

Rezonanse paramagnetyczne i relaksacja spinowa jonów magnetycznych w obecności gazu nośników w studniach kwantowych



Aleksandra Łopion

Uniwersytet Warszawski

Wydział Fizyki

Promotor pracy doktorskiej

prof. dr hab. Andrzej Golnik

Warszawa 2023

Streszczenie

Praca poświęcona jest badaniom oddziaływań pomiędzy jonami magnetycznymi Mn^{2+} a nośnikami ładunku w pojedynczych studniach kwantowych $(\text{Cd,Mn})\text{Te}$ w barierach $(\text{Cd,Mg})\text{Te}$, w reżimie niskiej koncentracji jonów magnetycznych ($x \leq 0,5\%$). Główną techniką pomiarową używaną w tej pracy jest optycznie wykrywany rezonans magnetyczny (ODMR), bazujący na obserwacji zmian widm fotoluminescencji i odbicia. Badano zależność pola rezonansu spinowego (przesunięcie Knighta) i relaksacji spin-sieć od koncentracji i typu nośników w próbce. Koncentracja nośników w próbkach zawierających gaz dziurowy była zmieniana przy pomocy dodatkowego podświetlenia powyżej przerwy bariery. W przypadku próbki n-typu sterowano koncentracją gazu elektrycznie, w próbce o strukturze diody Schottky'ego. Zaobserwowano, że nawet niewielkie koncentracje gazu dziurowego znacząco zmieniają czas relaksacji spinowej oraz pole rezonansu magnetycznego jonów manganu. Oddziaływanie z gazem elektronowym nie powoduje obserwowalnej zmiany pola rezonansu, wpływa natomiast w pewnym stopniu na relaksację spin-sieć jonów. Otrzymane wyniki mogą być wyjaśnione przy pomocy prostego modelu oddziaływania pomiędzy dwoma spinami – nośnika i jonu.

Abstract

This thesis is devoted to the studies of charge carriers interactions to magnetic Mn^{2+} ions in single $(\text{Cd,Mn})\text{Te}$ quantum wells (QWs) with $(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ barriers in the regime of low manganese concentrations ($x \leq 0,5\%$). The main experimental technique used in this work is optically detected magnetic resonance (ODMR), based on observation of the changes in photoluminescence and reflectance optical spectra. Magnetic resonance field (Knight shift) and spin-lattice relaxation were studied depending on carrier concentration and type. The carrier gas concentration in the samples containing hole gas in QW was controlled using the above barrier's band gap illumination. The control of the carrier gas concentration in the n-type sample was accomplished with the electrical gating. It was observed that even low concentrations of hole gas significantly change the spin-lattice relaxation time and magnetic resonance field of the Mn^{2+} ions. Interactions with the electron gas do not change the magnetic resonance field. However, they affect spin-lattice relaxation. Obtained results can be described by a simple model of interactions between two spins – carrier and ion.

Pragnę gorąco podziękować wszystkim moim Koleżankom i Kolegom z grupy badawczej, których pomoc przyczyniła się do powstania tej rozprawy. Szczególnie chciałabym podziękować mojemu promotorowi prof. dr. hab. Andrzejowi Golnikowi za jego niesamowitą cierpliwość, uważność i cenne uwagi podczas sprawdzania moich naukowych poczyniń na wszystkich etapach pracy. Dziękuję także prof. dr. hab. Piotrowi Kossackiemu za wszystkie rozmowy dotyczące ekscytujących ekscytonów (w szczególności tych naładowanych). Dziękuję mgr. Karolinie Połczyńskiej i dr. hab. Wojciechowi Pacuskiemu za wykonanie świetnej jakości próbek, bez których przedstawione tu eksperymenty nie byłyby możliwe. Dziękuję mgr. Aleksandrowi Boguckiemu za wprowadzenie mnie w fascynujący świat ODMRu i niegasnący, zaraźliwy entuzjazm w odkrywaniu (nie tylko w dziedzinie fizyki). Dr. hab. Tomaszowi Kazimierzukowi i mgr. Kacprowi Oreszczukowi dziękuję za pomoc w laboratorium i wiele godzin uczących dyskusji.

Spis treści

1	Wstęp	9
1.1	Cel naukowy rozprawy	9
1.2	Uzasadnienie podjęcia problemu	10
1.3	Struktura pracy	11
2	Próbki	13
3	Układy pomiarowe i techniki doświadczalne	19
3.1	Część optyczna	21
3.2	Część mikrofalowa	24
3.2.1	Sekwencje pomiarowe	26
3.2.2	Czasoworozdzielczy pomiar ODMR	29
3.3	Sterowanie bramkowanych struktur	30
4	Półmagnetyczne studnie kwantowe	33
4.1	Gigantyczny efekt Zeemana	34
4.2	Obliczenia stanów w studni	41
4.3	ODMR	45
4.3.1	Hamiltonian jonu Mn^{2+}	46
4.4	Jony Mn^{2+} a nośniki	48
4.4.1	Przesunięcie Knighta	48
4.4.2	Relaksacja spin-sieć w obecności nośników	58
5	Energia dysocjacji X^+	63
5.1	Wstęp	63
5.1.1	Próbki	64
5.2	Energia dysocjacji	64
5.3	Zmiana podświetlenia	69
5.4	Podsumowanie	74

6	Rozkład czasu relaksacji	77
6.1	Wstęp	77
6.1.1	Próbki	78
6.2	Pomiary magnetoptyczne	79
6.3	Pomiary ODMR	83
6.4	Pomiary czasoworozdzielcze ODMR	86
6.5	Podsumowanie	89
7	Wpływ nośników ładunku	91
7.1	Podświetlenie	91
7.2	Temperatura	94
7.3	Zależność od kąta pola magnetycznego	98
7.3.1	Relaksacja w obecności nośników	102
7.4	Przesunięcie Knighta	106
7.5	Podsumowanie	108
8	Sterowanie koncentracją nośników	111
8.1	Pomiary elektryczne i magnetoptyczne	111
8.2	Przesunięcie pola rezonansu	115
8.3	Zależność czasu relaksacji spinowej od napięcia bramki	118
8.4	Podsumowanie	120
9	Wpływ jonów kobaltu	121
9.1	Podsumowanie	126
10	Podsumowanie pracy	127

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Cel naukowy rozprawy

Półprzewodnikowe studnie kwantowe są doskonałym systemem do badania różnych zjawisk zachodzących w układach niskowymiarowych. Szczególnie studnie kwantowe zbudowane ze związków pierwiastków z grup II-VI dają możliwość badania oddziaływania jonów magnetycznych, takich jak jony manganu Mn^{2+} z nośnikami ładunku. Wykorzystanie techniki ODMR, która łączy w sobie rozdzielczość przestrzenną technik optycznych oraz wrażliwość na lokalne pola rezonansu paramagnetycznego pozwala na równoczesne próbkowanie właściwości gazu nośników i systemu jonów magnetycznych poprzez obserwację widm optycznych i ich zmian.

Głównym celem naukowym rozprawy jest wyjaśnienie wpływu nośników ładunku na dynamikę spinów i rezonans paramagnetyczny jonów magnetycznych Mn^{2+} umieszczonych w półprzewodnikowych studniach bazujących na materiałach II-VI. Główną metodą badawczą był optycznie wykrywany rezonans magnetyczny (ang. *optically detected magnetic resonance* – ODMR).

Pierwszym z głównych zadań rozprawy było szczegółowe określenie roli lokalnej gęstości nośników ładunku na sygnał rezonansu magnetycznego związanego z jonami magnetycznymi umieszczonymi intencjonalnie w próbce. Spiny nośników wprowadzają dodatkowe efektywne pole magnetyczne, które zmienia położenie obserwowanego pola rezonansu (efektywny g-czynnik).

Kolejnym celem było zbadanie mechanizmów relaksacji spin-sieć jonów Mn^{2+} związanych z oddziaływaniem jonów magnetycznych z nośnikami, szczególnie w reżimie niskich koncentracji jonów oraz niskich i średnich koncentracji nośników. Ważnym elementem było także znalezienie korelacji pomiędzy lokalnymi właściwościami gazu nośników i zmianami czasu relaksacji spinowej jonów umieszczonych w różnych pozycjach wzdłuż osi wzrostu studni.

1.2 Uzasadnienie podjęcia problemu badawczego na tle dotychczasowego stanu wiedzy

Jak już wcześniej wspomniano, studnie kwantowe oparte o materiały z grup II-VI są wygodną platformą do badania oddziaływania jonów magnetycznych z nośnikami ładunku w niskowymiarowych strukturach. Jon Mn^{2+} jest w tym systemie domieszką izoelektronową, czyli nie wprowadza dodatkowych nośników do struktury. Gaz nośników w studni może pochodzić z nieintencjonalnego domieszkowania, bądź też być wprowadzany innymi metodami – na przykład przy pomocy pola elektrycznego [1] lub dodatkowego podświetlenia [2, 3]. Nośniki ładunku w takich strukturach mogą modyfikować własności magnetyczne na wiele sposobów. Jednym z nich jest zmiana dynamiki relaksacji spin-sieć [4, 5, 6]. Czas relaksacji spinowej jest jednym z kluczowych parametrów w kontekście potencjalnych urządzeń łączących spinowe i elektroniczne. Dokładne zbadanie mechanizmów relaksacji spinowej jonów w obecności nośników jest ważne dla lepszego projektowania i produkcji takich urządzeń.

Studnie kwantowe $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ są zazwyczaj dodatnio naładowane (większościowymi nośnikami są dziury), nawet bez stosowania intencjonalnego domieszkowania. Gaz dziurowy w takich próbkach może pochodzić z niezamierzonego domieszkowania w warstwie studni bądź bariery czy stanów powierzchniowych na granicy z barierą $(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ [7, 8, 9]. Ponadto, w związku z separacją przestrzenną akceptorów i studni kwantowej koncentracja nośników może być zmieniana nawet o kilka rzędów wielkości poprzez pobudzanie powyżej energii bariery [2, 3]. Zmienne oświetlanie studni $(\text{Cd,Mn})\text{Te}/(\text{Cd,Mg})\text{Te}$ może mieć także wpływ na efekty ekranowania fluktuacji elektrostatycznych spowodowane nośnikami, co pozwala na zmianę nieporządku Coulombowskiego. Badania gazu nośników mogą być w takich strukturach realizowane poprzez badania widm optycznych. Na przykład, badając stosunek intensywności linii ekscytonu naładowanego i neutralnego widocznych w widmie odbicia można określić koncentrację gazu nośników występującego w studni kwantowej.

Techniką użytą do badania systemu jonów magnetycznych występujących w studni był optycznie wykrywany rezonans magnetyczny, który wykorzystuje magnetospektroskopię optyczną do obserwacji rezonansów paramagnetycznych. Technika ta jest szczególnie użyteczna w przypadku systemów, w których występuje silne oddziaływanie wymienne pomiędzy jonami magnetycznymi a nośnikami w próbce [10, 11, 12, 13, 14]. Technika ODMR ma wiele zalet względem klasycznych technik rezonansu paramagnetycznego. Pozwala ona na badanie efektów lokalnie, jedynie w objętości z intencjonalnie wbudowanymi jonami i w obszarze próbkowanym optycznie (obszarze występowania kompleksów ekscytonowych). Jednocześnie, w przeciwieństwie do technik w których

absorpcja promieniowania mikrofalowego jest obserwowana bezpośrednio, w technice ODMR można badać bardzo małe ilości jonów magnetycznych – na przykład w strukturach niskowymiarowych o małych koncentracjach jonów. Dla prezentowanych badań jest szczególnie ważne, że technika ODMR pozwala na badanie właściwości jonów magnetycznych przy jednoczesnym próbkowaniu gęstości nośników w ich bezpośrednim otoczeniu. Zastosowanie techniki rezonansu magnetycznego, która bezpośrednio adresuje jony magnetyczne pozwala na zminimalizowanie wpływu efektów termicznych – w przeciwieństwie do innych metod, takich jak badanie relaksacji spin-sieć po pobudzeniu silnym impulsem laserowym [15, 4, 16].

1.3 Struktura pracy

Rozprawa składa się z ośmiu rozdziałów oraz podsumowania.

Rozdział pierwszy zawiera szczegółowy opis próbek z pojedynczymi studniami kwantowymi CdTe/(Cd,Mg)Te zawierającymi jony magnetyczne manganu oraz kobaltu, które były przedmiotem badań przedstawionych w pracy. Rozdział drugi prezentuje układy doświadczalne i techniki pomiarowe służące do pomiarów optycznych w polu magnetycznym i z wykorzystaniem promieniowania mikrofalowego w celu otrzymania sygnału ODMR. Przedstawiono tu także schemat sekwencji pomiarowych używanych do pomiarów czasoworozdzielczych.

W rozdziale 3. omówiono teoretycznie podstawy fizyczne badanych zjawisk, takich jak gigantyczny efekt Zeemana, optycznie wykrywany rezonans magnetyczny, oddziaływanie jonów magnetycznych z nośnikami ładunku – przesunięcie Knighta, przyspieszenie relaksacji spinowej. Część rozdziału poświęcona jest symulacjom numerycznym, których wyniki pozwalają na ilościowe określenie pewnych wielkości np. koncentracji gazu nośników w studni kwantowej.

Rozdział czwarty zawiera opis badań energii dysocjacji ekscytynu ekscytynu naładowanego dodatnio w reżimie niskich koncentracji nośników i dla różnych wartości nieporządku coulombowskiego w warstwie studni kwantowej. Energia dysocjacji została wyznaczona poprzez pomiar pola magnetycznego dla którego zachodzi przejście kompleksu ekscytynu naładowanego ze stanu singletowego w stan trypletowy.

W rozdziale piątym zaprezentowano badania rozkładu czasu relaksacji i naprężeń wzdłuż osi wzrostu studni kwantowej. Badanie lokalnych właściwości było możliwe dzięki wykorzystaniu serii próbek z jonami magnetycznymi intencjonalnie umieszczonymi w wybranych położeniach w studni oraz wykorzystanie techniki optycznie wykrywanego rezonansu magnetycznego.

W rozdziale szóstym zostały opisane badania wpływu nośników na przyspieszenie

relaksacji oraz zmianę efektywnego g -czynnika (pola rezonansu paramagnetycznego) jonów magnetycznych dla próbek zawierających gaz dziurowy. Badania ODMR były wykonywane poprzez pomiar zmian widm odbicia – przy obecności dodatkowego podświetlenia zmieniającego koncentrację nośników, oraz fotoluminescencji dla różnych mocy i energii pobudzania. Zbadano także zależność zmian efektywnego g -czynnika (przesunięcia Knighta) od kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. Rozdział siódmy prezentuje wyniki badania wpływu nośników na jony magnetyczne w studni kwantowej z gazem elektronowym. Obecność gazu elektronowego w studni i możliwość jego kontroli jest związana z pokryciem powierzchni próbki półprzewodnikowej metaliczną warstwą niklu. Warstwa ta stanowi bramkę elektryczną pozwalającą na sterowanie koncentracją nośników w studni kwantowej.

