magnetooptyczne

pozwalają na wyznaczenie tensora dielektrycznego, zawierającego całą informację na temat właściwości optycznych – prędkości światła w materii, dyspersji, absorpcji, skręcenia Faradaya itp. W przypadku struktur nanometrowych dodatkowe wykorzystanie statycznego pola magnetycznego pozwala na opracowanie nowych strategii dla możliwych zastosowań (por. artykuł przeglądowy Armelles et al¹⁰).

Standardowy opis właściwości optycznych plazmy elektronowej metali prowadzony jest w modelu Drudego. Tensor dielektryczny metalu $\underline{\epsilon}$, wynikający z równań Maxwella dla swobodnych nośników w zewnętrznym polu elektrycznym E_{ext} i magnetycznym B_{ext} , zawiera człony diagonalne symetryczne w polu lub niezależne od pola (standardowo oznaczane literą ϵ) oraz antysymetryczne pozadiagonalne (standardowo oznaczane literą A). Zależą one od częstości padającego promieniowania (ω), częstości plazmowej metalu ω_p oraz częstości cyklotronowej $\omega_c = eB/m^*$ (e – ładunek elektronu, m^* masa efektywna, w przypadku metali często przyjmuje się, że jest bliska masie swobodnego elektronu, B to całkowite pole magnetyczne działające na nośnik). Analiza teoretyczna zawarta w pracach [H5] i [H6] została oparta właśnie na modelu Drudego.

W przypadku nanocząstek ferromagnetycznych, które są jednodomenowe, zewnętrzne pole magnetyczne B_{ext} może być niewielkim wkładem do wewnętrznego pola B_m , jakie wytwarza sama nanocząstka. Uwzględnienie tego pola przy opisie tensora dielektrycznego prowadzi do wniosku, że namagnesowane nanocząstki są z natury anizotropowe - należy znaleźć wartości tensora $\underline{\epsilon}$ w układzie odniesienia związanym z kierunkiem namagnesowania. Efekt makroskopowy, pochodzący od zespołu nanocząstek, jest uśredniony po wszystkich orientacjach nanocząstek w laboratoryjnym układzie odniesienia. Opis teoretyczny przeprowadzono w przybliżeniu Maxwella-Garnetta, które w ścisły sposób traktuje pole elektryczne wewnątrz nanocząstek, ale pomija oddziaływanie pomiędzy nimi.

Eksperyment magnetoptyczny w konfiguracji Faradaya [H5] i Voigta [H6] został przeprowadzony dla nanocząstek kobaltu otrzymanych w wyniku rozpadu termicznego karbonyliku kobaltu (Fig. 3). Syntezę nanocząstek oraz pomiary pod moim kierunkiem przeprowadziła dr Karolina Madrak (Wydział Chemii UW)), w ramach doktoratu, którego byłem promotorem pomocniczym. Pomiary te były także tematami dwóch prac magisterskich pod moim kierunkiem: mgr Henryka Turskiego oraz mgr Pawła Osewskiego. Synteza odbywała się na Wydziale Chemii Uniwersytetu Warszawskiego w grupie prof. Ewy Góreckiej. Analiza teoretyczna zawarta w pracy [H4] (idea, by rozważyć tensor dielektryczny w układzie odniesienia związanym z kierunkiem namagnesowania) była mojego autorstwa (np. została zawarta w pracy licencjackiej Pawła Sznajdera, wykonanej pod moją opieką). O pomoc w ścisłych obliczeniach teoretycznych zwróciłem się do prof. Natasy Vaupotic

¹⁰ Gaspar Armelles , Alfonso Cebollada , Antonio García-Martín , and María Ujué González *Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities*; *Advanced Optical Materials* **1**, 10 (2013)

z Uniwersytetu w Mariborze (Słowenia) oraz prof. Mikhaïła Osipova z Uniwersytetu w Strathclyde (Wielka Brytania).

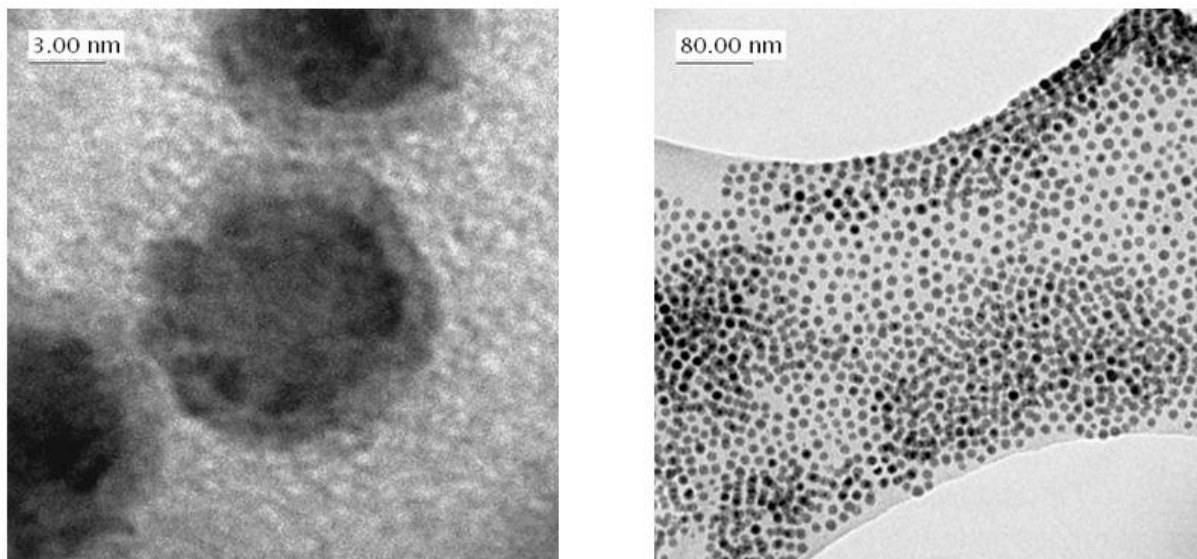


Fig. 3. Wyniki pomiaru transmisyjnego mikroskopu elektronowego na nanocząstkach kobaltu. Nanocząstki otoczone są kwasem oleinowym, widocznym w powiększeniu po lewej jako jaśniejsza otoczka o grubości ok. 2 nm (wyniki niepubl.).

Nanocząstki tworzyły stabilną zawiesinę w cykloheksanie. Badano światło przechodzące przez kuetę z roztworem nanocząstek umieszczoną wewnątrz cewki magnetycznej. Okazało się, że skręcenie płaszczyzny polaryzacji, czyli efekt Faradaya [H5] oraz retardacja, czyli zjawisko Cottona-Moutona [H6] dają się opisać funkcją Langevin (z pewnymi modyfikacjami), odpowiadającą namagnesowaniu nanocząstek. Zakładając monodispersyjność badanych nanocząstek w pracy [H5, Fig. 1] dopasowano moment magnetyczny μ „uśrednionej” nanocząstki. Dzięki temu uzyskano metodę na pomiar namagnesowania μ ferrofluidów metodami magnetoptycznymi. Sposób ten został zgłoszony w 2012 r. w Urzędzie Patentowym RP PL402159 „Sposób wyznaczania wartości namagnesowania nanocząstek magnetycznych oraz urządzenie do wyznaczania wartości namagnesowania nanocząstek magnetycznych”. Metoda ta ma zastosowanie tylko do nanocząstek metalicznych, gdyż teoria, na której ona bazuje, jest wynikiem obliczeń dla plazmy elektronowej w modelu Drudego.