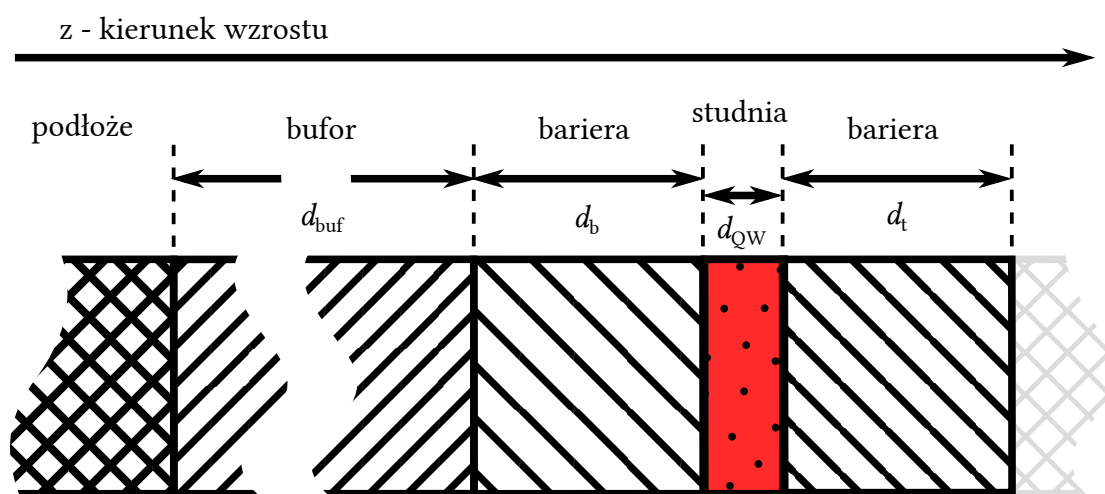
Rozdział ósmy stanowi opis badań relaksacji spinowej jonów w studni zawierającej jony manganu i kobaltu wykonane przy użyciu techniki opierającej się na depolaryzacji poprzez silny impuls laserowy. Rozdział ten zawiera także rozważania na temat ograniczeń techniki ODMR.

Ostatnią część pracy stanowi krótkie podsumowanie otrzymanych wyników.

Rozdział 2

Próbki

Wszystkie próbki, badane w tej pracy były wytworzone metodą epitaksji z wiązek molekularnych (MBE) w Laboratorium Epitaksji z Wiązek Molekularnych Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego przez mgr Karolinę Polczyńską oraz dr hab. Wojciecha Pacuskiego.



Rysunek 2.1: Ogólny schemat próbki ze studnią kwantową.

Przedmiotem badań były pojedyncze studnie kwantowe (Cd,Mn)Te umieszczone w barierze z (Cd,Mg)Te. Zawartość manganu w kryształach mieszanym (Cd,Mn)Te była dobrana tak, aby możliwa była obserwacja dostatecznie dużych efektów magnetoptycznych i aby jednocześnie zminimalizować wpływ bezpośrednich oddziaływań pomiędzy jonami na rezonans magnetyczny. W praktyce wartości te zawierały się pomiędzy 0,2 % do 0,5 %. Zawartość magnezu w materiale bariery definiowała natomiast wysokość bariery energetycznej wiążącej nośniki w studni kwantowej, wahała się ona pomiędzy 17,3 % a 45 %. Mimo, że zależność własności studni od naprężeń obecnych w próbce nie

Próbka	podłoże	bufor d_{buf}	% Mg	bariera d_{b}	% Mg	studnia d_{QW}	% Mn
UW0676	GaAs	6 μm	0,0	50 nm	17,3	10 nm	0,3
UW0676+Ni	GaAs	6 μm	0,0	50 nm	17,3	10 nm	0,3
UW1055	GaAs	6 μm	0,0	50 nm	23,9	10 nm	0,18
UW1467	SI GaAs	3,5 μm	23,0	2 μm	23,0	10 nm	0,2
UW1498*	SI GaAs	3 μm	0,0	2,5 μm	45,0	20 nm	0,5
UW1499*	SI GaAs	3 μm	0,0	2,5 μm	45,0	20 nm	0,5
UW1500*	SI GaAs	3 μm	0,0	2,5 μm	45,0	20 nm	0,5
UW1501*	SI GaAs	3 μm	0,0	2,5 μm	45,0	20 nm	0,5

Tabela 2.1: Zestawienie próbek zawierających studnie kwantowe (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te, zawartości magnezu w barierze oraz buforze zostały wyznaczone na podstawie widm odbicia, zawartość manganu została wyznaczona na podstawie zmian położenia ekscytanu w widmie odbicia w polu magnetycznym.

jest kluczowym elementem tej pracy, należy pamiętać, że poniżej warstw bariery i studni znajduje się gruba warstwa bufora. Warstwa ta steruje naprężeniami w próbce, w szczególności naprężeniami w warstwie studni, które mogą być obserwowane przy pomocy rezonansu magnetycznego. Niemalże wszystkie próbki badane w tej pracy posiadają bufor z czystego CdTe – w takim przypadku naprężenie w warstwie studni powinno być niewielkie. Wyjątkiem jest próbka UW1467. Dokładne zawartości poszczególnych pierwiastków w kryształach mieszanych tworzących poszczególne warstwy próbki zostały przedstawione w tabeli 2.1. W trakcie badań wytworzonych zostało wiele serii próbek zawierających takie studnie, które były zaprojektowane i wytworzone specjalnie na potrzeby badań przy użyciu techniki ODMR. Przy wytwarzaniu próbek ważne było optymalizowanie wielu parametrów wzrostu, wpływających na jakość otrzymanych nanostruktur. Próbki te, wstępnie charakteryzowano przy pomocy pomiarów odbicia, fotoluminescencji oraz pomiarów optycznych w polu magnetycznym. Na podstawie tych wstępnych pomiarów wybierano te, przeznaczone do dalszych eksperymentów.

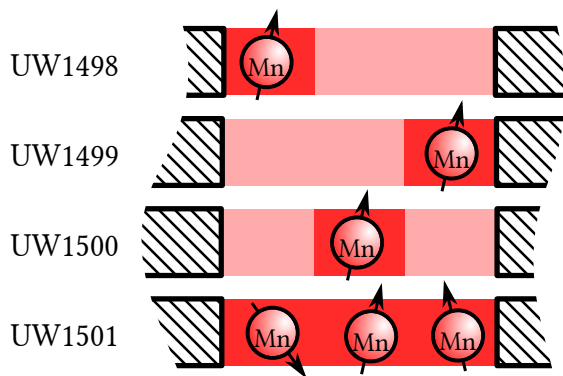
Ogólny schemat próbek przedstawiono na rysunku 2.1. Próbki były wytwarzane na trzech rodzajach podłoża: podłożu z przewodzącego n-typu GaAs (Semi-conducting GaAs (100) 2° off; AXT Inc., domieszkowanie krzemem) oraz nieprzewodzącego GaAs (Semi-Insulating GaAs (100) 2° off; AXT Inc., SI). Podłoża SI GaAs charakteryzują się wysoką opornością elektryczną, specyfikowaną przez producenta na $\rho > 1 \cdot 10^7 \Omega\cdot\text{cm}$. W przypadku standardowych, półprzewodnikowych podłoży $\rho \approx 5 \cdot 10^{-3} \Omega\cdot\text{cm}$, a więc

rzędy wielkości mniej. Użycie podłoży o różnej przewodności jest ważne w kontekście całej pracy. Po pierwsze, mimo, że podłoża znajdują się stosunkowo daleko od warstwy studni i są oddzielone od niej warstwami bufora i bariery, mogą dostarczać nośników do całej struktury. Nośniki takie mogą gromadzić się na różnych interfejsach (na przykład bufor-bariera) i prowadzić do powstawania dodatkowych pól elektrycznych w systemie. Dzięki zastosowaniu podłoży nieprzewodzących można było zminimalizować takie efekty.

Na podłożu wyhodowano warstwę bufora o grubości d_{buf} w celu uporządkowania wzrostu i ustalenia stałej sieci w nanostrukturze na stałą sieci CdTe (lub jej bliską, w przypadku UW1467 z buforem zawierającym 23 % magnezu). Grubość kolejnych warstw - dolnej bariery (d_b) oraz studni (d_{QW}) jest różna w przypadku różnych próbek, co zaprezentowano w tabeli 2.1. Zawartości magnezu w górnej i dolnej barierze były takie same. Grubość górnej bariery d_t jest taka sama w przypadku wszystkich próbek i wynosi 50 nm. Koncentracja magnezu oraz grubość bufora i dolnej bariery określały deformację sieci w płaszczyźnie studni. W przypadku próbek posiadających barierę o grubości przekraczającej grubość krytyczną, stała sieci w warstwie studni jest określona przez stałą sieci dolnej bariery, wynikającą z jej składu. W przypadku próbek o barierze o niewielkiej grubości stała sieci warstwy studni jest wymuszona przez stałą sieci bufora. W każdej próbce, studnia kwantowa zawiera pewną, niewielką ilość jonów magnetycznych Mn^{2+} .

W tym ogólnym schemacie zastosowano kilka zmian dla wytworzenia struktur o szczególnych właściwościach. Próbką UW1055 była dodatkowo przykryta 100 nm warstwą CdTe w celu zwiększenia odległości pomiędzy powierzchnią próbki i studnią, a w konsekwencji zmniejszenia koncentracji nośników, pochodzących z powierzchni.

Wykorzystanie w niektórych próbkach podłoży z przewodzącego GaAs pozwoliło na wytworzenie próbek z bramkami elektrycznymi. Część próbki UW0676 zmodyfikowano poprzez napylenie w maszynie MBE dodatkowej, cienkiej warstwy niklu, która umożliwia elektryczną kontrolę nośników. Pomiary przy pomocy mikroskopu sił atomowych wykonane przez mgr. Mateusza Raczyńskiego pozwoliły na określenie grubości tej warstwy na około 19-20 nm. Dokładna grubość warstwy niklu jest trudna do określenia ze względu na szorstkość powierzchni bariery CdMgTe. Zawartość magnezu w barierze, która jest górną warstwą nanostruktury powoduje jej znaczącą podatność na nawet niewielkie ilości wilgoci obecnej w powietrzu. Szorstkość powierzchni tej próbki w miejscu bez warstwy niklu oraz w miejscu gdzie nikiel się znajdował wynosiły odpowiednio 9 nm oraz 13 nm (RMS). Wynika to najprawdopodobniej z faktu, że nikiel został napyłony na próbkę UW0676 po kilku latach od jej wytworzenia. Więcej szczegółów na temat przygotowania tej próbki do pomiarów elektrycznych znajduje się w rozdziale 3.



Rysunek 2.2: Schemat rozmieszczenia jonów magnetycznych (zawartość jonów Mn^{2+} : $x = 0,5\%$) w serii próbek UW1498-UW1501. Próbkę UW1498-UW1500 mają jony umieszczone w 1/3 szerokości całej studni, w różnych płaszczyznach. Próbkę UW1501 zawiera jony w całej objętości studni.

Na szczególną uwagę zasługuje seria próbek UW1498-UW1501. Ta seria próbek została specjalnie zaprojektowana do zbadania rozkładu różnych właściwości struktury wzdłuż kierunku prostopadłego do płaszczyzny studni. Domieszka jonów magnetycznych była umieszczona w różnych płaszczyznach wzdłuż osi wzrostu – w pobliżu dolnego i górnego interfejsu (odpowiednio próbki UW1498 i UW1499) oraz w środku studni UW1500, rys. 2.2. W tej serii została także wyhodowana próbka z jonami manganu w całej objętości studni, która była próbką referencyjną – UW1501. Koncentracja jonów manganu była taka sama w przypadku wszystkich próbek w tej serii i wynosiła około 0,5%.

Próbka	podłoże	bufor d_{buf}	% Mg	bariera d_b	% Mg	studnia d_{QW}	% Mn lub Co
UW1883	SI GaAs*	3,375 μm	0	2,4 μm	15,0	10 nm	0,3 Mn^{2+} + 0,09 Co^{2+}
UW1884	SI GaAs*	3,5 μm	0	50 nm	15,0	10 nm	0,3 Mn^{2+} + 0,09 Co^{2+}
UW1890	SI GaAs*	3,5 μm	0	50 nm	15,0	10 nm	0,017 Co^{2+}

Tabela 2.2: Zestawienie próbek zawierających studnie kwantowe $(Cd,Mn,Co)Te/(Cd,Mg)Te$, zawartości magnezu w barierze oraz buforze zostały wyznaczone na podstawie widm odbicia, zawartość kobaltu w próbce UW1890 została wyznaczona na podstawie zmian położenia ekscytynu w widmie odbicia w polu magnetycznym; dla próbek zawierających zarówno jony manganu oraz kobaltu podano ich nominalną zawartość.

Kolejna seria próbek zawierała studnie kwantowe $CdTe/(Cd,Mg)Te$ domieszkowane jonami manganu Mn^{2+} oraz kobaltu Co^{2+} – została przedstawiona w tabeli 2.2. W przypadku próbek UW1883 i UW1884 zawartość jonów manganu w studni była bliska zazwyczaj używanym w badanych w tej pracy zawartościom $\sim 0,3\%$. Zawartość jonów kobaltu

była w nich nominalnie kilkukrotnie niższa. Próbka UW1890 zawierała jony kobaltu, których koncentracja została wyznaczona na 0,017%. Nawet tak niewielki dodatek jonów kobaltu sprawiał, że próbki te nie wykazywały fotoluminescencji w energii związanej ze studnią kwantową. Z tego powodu były badane przy pomocy widm odbicia.

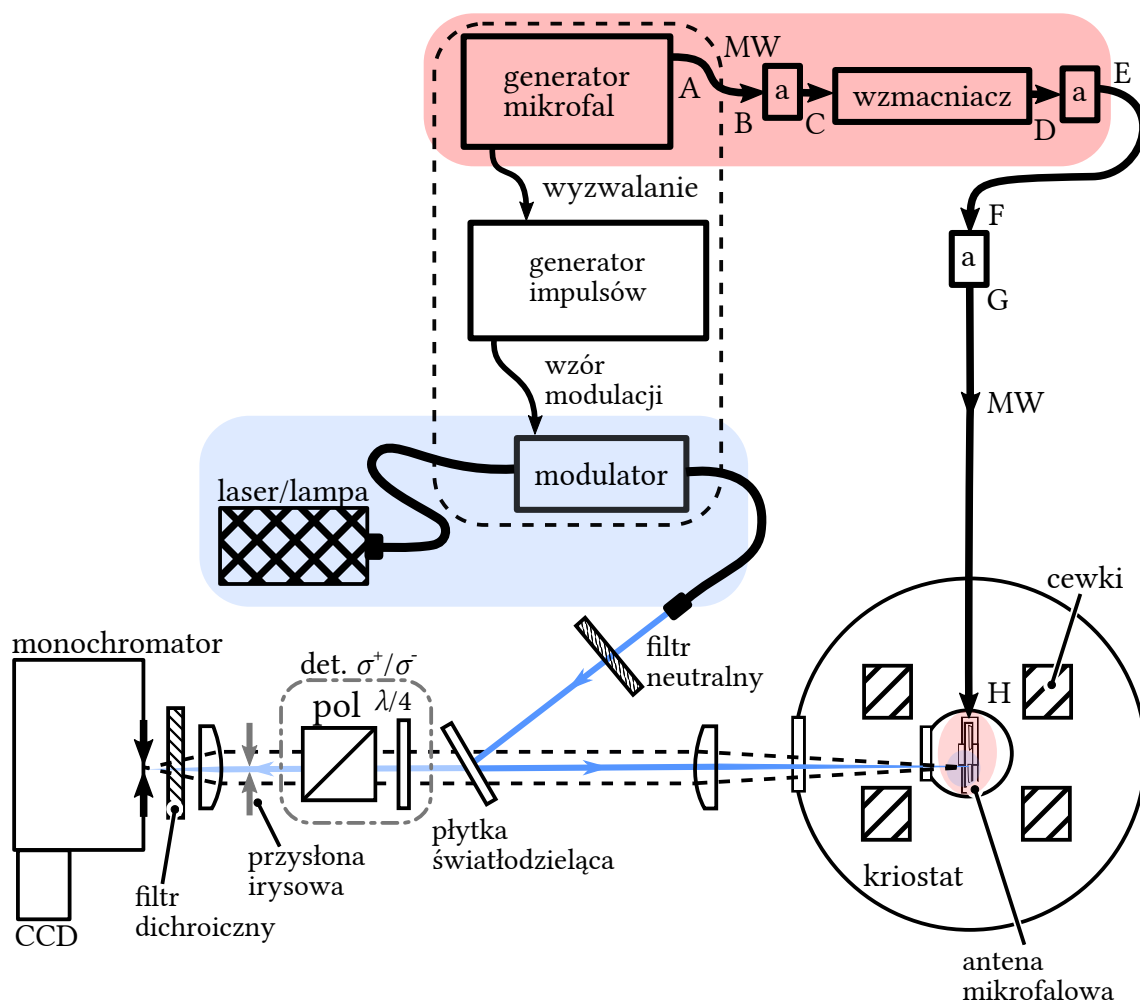
Szczegółowe omówienie właściwości próbek znajduje się w rozdziałach poświęconych poszczególnym eksperymentom przeprowadzonym na danych strukturach.

Rozdział 3

Układy pomiarowe i techniki doświadczalne

Technika optycznie wykrywanego rezonansu paramagnetycznego (ODMR) wykorzystuje magnetospektroskopię optyczną do obserwacji rezonansów paramagnetycznych. Układ doświadczalny pozwalający na pomiar w technice ODMR składa się z dwóch części: części magneto optycznej, która pozwala na uzyskanie informacji o stopniu namagnesowania próbki oraz z części mikrofalowej, która poprzez doprowadzanie promieniowania mikrofalowego do próbki pozwala na zmianę namagnesowania systemu. Uzyskanie silnego sygnału ODMR jest wynikiem poprawnego współdziałania tych dwóch elementów.

W dalszej części tego rozdziału będę używać sformułowania „sygnał ODMR” dlatego też warto wyjaśnić jego znaczenie. Dokładne wyjaśnienie pochodzenia sygnału i podstaw fizycznych jego występowania zostało przedstawione w rozdziale 4. W ogólności technika ODMR polega na obserwacji zmian właściwości magnetycznych próbki poprzez obserwację jej właściwości optycznych. Stąd, za sygnał ODMR możemy uznać dowolną, rezonansową zmianę właściwości optycznych pod wpływem promieniowania mikrofalowego w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. W badaniach przedstawionych w tej pracy najczęściej obserwowaną zmianą spowodowaną wystąpieniem warunków rezonansu jest przesunięcie położenia linii widmowych kompleksów ekscytacyjnych (widocznych w widmach odbicia bądź fotoluminescencji), choć zmiany można zaobserwować również na innych parametrach widma optycznego (na przykład analizując zmiany intensywności linii w widmie fotoluminescencji). W dalszej części pracy „sygnał ODMR” oznacza (jeśli nie zostanie opisane inaczej) różnicę w położeniu linii widmowej w warunkach rezonansu oraz poza warunkami rezonansu – gdy mikrofały są wyłączone albo gdy nadchodzą w innym czasie niż impulsy próbkującego światła, rys. 3.2.1. W niektórych przypadkach dla podkreślenia pewnych zmian po zadziałaniu



Rysunek 3.1: Ogólny schemat układu doświadczalnego z zaznaczonymi dwoma głównymi podukładami: mikrofalowym (czerwony) oraz optycznym (niebieski). Ich współdziałanie jest kluczowe dla pomiarów ODMR.

na próbkę impulsem promieniowania mikrofalowego będzie pokazywany różnicowy sygnał ODMR. Jest to różnica w intensywności widm optycznych w sytuacji bez mikrofal i z mikrofalami. Takie przedstawienie sygnału ODMR jest szczególnie przydatne dla wykupienia efektów na stanach wzbudzonych w studni.

Na rysunku 3.1 zaprezentowano ogólny schemat układu doświadczalnego wykorzystywanego w przedstawionych w pracy badaniach magneto optycznych oraz w technice ODMR. Podstawowe cechy prezentowanego układu są typowe dla analogicznych układów doświadczalnych opisywanych w literaturze [13, 17]. Układ ten został dodatkowo zmodyfikowany, tak aby umożliwić dostarczanie promieniowania laserowego oraz mikrofalowego w trybie impulsowym. W takim przypadku, ważnym elementem spajającym ze sobą podukłady mikrofalowy i optyczny było sterowanie nimi przy pomocy

impulsów elektrycznych. W statycznych pomiarach ODMR modulacja sygnału mikrofalowego i optycznego nie jest w założeniu potrzebna, jednak ma ona pewne zalety, co zostanie szczegółowo opisane w dalszych częściach tego rozdziału. Najważniejszą zaletą modulacji jest możliwość prowadzenia pomiarów czasoworozdzielczych.

Podczas większości pomiarów próbki umieszczone były w kriostacie optycznym Oxford Instruments Spectromag 3/3 vector rotate system model GA 51126, wyposażonym w dwa zestawy cewek nadprzewodzących umożliwiających uzyskanie indukcji pola magnetycznego o wartości do 3 T w wybranym kierunku rozpinanym przez osie własne cewek. System ten dawał możliwość na płynne zmiany kierunku pola magnetycznego. W przypadku części pomiarów, konieczne było użycie wyższych pól magnetycznych, wtedy korzystano z kriostatu optycznego Spectromag 4000 wyposażonego w cewkę nadprzewodzącą o maksymalnym polu 10 T. Większość pomiarów w polu magnetycznym była wykonywana w konfiguracji Faradaya. W niektórych przypadkach wykorzystywano konfigurację Voigta, wtedy jest to zaznaczone.

Próbki zamocowane były na uchwycie wyposażonym w antenę mikrofalową i umieszczone w przestrzeni o kontrolowanej temperaturze i ciśnieniu. Wszystkie pomiary wykonywane były w temperaturze około 1,6 K w kąpeli nadciekłego helu pod obniżonym ciśnieniem. Pełne zanurzenie badanego systemu w nadciekłym helu było niezwykle ważne, ze względu na konieczność szybkiego odprowadzania energii dostarczanej w postaci promieniowania mikrofalowego i laserowego.

3.1 Część optyczna – pomiary fotoluminescencji i odbicia

Obserwacja zachowania widm optycznych w polu magnetycznym pozwala na uzyskanie informacji na temat namagnesowania próbki. W tej pracy prowadzono pomiary fotoluminescencji oraz widma odbicia, które pozwalają na uzyskanie nieco innych informacji na temat badanych układów.

W przypadku pomiarów fotoluminescencji do próbki należy dostarczyć światło pobudzające świecenie studni kwantowej - czyli o długości fali odpowiadającej energii w zakresie powyżej wartości przerwy energetycznej studni (a w większości przypadków również bariery). W tej pracy do pobudzania luminescencji najczęściej używano systemu laserów Omicron- Laserage Laserprodukte GmbH LightHUB-6, który posiada sześć modułów laserowych o różnych długościach fali (415 nm, 457 nm, 488 nm, 515 nm, 561 nm, 647 nm) wprzęgniętych w jeden światłowód. Światło laserowe było następnie odpowiednio modulowane, najczęściej przy pomocy modulatora akustooptycznego, ste-

rowanego przy pomocy sygnału z generatora impulsów. Laser był wprowadzany na oś przy pomocy dichroicznego filtra dolnoprzepustowego lub przy pomocy klinowej płytki światłodzieliącej i skupiany na próbce znajdującej się w kriostacie, przy użyciu soczewki o ogniskowej 30 cm. Wielkość plamki wynosiła ok. 100 μm .

Pochodzący z próbki sygnał fotoluminescencji był zbierany przy pomocy tej samej soczewki, powracał przechodząc przez element światłodzieliący w kierunku monochromatora. Przed monochromatorem znajdował się układ detekcji polaryzacji kołowych składający się z płytki ćwierćfalowej oraz polaryzatora (ustawionego według osi preferowanej monochromatora). W części pomiarów płytka ćwierćfalowa była zmotoryzowana, w innych pomiędzy polaryzatorem a płytką ćwierćfalową znajdowała się zmotoryzowana płytka półfalowa. W obu przypadkach, ustawienie płytek falowych pod odpowiednimi kątami względem polaryzatora i względem siebie pozwalało to na detekcję wybranej polaryzacji kołowej światła. Następnie sygnał fotoluminescencji przechodził przez filtr dolnoprzepustowy, tak aby wyciąć ewentualne pozostałości lasera pobudzającego w wiązkę, i był skupiany soczewką o długości 100 mm na szczelinie monochromatora Acton SP-2750 (75 cm, w przypadku pomiarów z magnesem 3 T) lub Acton SP-2500i (50 cm, w przypadku pomiarów z magnesem 10 T). Oba monochromatory wyposażone były w kamery CCD Andor Newton, chłodzone termoelektrycznie.

W przypadku pomiarów odbicia, do próbki dostarczane jest światło z zakresu widmowego występowania charakterystycznych dla studni struktur ekscytonowych - w przypadku struktur opartych o tellurek kadmu jest to około 760-780 nm. W trakcie pomiarów korzystano z kilku różnych źródeł światła: lampy halogenowej Thorlabs SLS201L/M, standardowej żarówki halogenowej, światłowodowego lasera supercontinuum SuperK Extreme albo diody świecącej 770 nm. Warto zauważyć, że pierwsze dwa źródła światła emitują w szerokim zakresie widmowym, także w zakresie długości fali odpowiadających energii powyżej przerwy energetycznej studni. W związku z tym mogą one pobudzać luminescencję studni, co nie jest pożądanym efektem. Dodatkowo, co będzie przedmiotem dalszych rozdziałów, podświetlanie studni w szczególności światłem odpowiadającym energii powyżej energii przerwy bariery może powodować zmiany koncentracji gazu nośników znajdującego się w studni, co także, jeśli nie jest odpowiednio kontrolowane, nie jest efektem pożądanym. Aby wyeliminować te niepożądane efekty światło używane do pomiarów widma odbicia było filtrowane, kilkoma filtrami dolnoprzepustowymi, tak aby maksymalnie ograniczyć intensywność światła spoza badanego zakresu. Podobnie jak w przypadku pobudzania luminescencji, światło do pomiarów odbicia było modulowane. Najczęściej przy użyciu modulatora akustooptycznego. Warto zauważyć, że ze względu na zasadę działania, układ z modulatorem działał na przepuszczane przez niego światło jak filtr typu pasmowoprzepustowego o szerokości pasma około 30-40 nm,

którego położenie można zmieniać wycinając aperturą interesujący fragment widma.

W przypadku gdy używano światła z oświetlacza Thorlabs bądź lasera supercontinuum, źródła te były już sprzężone do światłowodu dając po wyjściu z niego równoległą, jednorodną wiązkę. Gdy jako źródła światła używano diody bądź lampy halogenowej ważne było przekierowanie światła tak, aby móc taką jednorodną, równoległą wiązkę uzyskać. Używano do tego prostego układu składającego się z dwóch soczewek i przysłony irysowej (albo pinhole) umieszczonej pomiędzy nimi. Pierwsza soczewka była ustawiona, aby obraz włókna żarówki (albo diody świecącej) powstawał w płaszczyźnie w której umieszczona była przysłona. Zastosowanie przysłony pozwala na wybranie jednorodnego fragmentu obrazu źródła światła. Światło wybranego fragmentu było następnie kolimowane do wiązki równoległej przy użyciu drugiej soczewki i następnie używane dalej do pomiarów widma odbicia.

Światło było wprowadzane na oś małym lusterkim bądź klinową płytką światłodziącą i prowadzone w kierunku kriostatu, a następnie skupiane na próbce, podobnie jak przy pomiarach luminescencji. Światło odbite od próbki kierowane było w kierunku układu detekcji, przechodząc przez polaryzator i płytkę falową w celu detekcji polaryzacji kołowej był następnie skupiane na szczeliny monochromatora.

W idealnym przypadku, gdy próbka byłaby prostopadła do osi optycznej wiązka odbita wracałaby tą samą drogą co padająca. Należy jednak wziąć pod uwagę, że w rzeczywistości zależy to w dużym stopniu od mocowania próbki w kriostacie. O ile ewentualne skrzywienia w kierunku w płaszczyźnie poziomej (równoległej do stołu optycznego) można skorygować obracając próbkę z całym uchwytem, to odchylenia w kierunku pionowym stają się bardziej kłopotliwe. W takiej sytuacji ważne jest używanie elementów optycznych o dość dużej aperturze.

Fakt, że wiązka odbita wraca w ściśle określonym kierunku w przeciwieństwie do luminescencji, która jest emitowana we wszystkich kierunkach, pozwala na przestrzenne odseparowanie w detekcji tych dwóch rodzajów sygnału optycznego. Można to zrobić wstawiając przysłonę przed soczewką skupiającą sygnał na szczeliny monochromatora, wycinając większość zebranej luminescencji bez utraty sygnału odbicia.

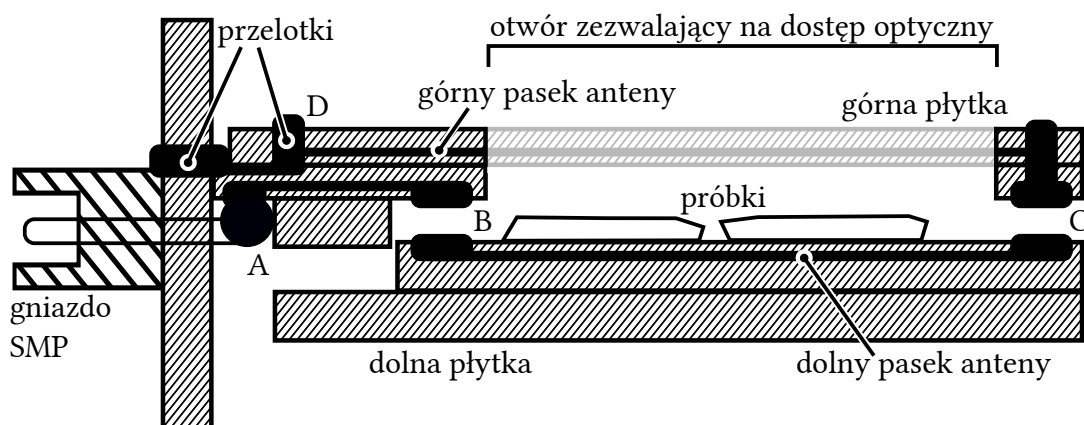
Część pomiarów odbicia była wykonywana przy obecności dodatkowego podświetlenia, co wpływało na koncentrację nośników w próbce a tym samym zmieniało widmo optyczne. Takie podświetlenie realizowano ustawiając niebieską diodę świecącą przed wejściem do kriostatu, możliwie blisko osi optycznej. Prąd diody był kontrolowany do zmienienia warunków podświetlenia. Światło diody, mimo że znajdowała się ona przed soczewką skupiającą wiązkę na próbce w ogólności nie było na próbce skupione i nie wzbudzało widocznej fotoluminescencji (niska powierzchniowa gęstość mocy).