Analiza wyników w konfiguracji Faradaya [H5 Fig. 2] pozwoliła także na wyznaczenie częstości plazmowej kobaltu – wynik, który w literaturze znany był z dokładnością czynnika 2: od 162 do 318 nm, został w przypadku nanocząstek oszacowany z dużo większą precyzją na 198 ± 7 nm. We wzorze na skręcenie Faradaya wyznaczonym w przybliżeniu Maxwella-Garnetta w naturalny sposób pojawia się częstość plazmonu powierzchniowego metalicznej nanocząstki kulistej $\omega_p/\sqrt{1+2\varepsilon_h}$ (plazmonu pomiędzy metalem, a dielektrykiem o przenikalności ε_h). Obecność tych plazmonów powierzchniowych w istotny sposób modyfikuje właściwości optyczne ośrodka – pomimo niskiego stężenia nanocząstek) to one

zdominowały właściwości optyczne całego ferrofluidu: tzw. współczynnik wypełnienia będący stosunkiem objętości nanocząstek do objętości rozpuszczalnika był rzędu 10^{-5} .

Porównanie rozmiarów nanocząstek zmierzonych metodami rentgenowskimi z ilością N wyznaczonych spinowych momentów magnetycznych („magnetonów Bohra” μ_B) $\mu = \mu_B N$, sugeruje obecność cienkiej warstwy ok. 0,5-1 nm wokół nanocząstki namagnesowanej inaczej, niż pozostałe (wewnętrzne) atomy ferromagnetyka. Ta obserwacja jest przedmiotem moich dalszych badań (np. praca magisterska p. mgr Magdaleny Wońskiej wykonana pod moją opieką opublikowana w pracy Wońska, M; Szczytko, J; et al. *Magnetic interactions in an ensemble of cubic nanoparticles: A Monte Carlo study* Physical Review B **88**, 144421 (2013)).

Wykorzystanie modelu [H5] do wyjaśnienia zjawiska Cottona-Moutona [H6] zakończyło się niepowodzeniem – obserwowana dwójłomność jest o przeszło cztery rzędy wielkości większa niż wynikająca z równań prezentowanych w pracy dla nanocząstek sferycznych [H5]. Zatem źródło efektu Cottona-Moutona musiało być inne. Wiadomo było, że zawieszona w ferrofluidzie nanocząstka mogą tworzyć łańcuchy. Dla niskich stężeń, które wykorzystano w badaniach, najbardziej prawdopodobne były układy mono- albo di-merów (w tym wypadku merem była nanocząstka). Pomimo tego, że dimerów w roztworze było 10 000 razy mniej niż monomerów, to one zdominowały zjawisko Cottona-Moutona.

Opis teoretyczny, stosowany w analizie danych, brał pod uwagę funkcję dielektryczną nanocząstki metalicznej wynikającą z modelu Drudego. Uwzględnienie anizotropii kształtu, wynikającej z obecności dimerów, pozwoliło na wyjaśnienie obserwowanego kształtu retardacji w polu magnetycznym [H6, Fig. 1] oraz zależności od stężenia [H6, Fig. 2]. Tym razem dopasowanie namagnesowania dało informacje o budowie dimerów. Okazuje się, że w roztworze nie tworzą one sztywnych łańcuchów (sztywnych, czyli takich, których moment magnetyczny dimeru jest dokładnie dwa razy większy niż monomeru), ale mają możliwość zmiany wzajemnej orientacji.

Prezentowane w niniejszym autoreferacie prace stanowią część mojego dorobku naukowego. Warto zaznaczyć, że prowadzone przeze mnie badania były podstawą trzech doktoratów (Lars Kappei (EPFL), Jean Berney (EPFL), Karolina Madrak (UW)), prac magisterskich oraz szeregu prac licencjackich, których byłem opiekunem. Pełna lista studentów znajduje się na http://www.fuw.edu.pl/~szczytko/index_students.html