3.2 Część mikrofalowa

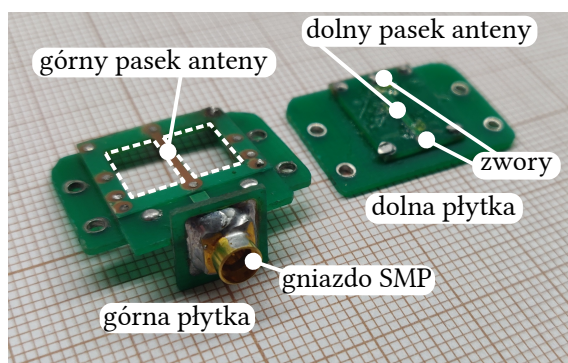
Ta część układu odpowiada za doprowadzenie do próbki promieniowania mikrofalowego o amplitudzie wystarczająco silnej, aby wywołać zmianę namagnesowania, którą chcemy obserwować w widmie optycznym. Na rysunku 3.1 przedstawiono schemat układu doświadczalnego z zaznaczonym podukładem mikrofalowym. Najważniejszym elementem tej części jest generator mikrofalowy - Agilent RF E8257D, produkujący promieniowanie mikrofalowe o zadanej częstotliwości i amplitudzie. Promieniowanie było wyprawiane z generatora przy pomocy kabli i przez wzmacniacz mikrofalowy dostarczane do anteny umieszczonej w kriostacie. Podczas pomiarów używano różnych wzmacniaczy, w zależności od tego w jakim zakresie częstotliwości prowadzono pomiary: HD Communications HD26034 (12-18 GHz), SHF Communication SHF816 (17-27 GHz), RF-Lambda INC., RAMP42G47GA (42-47 GHz). Pomiędzy generatorem a wzmacniaczem oraz pomiędzy wzmacniaczem a trzciną (A-B oraz E-F) sygnał był prowadzony kablami elastycznymi MegaPhase VN50-2122. W zależności od konkretnego ustawienia układu używano różnej konfiguracji długości kabli, najczęściej kabla o długości 60 cali na odcinku A-B oraz 40-calowego kabla na odcinku E-F. W ogólności złącza na końcach kabli nie były kompatybilne ze złączami używanych wzmacniaczy, dlatego aby je do siebie podłączyć używano odpowiednich adapterów (zaznaczone na rysunku literą „a”). Na odcinku G-H używany był półsztywny kabel Coax co. ltd SC-219/50-SB-SB o długości 1,5 m. Na jego końcu była bezpośrednio przylutowana antena mikrofalowa lub w późniejszej fazie wtyczka SMP, która pozwalała na montaż i demontaż anteny bez konieczności pracochłonnego lutowania.

Kolejnym, bardzo ważnym elementem podukładu mikrofalowego jest antena mikrofalowa, która umożliwia promieniowaniu elektromagnetycznemu opuszczenie kabla mikrofalowego i odpowiednio je kształtuje. Użyty termin „antena” nie oznacza, że ważna w tym przypadku jest emisja w dalekim polu. Jedynym zadaniem wykorzystywanej anteny jest maksymalizacja natężenia pola mikrofalowego w punkcie, w którym umieszczona jest próbka. Antena będąca elementem uchwytu na próbkę, która była używana w przedstawionych w tej pracy eksperymentach została zaprojektowana przez mgr Aleksandra Boguckiego oraz dr Mateusza Gorycę specjalnie na potrzeby eksperymentów w technice ODMR [18].

Na rysunku 3.2 zaprezentowano schemat jednej z ostatecznych wersji używanej w eksperymentach anteny mikrofalowej. Ta wersja anteny została wykonana z wykorzystaniem płytek drukowanych wykonanych na zamówienie przez zewnętrzną firmę, co pozwoliło na optymalizację parametrów tego elementu. W najnowszej wersji uchwyt z anteną składa się z dwóch części – górnej, złożonej z kilku płytek drukowanych połą-



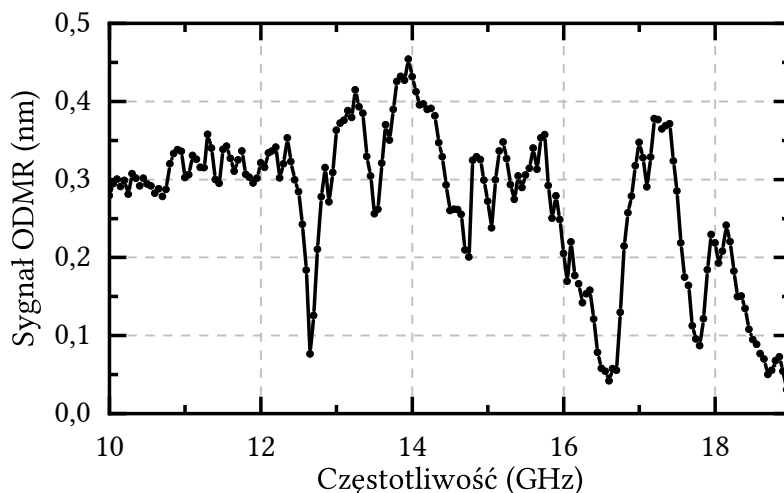
Rysunek 3.2: Schemat uchwyty na próbki zaopatrzonego w antenę mikrofalową, przekrój boczny. Prąd płynie od gorącego przewodu kabla mikrofalowego (przez gniazdo SMP), przez pasek miedzi od A do B, następnie przez zworę w punkcie B, wzdłuż dolnego paska anteny do zwory C. Przez górny pasek anteny i przelotki w punktach D i E powraca do płaszcza kabla mikrofalowego. Dostęp optyczny do próbek jest zapewniony przez otwory umieszczone w górnej części uchwyty (wyszarzenie).



Rysunek 3.3: Zdjęcie dwóch płytek składających się na antenę mikrofalową z zaznaczonymi najważniejszymi elementami. Przerywaną linią zaznaczono obszar otworów pozwalających na dostęp optyczny do próbek.

czonych zlutowanymi przelotkami i zaopatrzonej we gniazdo SMP oraz z części dolnej, do której przyklejane są próbki, rys. 3.3. Co do zasady wszystkie używane wersje anteny działały w ten sam sposób. Promieniowanie mikrofalowe jest wprowadzane przez rdzeń kabla mikrofalowego (lub gniazdo SMP) w punkcie A. Gdy uchwyt jest zamknięty obie części są zwarte w punktach B i C, co zamyka pętlę z prądem. Dla częstotliwości z zakresu mikrofalowego taka antena jest linią transmisyjną (linią długą), w której powstaje fala stojąca.

Całość układu mikrofalowego ma wiele elementów, których nie można przybliżyć elementami idealnymi ze względu na wysokie częstotliwości używanych mikrofal. Stąd, wzór interferencyjny fali elektromagnetycznej zależy od sposobu złożenia anteny oraz połączeń pomiędzy generatorem a anteną (długość kabli pomiędzy kolejnymi konektorami). Jako, że przy każdym kolejnym złożeniu układu mikrofalowego zmienia on nie-



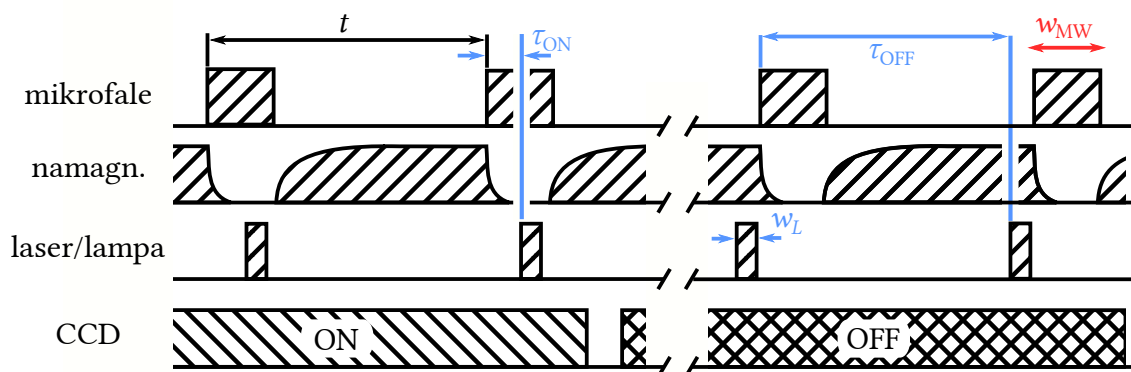
Rysunek 3.4: Odpowiedź układu, mierzona jako sygnał ODMR dla różnych częstotliwości promieniowania mikrofalowego.

znacznie swoje właściwości, dlatego rozpoczynając każdą kolejną sesję pomiarową konieczne było wyznaczenie optymalnych częstotliwości dla dalszych pomiarów. Na wykresie 3.4 zaprezentowano sygnał ODMR zmierzony na próbce referencyjnej dla szeregu różnych częstotliwości promieniowania mikrofalowego. Tego typu charakteryzacja układu pozwalała na znalezienie optymalnych częstotliwości, dających duży sygnał ODMR.

3.2.1 Sekwencje pomiarowe

Jak było to już wcześniej wspomniane w przypadku statycznych pomiarów ODMR, czyli takich, w których nie mierzymy zależności czasowych, nie jest konieczne korzystanie z impulsowego pobudzania. Jednak, warto zauważyć, że odpowiednie wykorzystanie impulsów może znacząco poprawić jakość otrzymywanego sygnału.

W zewnętrznym polu magnetycznym układ zlokalizowanych spinów związanych z jonami magnetycznymi orientuje się wzdłuż pola, wpływa to na sygnał optyczny. Po zadziałaniu na system jonów impulsem mikrofalowym o rezonansowej do przejść pomiędzy poszczególnymi stanami jonów magnetycznych częstotliwości następuje absorpcja promieniowania. W wyniku tej absorpcji temperatura systemu jonów wzrasta a ich spiny przestają być zorientowane wzdłuż kierunku przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. W zależności od mocy i czasu trwania impulsu różna część jonów obecnych w próbce ulega zdeorientowaniu, co wpływa na głębokość obserwowanego sygnału ODMR. W eksperymentach NMR często wykorzystywane są tzw. impulsy π , które odwracają spiny na przeciwnie. W przypadku przedstawionych w tej pracy eksperymentów ODMR dostępne natężenia promieniowania mikrofalowego są zbyt małe aby



Rysunek 3.5: Schemat impulsów wykorzystywanych we pomiarach sygnału ODMR. Impuls mikrofalowy powoduje zmniejszenie średniego namagnesowania systemu jonów magnetycznych. Układ ten po pewnym charakterystycznym czasie wraca do stanu sprzed działania promieniowania mikrofalowego. Odpowiednio opóźniony impuls światła pozwala na próbkowanie stanu układu w momencie kiedy zmiana namagnesowania jest największa (stan "ON opóźnienie τ_{ON} ") oraz gdy namagnesowanie jest największe, tuż przed kolejnym impulsem mikrofalowym (stan "OFF opóźnienie τ_{OFF} "). Pomiar widm optycznych na kamerze CCD obejmuje wiele cykli impulsów.

osiągnąć reżim koherentny. W związku z tym maksymalny sygnał ODMR można obserwować gdy jony zostają pod wpływem mikrofal całkowicie zdeorientowane – a średni spin jest równy temu w zerowym polu magnetycznym. Po wyłączeniu promieniowania mikrofalowego lub po zakończeniu trwania impulsu mikrofalowego układ zaczyna wracać do sytuacji zorientowanej, sprzed jego działania. Proces ten odbywa się z określoną dynamiką, którą możemy badać próbując system optycznie w różnych momentach po działaniu impulsu mikrofalowego. Po pewnym czasie system jonów obecnych w próbce jest ponownie zorientowany wzdłuż przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego, jak to miało miejsce przed działaniem promieniowania mikrofalowego.

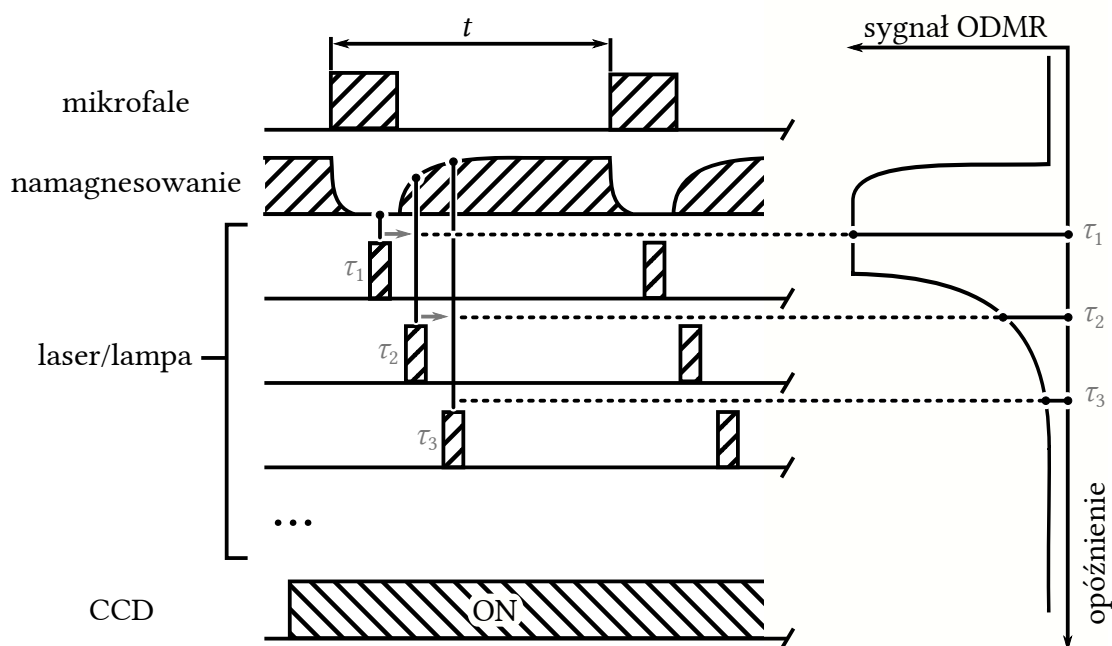
W przypadku badania zależności sygnału ODMR od wartości pola magnetycznego najprostszy pomiar polega na doprowadzeniu promieniowania mikrofalowego w trybie ciągłym do próbki i pomiarze zależności widma optycznego od wartości przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. Referencją w przypadku takich pomiarów są pomiary widma przy nieobecności promieniowania mikrofalowego. Jednakże, dokładny pomiar w zależności od pola magnetycznego trwa długo, więc po wykonaniu pomiarów przy obecności promieniowania mikrofalowego (tryb „ON”), a następnie przy jego braku (tryb „OFF”) układ można znaleźć w innym stanie. Aby możliwie zbliżyć w czasie momenty pomiarów „ON” i „OFF” mogą następować one po sobie dla każdej wartości pola magnetycznego. Należy jednak zauważyć, że dostarczane do układu promieniowanie mikrofalowe podgrzewa układ zarówno rezonansowo, jak i nierezonansowo,

a sytuacja w której promieniowanie mikrofalowe jest dostarczane znacząco różni się lokalną temperaturą od sytuacji w której mikrofal w układzie nie ma - trudno jest je do siebie odnosić. Doświadczenie pokazuje, że włączenie promieniowania mikrofalowego w trybie ciągłym, może zwiększyć temperaturę mierzoną przez kontroler temperatury znajdujący się poniżej anteny w przestrzeni próbki, o kilka kelwinów. Tuż przy próbce te zmiany mogą być większe. W półmagnetycznych studniach kwantowych, takich jak te, będące przedmiotem przedstawionych w pracy badań, zmiana temperatury próbki znacząco wpływa na magnesowanie.

Aby możliwie wyeliminować niepewność dotyczącą stanu układu, fluktuacje temperatury oraz zbliżyć do siebie momenty pomiarów właściwego sygnału i poziomu referencyjnego we wszystkich badaniach w technice ODMR korzystano z pobudzania impulsowego. Do próbki impulsowo było dostarczane zarówno promieniowaniem mikrofalowe jak i światło do pomiarów optycznych. Na rysunku 3.5 przedstawiono podstawowy schemat sekwencji pomiarowej. Promieniowanie mikrofalowe dostarczano do próbki w postaci szeregu impulsów o szerokości w_{MW} , w odstępach t . W takich samych odstępach dostarczano impulsy lasera (lub światła do odbicia), o szerokości w_L . Impuls mikrofalowy wzbudza rezonansowo jony manganu, zmniejszając tym samym namagnesowanie próbki. Sterując opóźnieniem τ pomiędzy sekwencją impulsów mikrofalowych i światła można dokonywać pomiaru widma optycznego w sytuacji gdy impulsy się przekrywają, a namagnesowanie jest obniżone ($\tau = \tau_{ON}$) oraz próbować namagnesowanie w momencie gdy wróciło ono już do stanu sprzed impulsu mikrofalowego ($\tau = \tau_{OFF}$). W ten sposób średnia moc promieniowania dostarczanego do próbki jest stała, a sygnał „OFF” staje się dobrym poziomem odniesienia. Ważnym aspektem jest poprawne dobranie czasów trwania impulsów i ich separacji. Okres t musi być odpowiednio długi, tak aby namagnesowanie, po działaniu impulsu mikrofalowego, zdążyło zrelaksować. Jako, że ten czas relaksacji wynosi 1-2 ms (co zostanie dokładniej przedstawione w dalszych częściach pracy), czas t zazwyczaj wynosił kilka-kilkanaście milisekund. Szerokość impulsów mikrofalowych w_{MW} wynosiła 2-6 ms, w zależności od typu pomiaru, co dawało wypełnienie mikrofalami 10-50 %. Ważne było aby system jonów zdążył się zdezorientować (dla dobrego sygnału „ON”) a potem zrelaksować (dla dobrego sygnału „OFF”). Czas trwania impulsów światła w_L był zazwyczaj krótszy niż czas trwania impulsów mikrofalowych, tak aby przekrywać tylko ten moment, w którym namagnesowanie jest najmniejsze lub największe. Wynosił on od kilkudziesięciu mikrosekund do kilku milisekund. Czas zbierania widm optycznych przez kamerę CCD był rzędu wielkości dłuższy od czasów charakterystycznych poszczególnych sekwencji, tak aby obejmować ich wiele.

3.2.2 Czasoworozdzielczy pomiar ODMR

Korzystając z wyżej przedstawionych sekwencji impulsów można łatwo przejść do pomiarów czasoworozdzielczych. Wtedy należy zmieniać opóźnienie pomiędzy impulsem mikrofalowym a impulsem światła, tak aby próbować zmieniające się namagnesowanie układu. Na rysunku 3.6 przedstawiono schemat pomiaru czasoworozdzielczego. Czas trwania impulsów światła określa w tym przypadku rozdzielczość pomiaru czasu, dlatego też, w przypadku pomiarów czasoworozdzielczych używano wąskich impulsów o czasach trwania w_L poniżej 100 μs .

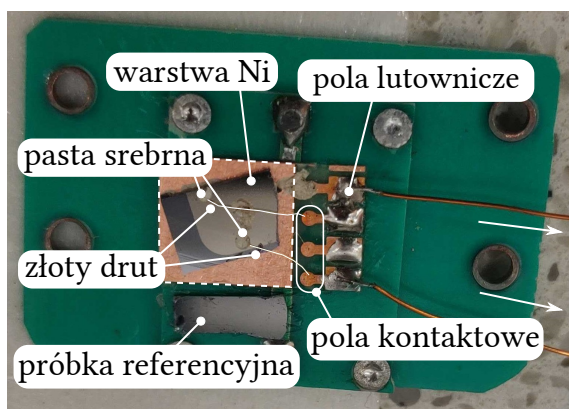


Rysunek 3.6: Schemat impulsów w trybie "ON" wykorzystywany podczas pomiarów czasoworozdzielczych. Zmiana opóźnienia pomiędzy impulsem mikrofalowym oraz światła pozwala na próbkowanie sygnału w czasie. Pomiar widm referencyjnych (w trybie "OFF") odbywał się tak jak to pokazano na 3.5, przy opóźnieniu impulsu laserowego o τ_{OFF} .

Średnia moc promieniowania laserowego przy badaniach fotoluminescencji powinna być dostatecznie mała, tak aby nie niszczyć namagnesowania systemu jonów podgrzewając go nierezonansowo. Jednocześnie należy pamiętać, że dla zbyt silnej mocy pobudzenia duża liczba wytworzonych fotonosników może prowadzić do zmiany równowagi ładunkowej i wpływać na dynamikę procesów relaksacji spinowej. Dobór optymalnej mocy pobudzenia był przeprowadzany według ściśle określonego schematu. Dokonywano pomiaru widma luminescencji dla pewnego pola magnetycznego przy bardzo małej mocy pobudzenia i długiego czasu naświetlania. Następnie zwiększano moc la-

sera mierząc widma przy krótszym czasie naświetlania, stale porównując z zapisanym widmem otrzymanym przy małej mocy. Powyżej pewnej mocy progowej otrzymywane widma zaczynały różnić się od widma referencyjnego, kształtem bądź położeniem. Do dalszych pomiarów wybierana była moc nieco mniejsza od wyznaczonej w ten sposób mocy progowej. W przedstawionych pomiarach moc progowa była rzędu kilku mikrowatów przy wielkości plamki lasera rzędu 100-200 μm . Przy pomiarach odbicia ten problem zazwyczaj nie występuje gdyż gęstość mocy światła jest znacznie mniejsza.

3.3 Sterowanie bramkowanych struktur



Rysunek 3.7: Zdjęcie przedstawiające podstawkę z próbką UW0676+Ni z zaznaczonymi najważniejszymi elementami. Na powierzchni próbki widoczna jest warstwa niklu. Przewody emaliowane zaznaczone strzałkami są wyprowadzane na zewnątrz kriostatu.

Na rysunku 3.7 przedstawiono próbkę elektryczną wraz z podstawką, która pozwalała na podłączenia elektryczne.

Opory poprzeczne pomiędzy bramką górną i dolną wynosiły ok. 13 M Ω w temperaturze pokojowej i 49 M Ω w temperaturze 150 K. Opór pomiędzy dwoma podłączeniami do górnej bramki (w warstwie niklu) wynosił odpowiednio 26 Ω i 21 Ω .

Pomiary elektryczne charakterystyk prądowo-napięciowych wykonywano przy pomocy źródła mierzącego Keithley 2450 w trybie zadawania stałego napięcia. W pomiarach zapobiegawczo nie przekraczano prądu 2 μA , aby nie zniszczyć próbki. Widmo optyczne próbki było bardzo wrażliwe na nawet niewielkie zmiany prądu płynącego

Próbka została zamontowana przy pomocy pasty srebrnej do cienkiej podstawki z polem pokrytym warstwą miedzi. Pole to wykorzystano do wykonania podłączenia elektrycznego do podłoża, było także podstawką która pozwalała na połączenie przy pomocy bondera złotych drucików, tak aby miały one kontakt z polami lutowniczymi. Za wykonanie kontaktów przy pomocy bondera chciałabym podziękować dr. Michałowi Grzybowskiemu. Podłączenia do warstwy niklu zostały wykonane pastą srebrną. W ten sposób wytworzono strukturę diody Schottky'ego zawierającej studnię kwantową z jonami magnetycznymi. Warstwa niklu tworzyła górną bramkę struktury, natomiast przewodzące podłoże dolną. Na

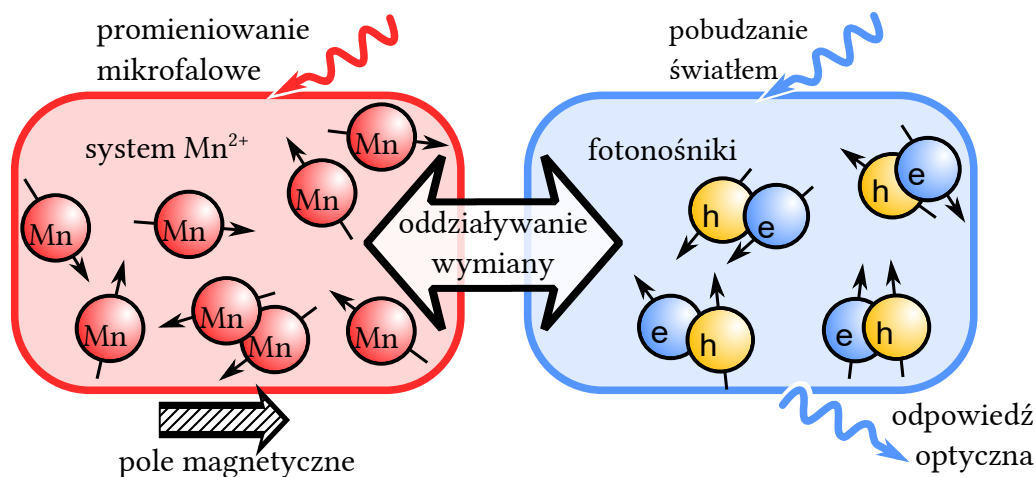
przez strukturę, a źródło mierzące w takim prostym układzie nie było w stanie go stabilizować. Z tego powodu pomiary ODMR w zależności od napięcia bramki były przeprowadzane przy zasilaniu baterią w układzie z potencjometrem, aby móc zmieniać napięcie przyłożone do próbki w zakresie 0-3 V.

Rozdział 4

Półmagnetyczne studnie kwantowe w polu magnetycznym

Studnie II-VI z jonami magnetycznymi są doskonałą platformą do badania oddziaływań pomiędzy zlokalizowanymi momentami magnetycznymi oraz nośnikami w systemach o niskiej wymiarowości. Jon Mn^{2+} w sieci CdTe jest domieszką izoelektronową – nie dostarcza dodatkowych nośników do systemu. W takiej sytuacji wprowadzanie jonów Mn^{2+} daje możliwości nadania strukturze właściwości magnetycznych niezależnie od zmian koncentracji nośników, które mogą być wprowadzane dodatkowo, innymi metodami. Nośniki prądu mogą wpływać na jony magnetyczne na różne sposoby - mogą na przykład zmieniać dynamikę spinu jonu magnetycznego [4, 5, 6]. Dzięki bogatej fizyce tego systemu, wpływ nośników na jony magnetyczne do tej pory znalazł już duże zainteresowanie [19, 20, 21, 4, 22, 5, 23]. Jednocześnie nadal niektóre obszary tego tematu zostały nieodkryte. Oddziaływania pomiędzy dwoma podsystemami spinowymi - nośników oraz zlokalizowanych jonów magnetycznych w reżimie rozcieńczonym (ang. *diluted magnetic semiconductor* – DMS) było badane w różnych reżimach koncentracji nośników, przede wszystkim w przypadkach granicznych. Jednakże reżimy pośrednie gęstości nośników nadal są wyzwaniem ze względu na potrzebę podejścia do tych badań w sposób lokalny.

W tego rodzaju strukturze mamy do czynienia z dwoma głównymi systemami, których oddziaływanie możemy badać - system zlokalizowanych momentów magnetycznych związanych z jonami magnetycznymi, które zostały umieszczone w strukturze w sposób intencjonalny oraz system nośników ładunku, w szczególności fotonosników, pobudzanych optycznie i wiążących się w kompleksy ekscytonowe. To w jaki sposób systemy te oddziałują ze sobą, jak można na nie wpływać i je badać będzie przedmiotem tego rozdziału.



Rysunek 4.1: Schemat oddziaływań wykorzystywanych w technice optycznie wykrywanego rezonansu paramagnetycznego (ODMR). W próbce mamy do czynienia z dwoma podsystemami - systemem spinów (w naszym przypadku są to jony Mn^{2+}) oraz systemem nośników wzbudzanych optycznie. System jonów znajduje się w stałym polu magnetycznym, co skutkuje powstaniem wypadkowego namagnesowania, które zmienia się pod wpływem promieniowania mikrofalowego w warunkach rezonansu. Poprzez oddziaływanie wymiany zmiany namagnesowania są widoczne jako zmiany właściwości optycznych próbki. Rysunek został wykonany na podstawie [24].

4.1 Gigantyczny efekt Zeemana

W przypadku badanych w tej pracy półmagnetycznych studni kwantowych, najważniejszym oddziaływaniem, z którym mamy do czynienia jest oddziaływanie wymiany wiążące spinowo zorientowaną w zewnętrznym polu magnetycznym podsić jonów magnetycznych z nośnikami ładunku, które generowane są pod wpływem oddziaływania materiału ze światłem. Oddziaływanie to, które w przypadku materiału $Cd_{1-x}Mn_xTe$ jest wyjątkowo silne, gwarantuje możliwość obserwacji zmian właściwości magnetycznych poprzez badanie właściwości optycznych próbki. Czułość właściwości optycznych na właściwości magnetyczne jest kluczowe w technice ODMR.

Zacznijmy rozważania od przypadku kryształów objętościowych o strukturze blendy cynkowej – czyli takiej w jakiej występuje w naszych próbkach $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Wyprowadzenia w tym rozdziale są głównie oparte o informacje zawarte w książce [25]

Wielkością makroskopową charakteryzującą układ magnetyczny jest jego namagnesowanie M w zewnętrznym polu magnetycznym B . Dla kryształu mieszanego $Cd_{1-x}Mn_xTe$ wielkość ta jest proporcjonalna do średniej termodynamicznej spinu $\langle S \rangle$ po wszystkich jonach magnetycznych. W przypadku gdy pole magnetyczne jest przyłożone wzdłuż osi

z namagnesowanie:

$$M(x, B, T) = -N_0 g_{\text{Mn}} \mu_B x \langle S_z \rangle \quad (4.1)$$

gdzie N_0 - liczba węzłów sieciowych, g_{Mn} - g -czynniki Landego dla jonów manganu, a średni spin $\langle S_z \rangle$ jest funkcją pola magnetycznego B oraz temperatury T , x oznacza koncentrację manganu w kryształcie mieszanym.

W granicy silnego rozcieńczenia spiny jonów manganu są izolowane. Wtedy wartość średnią rzutu spinu na oś z możemy wyrazić jako:

$$\langle S_z \rangle = -SB_S \left(\frac{g_{\text{Mn}} \mu_B SB}{k_B T} \right) \quad (4.2)$$

gdzie S oznacza całkowitą wartość spinu. Funkcja $B_s(y)$ jest funkcją Brillouina:

$$B_s(y) = \frac{2S+1}{2S} \text{ctgh} \left(\frac{2S+1}{2S} y \right) - \frac{1}{2S} \text{ctgh} \left(\frac{1}{2S} y \right), \quad (4.3)$$

w której dokonano podstawienia $y = \frac{g_{\text{Mn}} \mu_B SB}{k_B T}$. Ostatecznie namagnesowanie izolowanych jonów Mn^{2+} można zapisać jako:

$$M(x, B, T) = N_0 g_{\text{Mn}} \mu_B x S B_{5/2} \left(\frac{g_{\text{Mn}} \mu_B SB}{k_B T} \right) \quad (4.4)$$

gdzie $x N_0 g_{\text{Mn}} \mu_B S$ jest namagnesowaniem w polu nasycenia, czyli w sytuacji gdy wszystkie spiny są jednakowo zorientowane.