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo – badawczych

Badania optyczne plazmy były jednym z tematów naukowych, jakie podjąłem po uzyskaniu stopnia doktora. Obecnie kontynuuję badania plazmy w metalach i półprzewodnikach [H1 – H4] metodami optycznymi, zwłaszcza w promieniowaniu THz [30, 36, 38]¹¹ we współpracy z grupą dr hab. Jerzego Łusakowskiego z Wydziału Fizyki UW. Między innymi w grudniu 2011 pojechałem na staż naukowy do Center for Physical Sciences and Technology w Wilnie (eksperyment dotyczył transmisji THz plazmy w cienkich warstwach metalicznych złota i tytanu), a w marcu 2014 wyjechałem na staż do Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) w Niemczech, gdzie zbadałem wpływ intensywnego promieniowania THz na absorpcję światła podczerwonego przez polaritony i plazmę e-h w mikrowędkach kwantowych wykorzystując laser na swobodnych elektronach (FEL free-electron laser).

Tematyka badawcza, jaką się zajmuję, obejmuje także:

- badania namagnesowania przy użyciu magnetometru SQUID we współpracy z prof. Andrzejem Twardowskim z Wydziału Fizyki UW. Przede wszystkim zająłem się badaniami nanomateriałów magnetycznych, zwłaszcza nanokapsulek węglowych z nanocząstkami magnetycznymi oraz nanokapsulek na bazie tlenków żelaza (prace [20, 22, 26, 39, 46, 48] oraz rozdział w książce *Combustion Synthesis: Novel Routes to Novel Materials*). Jestem członkiem interdyscyplinarnych zespołów składających się z chemików, fizyków i często biologów. Charakteryzacja magnetyczna i magnetoptyczna [H5, H6] stanowi istotny element badań materiałowych prowadzących do otrzymania nowych materiałów dla zastosowań w diagnostyce i terapii medycznej. Uzyskane wyniki pozwoliły m.in. na opracowanie nowej strategii otaczania nanocząstek superparamagnetycznych polipirolelem [46] (moim zadaniem była charakteryzacja magnetyczna nanocząstek). Prowadzę grant ICM (Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego UW) dot. obliczeń właściwości magnetycznych nanocząstek kubicznych metodą Monte-Carlo poszerzający zagadnienia z prac [39, 48] – badania oddziaływania dipolowego w układzie nanocząstek magnetycznych o kubicznej anizotropii.
- badaniami molekuł chemicznych zawierających jony magnetyczne i wolne rodniki [25, 28, 31 – 35, 45, 51, 52]. Dzięki współpracy z prof. Ewą Górecką z Wydziału Chemii UW, a później także z prof. Piotrem Kaszyńskim z Department of Chemistry, Vanderbilt University, Nashville, USA, zająłem się badaniami właściwości magnetycznych i fotomagnetycznych molekuł (przede wszystkim ciekłych kryształów) zawierających jony magnetyczne oraz wolne rodniki. Współpraca ta zaowocowała grantem OPUS "Magnetyczne, fotomagnetyczne i strukturalne badania ciekłokrystalicznych rodników" 2013/11/B/ST3/04193, którego jestem kierownikiem (lipiec 2014-czerwiec 2017). W ramach grantu będę zajmował się badaniami korelacji struktura-właściwości magnetyczne ciekłych kryształów oraz badaniami fotomagnetyzmu molekuł magnetycznych.

¹¹ Numery prac są zgodne z listą publikacji Zał. 4.

- kontynuacja badań podjętych w ramach doktoratu i dotyczących półprzewodników półmagnetycznych i nanomateriałów, metodami magnetycznymi (SQUID) oraz magnetoptycznymi, prace [11, 12, 21, 23, 24, 27, 37, 40 – 43, 49, 50].