Dla wyższych zawartości manganu w kryształcie mieszanym zyskuje na znaczeniu oddziaływanie wymiany d-d pomiędzy jonami magnetycznymi i nie można już traktować spinów Mn^{2+} jako spinów izolowanych. Oddziaływanie wymienne modyfikuje znacząco wartość średnią spinu $\langle S_z \rangle$. W przypadku $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ zarówno dla najbliższych sąsiadów (NN) jak i następnych najbliższych sąsiadów (NNN) całki wymiany są ujemne. Jako, że energia oddziaływania szybko maleje wraz z odległością, oddziaływania z dalszymi sąsiadami można pominąć. Oddziaływanie d-d ma więc charakter antyferromagnetyczny, co prowadzi do redukcji średniego spinu. Ostatecznie struktura poziomów energetycznych kompleksów jonów magnetycznych oddziałujących poprzez oddziaływanie wymiany d-d jest zupełnie różna od struktury energetycznej izolowanych jonów. W związku z tym, w sytuacji gdy mamy do czynienia z oddziaływaniem pomiędzy jonami namagnesowanie całego układu nie może być opisane przy pomocy funkcji Brillouina. Wtedy namagnesowanie jest najczęściej opisywane przy pomocy zmodyfikowanej funkcji Brillouina, [25]:

$$M(x, B, T) = N_0 g_{\text{Mn}} \mu_B x S_{\text{eff}} B_{5/2} \left(\frac{g_{\text{Mn}} \mu_B SB}{k_B (T + T_0)} \right). \quad (4.5)$$

$S_{\text{eff}} = \sum_i P_i(x) S_i$ gdzie $P_i(x)$ to prawdopodobieństwo znalezienia jonu Mn^{2+} w kompleksie i -tego rodzaju ($i = 1$ – jony izolowane $P_1(x) = (1-x)^{12}$, $i = 2$ – pary $P_2(x) = 12x(1-x)^{18}$ itd.), a S_i to wartość spinu w nasyceniu ($S_1 = S$, $S_2 = 0 \dots$).

Zamiast efektywnego spinu S_{eff} zamiennie stosuje się efektywny skład x_{eff} , oba parametry są związane zależnością:

$$x S_{\text{eff}}(x) = \frac{5}{2} x_{\text{eff}}(x) \quad (4.6)$$

$N_0 g_{\text{Mn}} \mu_B x S_{\text{eff}}$ oraz $N_0 g_{\text{Mn}} \mu_B x_{\text{eff}} S$ jest wartością namagnesowania w nasyceniu. Skład efektywny determinuje wartość namagnesowania nasycenia i może być traktowany jako skład hipotetycznego stopu, w którym brak jest oddziaływań d-d a którego własności w nasyceniu odpowiadają stopowi o rzeczywistej zawartości manganu x .

Jedną z kluczowych zalet półmagnetycznych kryształów mieszanych jest duża zależność ich właściwości optycznych od właściwości magnetycznych – stąd możemy w nich obserwować takie zjawiska jak gigantyczny efekt Faradaya czy gigantyczny efekt Zeemana. Źródłem tych zjawisk jest oddziaływanie wymienne między elektronami z powłoki d metalu przejściowego a elektronami pasma walencyjnego (tworzonego z orbitali p-typu) oraz pasma przewodnictwa (orbitale typu s) – stąd nazwa oddziaływania sp-d. Oddziaływanie to jest opisane heisenbergowskim hamiltonianem wymiany:

$$H_{\text{sp-d}} = \sum_n J_{\text{sp-d}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{S}_n \cdot \mathbf{s}, \quad (4.7)$$

gdzie $J_{\text{sp-d}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ jest całką wymiany zależącą od położenia elektronu $\mathbf{r}$ o spinie $\mathbf{s}$ oraz $\mathbf{R}_n$ n-tego w sieci jonu Mn^{2+} o spinie $\mathbf{S}_n$. Jako, że kryształ mieszany ma charakter nieuporządkowany, tj. jony magnetyczne w sieci krystalicznej są w rozmieszczone w sposób przypadkowy powyższy hamiltonian nie posiada symetrii translacyjnej. W celu uproszczenia tego problemu można skorzystać z dwóch przybliżeń: przybliżenia pola średniego i przybliżenia kryształu wirtualnego. Oba przybliżenia wynikają z obserwacji, że stany pasmowe są rozciągle przestrzennie. Przybliżenie pola średniego polega na uznaniu, że pojedynczy elektron oddziałuje z wieloma jonami magnetycznymi jednocześnie, dzięki temu spin $\mathbf{S}_n$ n-tego jonu magnetycznego można zastąpić średnią termodynamiczną spinu $\langle \mathbf{S} \rangle$. Przy założeniu, że nasz paramagnetyk znajduje się w zewnętrznym polu magnetycznym w kierunku osi $\langle \mathbf{S} \rangle = (0, 0, \langle S_z \rangle)$.

Przybliżenie kryształu wirtualnego polega na przypisaniu każdemu kationowemu węzłowi sieci ułamek spinu jonu magnetycznego odpowiadającego zawartości jonu w kryształ mieszany. W ten sposób można zamienić sumowanie po węzłach sieci, w których umieszczone są jony Mn^{2+} na sumowanie po wszystkich węzłach kationowych z wagą x równą zawartości Mn^{2+} w kryształ mieszany $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Ostatecznie

hamiltonian oddziaływania wymiennego jonów magnetycznych z nośnikami ładunku 4.7 można zapisać w postaci:

$$H_{\text{sp-d}} = s_z \langle S_z \rangle x \sum_i J_{\text{sp-d}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i), \quad (4.8)$$

indeks i przebiega wszystkie węzły sieci kationowej.

Baza funkcji własnych tego hamiltonianu składa się z funkcji $|J, J_z\rangle$ o określonym momencie pędu J i rzucie momentu pędu na kierunek pola magnetycznego $z - J_z$. Wektory bazy dla pasma przewodnictwa (Γ_6):

$$\begin{aligned} \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle &= S \uparrow \\ \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle &= S \downarrow \end{aligned} \quad (4.9)$$

Dla pasma walencyjnego (Γ_8):

$$\begin{aligned} \left| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY) \uparrow \\ \left| \frac{3}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle &= \frac{i}{\sqrt{6}}((X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow) \\ \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}((X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow) \\ \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}}(X - iY) \downarrow \end{aligned} \quad (4.10)$$

Dla stanów z centrum strefy Brillouina elementy macierzowe dla pasma przewodnictwa Γ_6 postać:

$$\langle \psi_{\Gamma_6} | H_{\text{sp-d}} | \psi_{\Gamma_6} \rangle = \begin{bmatrix} 3A & 0 \\ 0 & -3A \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

natomiast dla pasma walencyjnego Γ_8 :

$$\langle \psi_{\Gamma_8} | H_{\text{sp-d}} | \psi_{\Gamma_8} \rangle = \begin{bmatrix} 3B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3B \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Konsekwencją istnienia oddziaływań wymiennych sp-d jest zniesienie degeneracji spinowej zarówno pasma przewodnictwa jak i walencyjnego w polu magnetycznym a A oraz B są parametrami opisującymi to rozszczepienie. Przy założeniu, że mamy do

czynienia z materiałem paramagnetycznym, do którego przyłożono pole w kierunku osi z , parametr opisujący rozszczepienia dwóch podpasem spinowych pasma przewodnictwa:

$$A = \pm \frac{1}{6} N_0 \alpha x \langle S_z \rangle \quad (4.13)$$

Pasmo walencyjne rozszczepia się na 4 poziomy energetyczne - dwa stany ciężkodziurowe, związane z rzutem spinu na oś z $J_z = \pm \frac{3}{2}$ oraz stany lekkodziurowe, dla których $J_z = \pm \frac{1}{2}$. Parametr opisujący rozszczepienia tych stanów:

$$B = \pm \frac{1}{6} N_0 \beta x \langle S_z \rangle \quad (4.14)$$

W powyższych równaniach $N_0 \alpha$ i $N_0 \beta$ oznaczają parametry wymiany odpowiednio dla pasma przewodnictwa i walencyjnego, gdzie N_0 odpowiada liczbie komórek elementarnych w jednostce objętości, natomiast $\alpha = \langle S|J|S \rangle$ i $\beta = \langle X|J|X \rangle$ są całkami wymiany dla pasm przewodnictwa i walencyjnego [25, 26]. W półprzewodnikach z grupy materiałów II-VI oddziaływanie pasma przewodnictwa i powłoki d jonu Mn^{2+} jest oddziaływaniem ferromagnetycznym, natomiast w przypadku walencyjnego jest to oddziaływanie antyferromagnetyczne. Charakter tych oddziaływań oddaje znak parametrów, w przypadku materiału $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$:

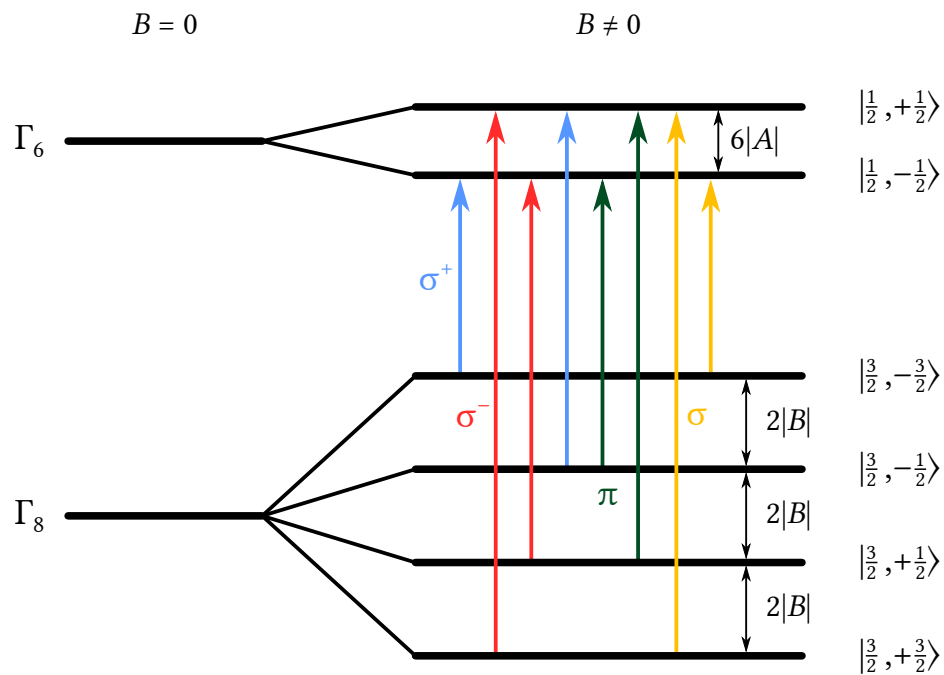
$$\begin{aligned} N_0 \alpha &= +0,22 \text{ eV} \\ N_0 \beta &= -0,88 \text{ eV}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Wartości tych parametrów są wyjątkowo duże, co jest charakterystyczne dla materiałów z tej grupy, stąd efekty magnetoptyczne nazywane są tu gigantycznymi. Rozszczepienie obserwowane w widmach optycznych pod wpływem pola magnetycznego, jest związane z rozszczepieniem pasm energetycznych elektronowych i dziurowych, pomiędzy którymi zachodzą dane przejścia.

Biorąc pod uwagę reguły wyboru sterujące przejściami optycznymi pomiędzy rozszczepionymi stanami, w konfiguracji Faradaya otrzymujemy przejścia ciężkodziurowe spolaryzowane kołowo (σ^+ albo σ^-):

$$\begin{aligned} E^+ : \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle &\rightarrow \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \\ E^- : \left| \frac{3}{2}, +\frac{3}{2} \right\rangle &\rightarrow \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (4.16)$$

o energiach przejść odpowiednio $E = E_g + 3B - A$ oraz $E = E_g - 3B + A$, gdzie E_g to energia przerwy energetycznej, czyli separacja stanów elektronowych i dziurowych w sytuacji bez pola magnetycznego.



Rysunek 4.2: Schemat rozszepienia spinowego stanów wierzchołka pasma walencyjnego (Γ_8) i dna pasma przewodnictwa (Γ_6) w obecności pola magnetycznego. Strzałkami zaznaczono elektryczne dipolowe przejścia optyczne obserwowane w konfiguracji Faradaya ($\sigma^{+/-}$) oraz Voigta (π/σ).

Stąd, biorąc pod uwagę równania 4.13 oraz 4.14 rozszczenie przejść optycznych związanych z rekombinacją ekscytonów ciężkodziurowych :

$$\Delta E_{\text{HH}} = E^- - E^+ = (N_0\alpha - N_0\beta)x\langle S_z \rangle \quad (4.17)$$

W przypadku przejść związanych z ekscytonami lekkodziurowymi:

$$\begin{aligned} E^- : \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle &\rightarrow \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \\ E^+ : \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle &\rightarrow \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned} \quad (4.18)$$

o energiach przejść odpowiednio $E = E_g - B - A$ oraz $E = E_g + B + A$. Stąd rozszczenie dla ekscytonów lekkodziurowych:

$$\Delta E_{\text{LH}} = E^- - E^+ = -(N_0\alpha + \frac{1}{3}N_0\beta)x\langle S_z \rangle \quad (4.19)$$

Biorąc pod uwagę wartości parametrów wymiany, dla przejść ciężkodziurowych w $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ wartość czynnika $(N_0\alpha - N_0\beta)$ wiążącego rozszczenie z namagnesowaniem wynosi 1100 meV. Dla przejść lekkodziurowych wartość odpowiadającego mu czynnika $-(N_0\alpha + \frac{1}{3}N_0\beta)$ jest istotnie mniejsza i wynosi 70 meV. Znaczna różnica w wielkości rozszczenia tych stanów w polu stanowi podstawę do identyfikacji obu rodzajów przejść optycznych. Jednocześnie obserwowane, gigantyczne rozszczenie linii widmowych związanych z ekscytonem ciężkodziurowym pozwala na wykorzystanie pomiarów optycznych w celu otrzymania informacji dotyczących namagnesowania materiału.

Jak to było wcześniej wspomniane namagnesowanie w tym materiale może być opisane przy pomocy zmodyfikowanej funkcji Brillouina, stąd rozszczenie linii związanych z ekscytonem ciężkodziurowym:

$$\Delta E_{\text{HH}}(B) = (N_0\alpha - N_0\beta)x_{\text{eff}}SB_{5/2}\left(\frac{\frac{5}{2}g_{\text{Mn}}\mu_B B}{k_B(T + T_0)}\right) \quad (4.20)$$

Wartość rozszczenia w nasyceniu $\Delta E^s = (N_0\alpha - N_0\beta)x_{\text{eff}}S$ oraz temperatura efektywna mogą być wyrażone empirycznymi wzorami:

$$\Delta E^s = E_{\text{exc}} \left[a \exp\left(-\frac{E_{\text{exc}}}{b}\right) + c \exp\left(-\frac{E_{\text{exc}}}{d}\right) + e \right] \quad (4.21)$$

oraz $T_0 = \frac{fE_{\text{exc}}}{1+gE_{\text{exc}}}$. Stałe a, b, c, d, e, f i g to empiryczne stałe wynoszące kolejno: $a = 0,4595$, $b = 36,06$ eV, $c = 1,272$, $d = 252,5$ eV, $e = 0,01258$, $f = 0,02263$ oraz $g = 0,001761$. Wtedy też rozszczenie energetyczne ekscytonu ciężkodziurowego przy detekcji w przeciwnych polaryzacjach kołowych:

$$\Delta E_{\text{HH}}(B) = \Delta E^{\text{s}} \left[\frac{2S+1}{2S} \text{ctgh} \left(\frac{2S+1}{2S} x \right) - \frac{1}{2S} \text{ctgh} \left(\frac{1}{2S} x \right) \right] + g_{\text{exc}} \mu_{\text{B}} B \quad (4.22)$$

gdzie $x = \frac{g_{\text{Mn}} \mu_{\text{B}} S B}{k_{\text{B}}(T+T_0)}$. W powyższych równaniach $S = 5/2$, g_{Mn} oznacza g-czynnik manganu, g_{exc} – g-czynnik ekscytonu, μ_{B} to magneton Bohra, k_{B} – stała Boltzmanna, T – temperatura (jonów), B – pole magnetyczne, a x_{Mn} oznacza ułamkową zawartość jonów manganu w materiale.

Powyższe rozwiązania są poprawne w przypadku kryształów objętościowych, ale także w studniach kwantowych – w sytuacji gdy pole magnetyczne skierowane jest w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny studni kwantowej – lokalizacja dziur w tym kierunku w potencjale studni (oraz ewentualne naprężenia) prowadzą do zeropolowego rozszczepienia stanów ciężko i lekkodziurowych. Dalsza ewolucja stanów w polu magnetycznym jest taka sama jak w przypadku kryształu objętościowego. Jeśli kierunek pola magnetycznego nie jest prostopadły do płaszczyzny studni Hamiltonian (4.8) staje się niediagonalny – nie występują czyste stany lekko i ciężkodziurowe. Obliczenia energii przejść ekscytonowych na ogół prowadzi się wtedy przez numeryczną diagonalizację hamiltonianu.

Podsumowując w przedstawionym systemie możliwa jest obserwacja stanu namagnesowania układu jonów Mn^{2+} umieszczonych w studni kwantowej poprzez obserwację widm optycznych w polu magnetycznym. Jak wspomniano na początku rozdziału, w badanych próbkach zawartość jonów magnetycznych Mn^{2+} w studniach była dobrana tak, aby pozwolić na obserwację gigantycznego efektu Zeemana, przy możliwie zminimalizowanym wpływie bezpośredniego oddziaływania pomiędzy jonami magnetycznymi. Dokładna koncentracja została zbadana przy pomocy pomiarów odbicia przez wyznaczanie położenia odpowiednich linii występujących w widmach optycznych i dopasowanie do nich zmodyfikowanej funkcji Brillouina [25, 26, 27]. Wartości otrzymane z tego rodzaju pomiarów zostały przedstawione w rozdziale 2, w tabeli 2.1.

Efekty związane z oddziaływaniem wymiany pozwalają także na otrzymywanie informacji na temat nośników w studni, co będzie przedstawione w dalszej części pracy. Zależności pomiędzy współczynnikami rozszczepień poszczególnych kompleksów ekscytonowych, które wynikają bezpośrednio z powyższych rozważań będą ważne – szczególnie w kontekście badań energii dysocjacji ekscytonu naładowanego.

4.2 Obliczenia stanów w studni

Numeryczne obliczenia energii kompleksów ekscytonowych występujących w studni kwantowej były przeprowadzane przy zastosowaniu prostego, jednowymiarowego mo-

delu i polegały na znajdowaniu rozwiązań jednowymiarowego równania Schrödingera dla nośników związanych w potencjale studni. Masy efektywne nośników, w kierunku prostopadłym do płaszczyzny studni (kierunek wzrostu z) były przyjęte jako $0,1 \cdot m_e$, $0,63 \cdot m_e$ oraz $0,13 \cdot m_e$ odpowiednio dla elektronów, ciężkich oraz lekkich dziur, gdzie m_e to masa elektronu swobodnego. Wartości potencjału były otrzymywane na podstawie składów materiałów poszczególnych elementów struktury - w szczególności bariery oraz studni. Studnia kwantowa była w każdym przypadku zbudowana z warstwy $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ umieszczonej pomiędzy dwoma warstwami barier zbudowanych z $\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$. Potencjał wynikający ze składu A_C oraz A_V odpowiednio dla pasma przewodnictwa i walencyjnego był otrzymywany jako różnica pomiędzy przerwami energetycznymi materiałów bariery oraz studni, przy wzięciu pod uwagę parametru nieciągłości $Q_v = 0,4$ [28].

W obliczeniach zostały użyte następujące zależności wielkości przerwy energetycznej od składu dla materiału bariery [25, 29, 26]:

$$E_g^{\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}}(y) = By + E_g^{\text{CdTe}} = (1,850y + 1,606)\text{eV} \quad (4.23)$$

oraz, dla materiału studni kwantowej:

$$E_g^{\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}}(x) = Bx + E_g^{\text{CdTe}} = (1,563x + 1,606)\text{eV}. \quad (4.24)$$

Różnice w wartości stałych sieci poszczególnych materiałów składających się na strukturę, w szczególności warstw bufora oraz bariery [30] prowadzą do powstawania dodatkowego potencjału związanego z deformacją $A_i^{\text{def}} = \alpha_i \varepsilon_{||}$, gdzie i numeruje elektrony, ciężkie oraz lekkie dziury. Parametry α_i są związane ze stałymi materiałowymi a i b oraz stosunki parametrów elastycznych $\frac{C_{12}}{C_{11}}$. Dla kryształów o symetrii blendy cynkowej, takich jak rozważany w tym przypadku tellurek kadmu, zmodyfikowane głębokości potencjału dla elektronów oraz dziur ciężkich i lekkich wynoszą [31, 32]:

$$A_e = A_C + A_e^{\text{def}} = A_C + 2\frac{2a}{3} \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \varepsilon_{||}, \quad (4.25)$$

$$A_{hh, lh} = A_V + A_{hh, lh}^{\text{def}} = A_V + \left(2\frac{-a}{3} \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \pm b \left(1 + \frac{2C_{12}}{C_{11}}\right)\right) \varepsilon_{||}, \quad (4.26)$$

Wartości stałych elastycznych C_{12} oraz C_{11} zostały przyjęte jak w [33], stąd ich stosunek $\frac{C_{12}}{C_{11}} = 0,70$, wartość parametru $a = -3,85 \text{ eV}$, za [34]. Natomiast parametr $b = -0,94 \text{ eV}$ został otrzymany na podstawie badań sygnału ODMR w zależności od naprężenia w warstwie studni, co zostało opisane w publikacji [35].

Na podstawie takich założeń można obliczyć energie własne stanów elektronowych oraz lekko i ciężkodziurowych. Stąd można obliczyć energie poszczególnych kompleksów ekscytonowych, które mogą być obserwowane w eksperymencie. Energie wiązania ekscytonów ciężkodziurowych oraz lekkodziurowych zostały oszacowane na odpowiednio 18 meV oraz 21 meV w przypadku studni o nominalnej szerokości 10 nm, na podstawie [27, 36, 37]. W ogólności energia wiązania powinna zależeć od szerokości studni.

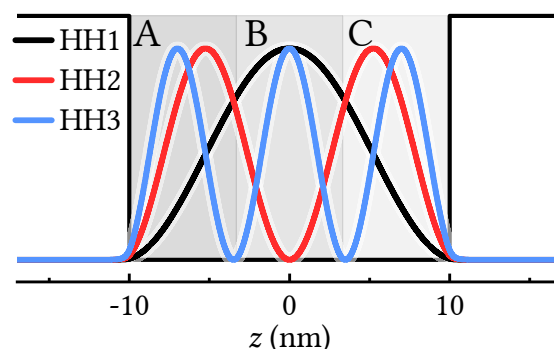
Większość obserwowanych kompleksów ekscytonowych jest zbudowana z stanu podstawowego elektronu ($E1$) oraz kolejnych stanów ciężkodziurowych (HH_i) lub lekkodziurowych (LH_i). Jak to było opisane wcześniej w tym rozdziale kompleksy ekscytonowe zbudowanymi ze stanów lekkodziurowych i ciężkodziurowych można rozróżnić na podstawie pomiarów w polu magnetycznym – rozszczepienie dziur lekkich jest dużo mniejsze.

W przypadku idealnie symetrycznej studni kwantowej, bez pola elektrycznego stany o $E_i H_j$ gdzie i, j są liczbami o różnej parzystości są wzbronione – wynika to z symetrii operatora przejścia dipolowego.

W przypadku gdy, na przykład przez występowanie pola elektrycznego w strukturze, stany stają się asymetryczne i takie przejścia zaczynają być obserwowane [38, 39].

W części obliczeń ważniejsza niż wartość energii konkretnej linii ekscytonowej była dystrybucja funkcji falowych nośników budujących dany kompleks ekscytonowy i przekrycie pomiędzy funkcją falową nośnika a objętością, w której występowały jony magnetyczne. Wartość obserwowanego w eksperymencie rozszczepienia Zeemana dla danego kompleksu ekscytonowego zależy wprost proporcjonalnie od tego właśnie przekrycia. Już w pierwszym przybliżeniu przekrycia pomiędzy dystrybucją nośników a objętością, w których umieszczone są nośniki (A, B lub C) jest różna dla kolejnych stanów związanych nośnika w studni 4.3. W przypadku symetrycznych studni, dla sytuacji, w której jony umieszczone są w objętości A albo C obserwowane efekty magnetoptyczne (na przykład przesunięcie Zeemana) powinny być takie same.

Jednakże, w rzeczywistym eksperymencie, w przypadku próbek, w których jony manganu były umieszczone w różnych częściach studni, zaobserwowano pewną asymetrię ze względu na to czy jony umieszczone są bliżej dolnego (A) bądź górnego interfejsu



Rysunek 4.3: Dystrybucja trzech pierwszych funkcji falowych w kierunku prostopadłym do płaszczyzny studni (kierunek wzrostu z). Jony magnetyczne, w zależności od próbki umieszczone były w obszarach A, B, C lub wszystkich trzech na raz.

(C), co zostało dokładnie opisane w rozdziale 6. Aby określić pochodzenie tego zjawiska wspomniano się obliczeniami numerycznymi. Na podstawie wyżej opisanej procedury obliczono nominalny potencjał studni związany ze składem poszczególnych warstw i wynikających z tego naprężeń.

Następnie potencjał ten modyfikowano albo poprzez założenie, że mamy tu do czynienia z interfejsem rozmytym lub też, że w próbce jest obecne wbudowane pole elektryczne. W takim zmodyfikowanym potencjale obliczano następnie dystrybucje funkcji falowych w kierunku prostopadłym do płaszczyzny studni oraz przekrycie z objętością jonów magnetycznych, co bezpośrednio wpływa na obserwowane przesunięcie Zeemana. W obu przypadkach zakładano, że funkcje falowe stanów podstawowych elektronu i dziury ciężkiej są całkowicie zlokalizowane w obszarze studni. Stąd, dla próbki, w której jony umieszczone są w całej objętości studni (A+B+C) przekrycie ekscytynu w stanie podstawowym i jonów magnetycznych jest równa 1.

W przypadku zmian potencjału poprzez założenie o występowaniu interfejsów rozmytych (ang. *intermixed*) założono, że skład wzdłuż interfejsu, a co za tym idzie potencjał zmienia się wykładniczo pomiędzy potencjałem bariery i studni. Jednakże, obserwowane różnice w przesunięciu Zeemana dla próbek UW1498 oraz UW1499, czyli zawierających jony magnetyczne w pobliżu interfejsów odpowiednio - dolnego i górnego, są bardzo duże. Aby otrzymać tak duże przesunięcia wynikające ze zlokalizowania funkcji falowej w pobliżu górnego interfejsu należałoby użyć wyjątkowo dużych współczynników rozmycia (ang. *intermixing coefficient*) rzędu kilkudziesięciu nm czyli rzędu szerokości całej studni. W literaturze dla mieszania materiałów CdTe/CdMnTe te współczynniki zostały określone na o wiele niższe, <1 nm [27]. Otrzymany wynik sugeruje, że nawet jeśli możemy mieć tu do czynienia z takim typem interfejsów, nie jest to jedyna przyczyna obserwowanej asymetrii.

Pamiętając, że w przypadku badanych próbek studnia kwantowa znajduje się w niewielkiej odległości (50 nm) od powierzchni próbki można założyć, że w studni znajduje się pewna koncentracja nośników. Z eksperymentów magnetoptycznych wynika, że mamy tu do czynienia z dziurami i ich koncentracja jest raczej niewielka 6.2. Nadal jednak, powoduje ona powstawanie pola elektrycznego w strukturze i działanie związanego z nim potencjału na nośniki. Rozkład gęstości nośników odpowiada dystrybucji stanu podstawowego dziur ciężkich, jako, że jest to najniższy dostępny stan dziurowy.

Znając dystrybucję nośników w studni wzdłuż osi wzrostu z można obliczyć potencjał elektryczny w zależności od położenia wzdłuż tej osi, związany z takim rozkładem. Potencjał jaki w takiej sytuacji się wytwarza prowadzi do przesunięcia dystrybucji stanów dziurowych w kierunku górnej bariery, natomiast elektronowych w kierunku przeciwnym. Należy pamiętać, że część ekscytonowej funkcji falowej, która jest najbardziej

czuła na zmiany takiego potencjału to część związana z dziurą ciężką. Jest to wynikiem dużej masy efektywnej dziur ciężkich oraz dużego potencjału wiązania dla elektronu.

Ostatecznie przekrycia pomiędzy funkcjami falowymi nośników i objętością, w której znajdują się jony magnetyczne dla każdej z próbek zostały obliczone poprzez całkowanie po odpowiednim obszarze gęstości prawdopodobieństwa. Funkcje falowe stanów zostały otrzymane na podstawie jednokrotnego rozwiązania równania Schrödingera, co w przypadku niskich koncentracji nośników jest wystarczające. Koncentracje nośników były niezależną zmienną w przypadku szukania rozwiązań dla każdej z modelowanych próbek.

4.3 Optycznie wykrywany rezonans magnetyczny

System jonów magnetycznych obecny w próbce orientuje się pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego, kolektywnie budując namagnesowanie w próbce, aż do momentu nasycenia, gdy wszystkie spiny są ustawione zgodnie z kierunkiem przyłożonego pola. Dostarczając do próbki promieniowanie mikrofalowe o określonej częstotliwości w warunkach rezonansu można zaobserwować absorpcję promieniowania mikrofalowego, która może być badana pośrednio lub bezpośrednio, tak jak na przykład w technice elektronowego rezonansu paramagnetycznego (ang. *Electron Paramagnetic Resonance* – EPR). Cechą, która odróżnia technikę optycznie wykrywanego rezonansu magnetycznego (ang. *Optically Detected Magnetic Resonance* – ODMR) od standardowych technik rezonansu magnetycznego jest właśnie sposób w jaki informacja o zajściu warunków rezonansu jest wykrywana. W warunkach rezonansu promieniowanie mikrofalowe jest absorbowane co prowadzi do wzrostu temperatury efektywnej układu jonów i skutkuje zmniejszeniem namagnesowania. Jego zmiana może być wykrywana poprzez zmiany odpowiedzi optycznej układu. W literaturze przedstawiano badania ODMR w oparciu o pomiary skręcenia Faradaya [10], zmiany intensywności i położenia linii emisyjnych fotoluminescencji [40, 24, 13, 23, 41, 42, 12, 11] lub też linii ramanowskich [43, 44, 45, 14]. Technika ta jest szczególnie użyteczna w przypadku systemów w których występuje silne oddziaływanie wymienne pomiędzy jonami magnetycznymi, a nośnikami w próbce. Doskonałym przykładem takiego materiału są stopy $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ w reżimie półmagnetycznym, co było opisane we wcześniejszym rozdziale. W tej pracy wszystkie pomiary ODMR wykorzystywały zmiany gigantycznego przesunięcia Zeemana.