Swoje cele badawcze realizuję poprzez współpracę z wieloma grupami badawczymi, zarówno doświadczalnymi jak i teoretycznymi z wielu ośrodków akademickich, także spoza Polski. Staram się występować o nowoczesną infrastrukturę badawczą – udało mi się m.in. zakupić magnetometr SQUID oraz wyposażyć laboratorium magnetoptyczne na Wydziale Fizyki UW. W swoje badania włączam studentów Wydziału Fizyki UW z kierunków Fizyka oraz Inżynieria nanostruktur – prowadzone przeze mnie badania od 2006 r. do 2013 r. stanowiły temat 5 prac magisterskich, 15 licencjackich.

5.1) dorobek naukowy – sumarycznie (Web of Science i Scopus, dane z 24 maja 2014)

Liczba publikacji – 52, w tym 48 w czasopismach z Listy Filadelfijskiej

Liczba cytowań - 818

Liczba cytowań bez autocytowań - 788

Liczba cytowań na jedną pracę - 15,73

Indeks Hirscha h – 13

sumaryczny impact factor publikacji naukowych według listy Journal Citation Reports (JCR), zgodnie z rokiem opublikowania – 124,548

5.2) kierowanie międzynarodowymi lub krajowymi projektami badawczymi lub udział w takich projektach

- Kierownik projektu „Magnetyczne, fotomagnetyczne i strukturalne badania ciekłokrystalicznych rodników” (projekt OPUS 2013/11/B/ST3/04193 zacznie się w II połowie 2014 r.)
- Udział w projekcie „Emisja promieniowania terahercowego tranzystorów polowych” UMO-2011/03/B/ST7/03062
- Udział w projekcie „Detektory promieniowania THz zbudowane ze struktur fonicznych zintegrowanych z tranzystorami polowymi” 6081/B/T02/2010/39
Publikacje: [36-38]

5.3) lista wystąpień konferencyjnych (bez plakatów):

- Wystąpienie konferencyjne na „8th Conference on Optics of Excitons in Confined Systems (OECS-8)”, Lecce, Włochy, 15-17.09.2003, gdzie byłem pierwszym autorem prezentacji „Excitons or free carriers? That is the question!”

- Dwa wystąpienia konferencyjne w czasie 27th ICPS (Flagstaff, USA, 2004) (ICPS to International Conference on the Physics of Semiconductors) *On the origin of excitonic luminescence in quantum wells: direct measure of the exciton formation in quantum wells from time resolved interband luminescence* (J. Szczytko, L. Kappei, J. Berney, F. Morier-Genoud, M.T. Portella-Oberli, B. Deveaud, Proc. Of 27th ICPS, Ed. J. Mendez and C. Van de Walle, Part B, str. 1149) oraz *Mott transition for excitons in a semiconductor quantum well* (L. Kappei, J. Szczytko, J. Berney, F. Morier-Genoud, M.T. Portella-Oberli, B. Deveaud).
- Wystąpienie konferencyjne na „34th Winter Colloquium on The Physics of Quantum Electronics” w Snowbird, Utah USA, 4 8.01.2004, gdzie byłem pierwszym autorem prezentacji *Direct measure of exciton formation in quantum wells from interband luminescence*
- Wziąłem udział w Norwesko-Polskich dniach Trondheim 13-22 Października 2006 gdzie miałem referat zaproszony *Spintronics - looking for magnetic semiconductors*
- Referat zaproszony p.t. *Nanotechnologie – od półprzewodników do DNA* w czasie XXXIX Zjazdu Fizyków Polskich, Szczecin 12 września 2007 (<http://zjazdptf.ps.pl/>)
- Referat zaproszony (invited oral) *Magnetic Moment and Plasma Frequency of Single Metal Nanoparticle Determined from Faraday and Cotton-Mouton Effect in Ferrofluids* w czasie 10th International Conference on Nanosciences & Nanotechnologies – NN13, Thessaloniki 9 - 12 July 2013 (9 lipca 2013, Saloniki, Grecja)

Dodam, że od ukończenia doktoratu w 2001 r. byłem autorem bądź współautorem 33 różnych prezentacji plakatowych na 15 międzynarodowych konferencjach w Polsce i na świecie.

Yacek Szczytko.