Technika ODMR dzięki wykorzystaniu metod optycznych do badania zmian namagnesowania w nanostrukturze ma pewne zalety względem tradycyjnych technik rezonansu paramagnetycznego. Po pierwsze w przypadku struktur zawierających studnie kwantowe z jonami magnetycznymi, takimi jak rozważane w tej pracy, liczba jonów ma-

gnetycznych może być zbyt mała aby mogła być w łatwy sposób wykryta przy pomocy standardowej techniki EPR. Prosta kalkulacja dla koncentracji Mn^{2+} w $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}$ w studni kwantowej o szerokości 10 nm, w próbce o wielkości $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ daje $\sim 6 \cdot 10^{12}$ jonów. W przypadku techniki ODMR ważna jest jedynie koncentracja jonów, która w jednostce objętości oddziałuje z fotonosnikami, nie ich ogólna liczba w całości próbki. Ponadto, wykorzystanie technik optycznych pozwala na próbkowanie jedynie obszaru, w którym zlokalizowane są stany biorące udział w kreacji kompleksów ekscytonowych. Dzięki temu, nawet w przypadku gdy porównywalna liczba jonów magnetycznych nie-intencjonalnie jest wbudowana w inne warstwy nanostruktury, nie zaburzają one pomiaru intencjonalnych domieszek znajdujących się w warstwie studni kwantowej.

Kluczem do zrozumienia charakteru sygnału rezonansu paramagnetycznego, w tym sygnału ODMR jest zrozumienie hamiltonianu sterującego separacją stanów elektronowych jonu umieszczonego w polu krystalicznym i zewnętrznym polu magnetycznym. Traktuje o tym kolejny podrozdział.

4.3.1 Hamiltonian jonu Mn^{2+}

W tej pracy badanymi domieszkami magnetycznymi są jony manganu Mn^{2+} . Jony umieszczone są w matrycy z tellurku kadmu (CdTe), w której zajmują miejsce kationu kadmu.

Spin elektronowy jonu Mn^{2+} wynosi $S = 5/2$, spin jądrowy $I = 5/2$.

Hamiltonian jonu manganu Mn^{2+} , który był używany do modelowania jonów w tej pracy zawiera kilka członów [17]:

$$\hat{H}_{\text{Mn}} = \hat{H}_Z + \hat{H}_{\text{HS}} + \hat{H}_{\text{CF}} + \hat{H}_{\text{ZFS}}, \quad (4.27)$$

które opisują równania:

$$\hat{H}_Z = g_{\text{Mn}} \mu_B \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (4.28)$$

$$\hat{H}_{\text{HS}} = A \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{\mathbf{S}}, \quad (4.29)$$

$$\hat{H}_{\text{CF}} = \frac{a}{6} \left(\hat{S}_x^4 + \hat{S}_y^4 + \hat{S}_z^4 - \frac{S(S+1)(3S^2 + 3S - 1)}{5} \right). \quad (4.30)$$

$$\hat{H}_{\text{ZFS}} = D \left(\hat{S}_z^2 - \frac{S(S+1)}{3} \right), \quad (4.31)$$

Człon 4.28 opisuje rozszczepienie Zeemana poziomów energetycznych w polu magnetycznym ze względu na spin elektronowy jonu S . g_{Mn} to g-czynnik jonu manganu,

μ_B - magneton Bohra, natomiast $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{S}} = \sum B_i \hat{S}_i$, gdzie B_i odnosi się do poszczególnych składowych indukcji pola magnetycznego, podczas gdy $\hat{S}_i$ oznacza odpowiednie operatory spinu elektronowego jonu manganu.

Kolejny człon 4.29 opisuje rozszczepienie struktury nadsubtelnej (ang. *hyperfine splitting*) - wynikające z oddziaływania spinów jądrowych jonów ze spinami elektronowymi, gdzie $\hat{\mathbf{I}}$ oznacza operatory spinu jądrowego jonu manganu.

Równanie 4.30 odpowiada za część hamiltonianu związaną z rozszczepieniem poziomów ze względu na umieszczenie jonu w polu krystalicznym o symetrii T_d i C_{3v} .

Człon następny 4.31 odnosi się do rozszczepienia zeropolowego (ang. zero field splitting) związane z obniżeniem symetrii kryształu i odpowiada naprężeniu jednoosiowemu związanemu z deformacją w kierunku z . Indukowany naprężeniem parametr osiowej składowej pola krystalicznego D jest charakterystycznym dla danej próbki parametrem wynikającymi z parametrów wzrostu, składu oraz grubości poszczególnych warstw ją tworzących. Rola parametru D była szczególnie ważna w pracy [35]. D można można wyznaczyć z niedopasowania stałych sieci materiałów studni kwantowej a_{QW} i bufora a_{buf} , wyznaczając odkształcenie $\varepsilon = \frac{a_{QW} - a_{buf}}{a_{QW}}$. Ostatecznie można wyznaczyć parametr [46]: $D = -\frac{3}{2}G_{11} \left(1 + \frac{2C_{12}}{C_{11}}\right) \varepsilon$, gdzie $G_{11} = 72,2$ neV na podstawie [35], a $\frac{C_{12}}{C_{11}} = 0,70$ za [33].

Wymiar powyższego hamiltonianu (4.27) jest określony przez liczbę rzutów spinów elektronowego i jądrowego na oś kwantyzacji. Biorąc pod uwagę wartości spinów elektronowego i jądrowego dla jonu manganu Mn^{2+} , odpowiednio $S = 5/2$ oraz $I = 5/2$ otrzymujemy po sześć możliwych wartości rzutu na oś kwantyzacji dla spinu jądrowego i elektronowego. Stąd otrzymujemy 36 możliwych stanów, które są rozszczepione przez oddziaływanie nadsubtelne, oddziaływanie z polem krystalicznym oraz naprężenia obecne w strukturze, a także oddziaływanie z polem magnetycznym.

W zerowym polu magnetycznym rozszczepienie stanów jest związane głównie z wartościami parametru związanego z naprężeniami - D . Ewolucja poziomów energetycznych dla niskich pól magnetycznych jest skomplikowana, a stany własne hamiltonianu nie są stanami czystymi w bazie funkcji o określonym rzucie spinu elektronowego i jądrowego na oś kwantyzacji. W wyższych polach magnetycznych dominujący staje się człon związany z rozszczepieniem Zeemana, a stany jonu manganu mogą być opisane czystymi stanami bazy. Stany te tworzą sześć grup linii odpowiadającym kolejnym rzutom spinu na oś kwantyzacji, w każdej z grup znajduje się sześć linii związanych z kolejnymi rzutami spinu jądrowego. (indukowany naprężeniem parametr osiowej składowej pola krystalicznego)

Przejścia pomiędzy tymi stanami, związane z absorpcją promieniowania mikrofalowego są magnetycznymi przejściami dipolowymi. Jako, że moment pędu fotonu mi-

krofalowego, który może zostać zaabsorbowany wynosi ± 1 to w takim przejściu możliwa jest zmiana rzutu spinu elektronowego na oś z $\Delta S_z = \pm 1$ podczas gdy rzut spinu jądrowego pozostaje nie zmieniony $\Delta I_z = 0$. Ostatecznie widmo absorpcji promieniowania mikrofalowego dla jonu Mn^{2+} składa się z 30 linii (dla promieniowania mikrofalowego prostopadłego do osi kwantyzacji). Zależność sygnału ODMR od wartości i kąta przyłożenia zewnętrznego pola można obliczyć numerycznie, co będzie dokładniej opisane w kolejnym podrozdziale. Na podstawie wyglądu widma ODMR można w szczególności określić naprężenie w nanostrukturze [35].

4.4 Jony magnetyczne Mn^{2+} a nośniki ładunku

4.4.1 Przesunięcie Knighta

W zewnętrznym polu magnetycznym spiny swobodnych nośników prądu polaryzują się i oddziałują na system zlokalizowanych momentów magnetycznych, co można opisać jako wytworzenie dodatkowego pola efektywnego od nośników. Przesunięcie pomiędzy rezonansem magnetycznym próbkowanym przy nieobecności i w obecności nośników ładunku jest określane jako przesunięcie Knighta (ang. *Knight shift*). Po raz pierwszy zostało ono zaobserwowane w pomiarach jądrowego rezonansu magnetycznego (*nuclear magnetic resonance* – NMR) w metalach [47]. Takie przesunięcie ze względu na obecność nośników jest również obserwowane w pomiarach rezonansu paramagnetycznego w materiałach półprzewodnikowych. W półprzewodnikach półmagnetycznych, ze względu na silne oddziaływanie wymiany, występuje anomalnie duże przesunięcie Knighta [19, 21], które zostało też opisane teoretycznie [22].

W ogólności, zmiana efektywnego g-czynnika może być dodatnia bądź ujemna - zależy to od właściwości nośników ładunku i ich sprzężenia ze zlokalizowanymi spinami. Stąd, przesunięcie Knighta obserwowane na przykład w sygnale ODMR może być dobrym narzędziem do badania właściwości nośników otaczających jony magnetyczne.

Przesunięcie Knighta można prosto oszacować w przybliżeniu pola efektywnego pochodzącego z oddziaływania wymiennego s,p-d. Został on już wprowadzony wcześniej w podrozdziale 4.1, wzór 4.7. Hamiltonian oddziaływania wymiennego pomiędzy jonem manganu a nośnikiem ma postać:

$$H_{s,p-d} = -J_{s,p-d} \mathbf{s} \cdot \mathbf{S}_{Mn}, \quad (4.32)$$

gdzie $J_{s,p-d}$ to całka wymiany, $\mathbf{S}_{Mn}$ spin jonu manganu, a $\mathbf{s}$ spin nośnika. W części 6.3 rozpatrywaliśmy wpływ zlokalizowanych spinów jonów Mn^{2+} na rozszczepienie pasm elektronowych i dziurowych w półprzewodnikowej studni kwantowej. Jednocześnie należy pamiętać, że nośniki obecne w półprzewodniku także wpływają na stany

jonów magnetycznych właśnie ze względu na to oddziaływanie. Jak to zostało opisane wcześniej w tym rozdziale - podstawą do użycia przybliżenia pola średniego jest fakt, że nośniki są zdelokalizowane w przestrzeni i oddziałują z wieloma jonami magnetycznymi jednocześnie. W przypadku rozważania zmian stanów jonu manganu trzeba jednak pamiętać, że mamy tu do czynienia ze zlokalizowanym momentem magnetycznym, na który działają tylko nośniki w jego pobliżu. Możemy założyć, że w płaszczyźnie studni koncentracja powierzchniowa nośników jest stała. Wzdłuż osi kwantyzacji koncentracja nośników na jednostkę długości ma rozkład zadany gęstością prawdopodobieństwa stanu podstawowego dla danego położenia - $|\phi(z)|^2$. Z tego rozumowania wynika, że w zależności od położenia jonu manganu w studni, wzdłuż osi wzrostu jego oddziaływanie z gazem nośników jest inne i najsilniejsze efekty dotyczą jonów umieszczonych w środkowej części studni, gdzie gęstość nośników jest największa.

Powyższy hamiltonian można przekształcić w hamiltonian zlokalizowanego momentu magnetycznego jonu manganu oddziałującego z efektywnym polem magnetycznym związanym ze zdelokalizowanym gazem nośników o koncentracji powierzchniowej n i rozkładzie wzdłuż osi z - $|\phi(z)|^2$. Dla ustalenia uwagi założymy, że nośnikami większościowymi w rozpatrywanej studni są dziury - wartość całki wymiany $\beta = \langle X|J|X \rangle$:

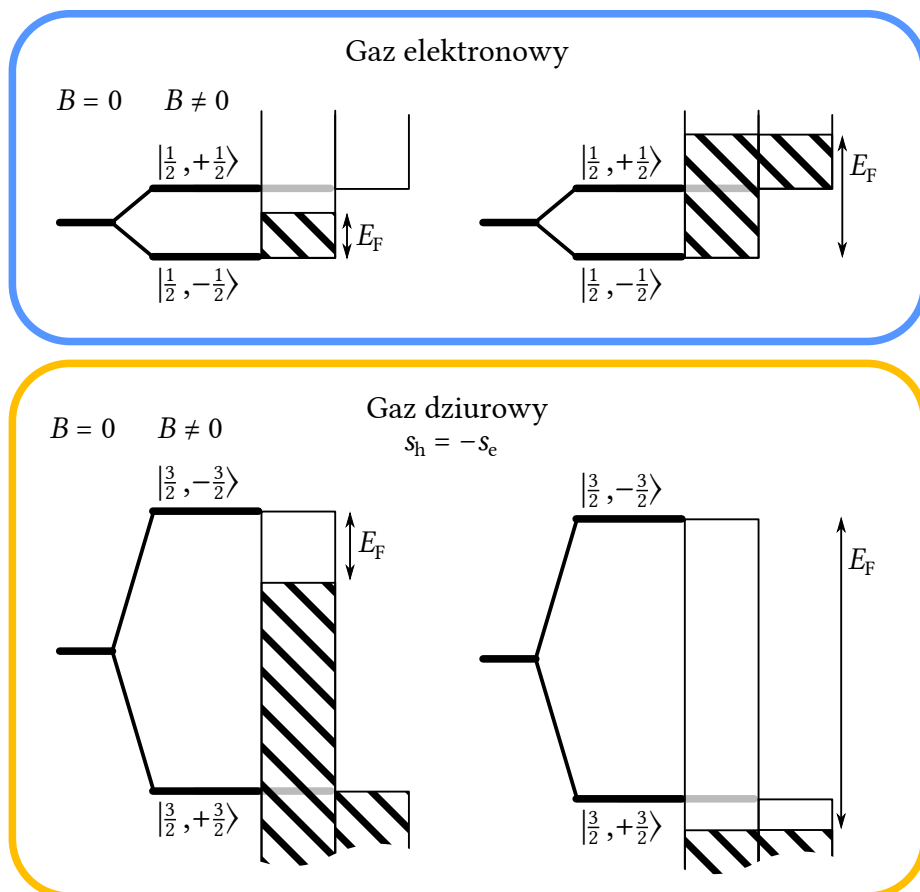
$$H_{p-d} = -\beta n |\phi(z)|^2 \hat{\mathbf{s}} \mathbf{S}_{Mn}. \quad (4.33)$$

Najniższym stanem dziurowym w studni kwantowej jest podpasmo dziur ciężkich, które są silnie anizotropowe. Można więc przyjąć, że dziura przyjmuje jeden z dwu rzutów całkowitego momentu pędu na oś z prostopadłą do płaszczyzny studni $j_z = \pm \frac{3}{2}$. Dlatego pole efektywne B_{eff} ma również kierunek prostopadły do płaszczyzny studni. Wartość spinu dziury ciężkiej, który bierze udział w oddziaływaniu z manganem to $s_z = \pm \frac{1}{2}$, w zależności od podpasma. Stąd, możemy obliczyć efektywne pole magnetyczne działające na moment magnetyczny jonu manganu $g_{Mn} \mu_B S_{Mn}$ jako:

$$B_{\text{eff}} = \frac{-\beta \delta p |\phi(z)|^2 \frac{1}{2}}{g_{Mn} \mu_B}, \quad (4.34)$$

gdzie $\delta p = p_{+3/2} - p_{-3/2}$ - jest różnicą koncentracji dziur w obu podpasmach spinowych. Należy pamiętać, że opis pasm i ich przedstawienie jak na rysunkach 4.2 oraz 4.4 jest w konwencji przejść pomiędzy stanami elektronowymi pasma walencyjnego i przewodnictwa. Tak więc spin dziur w paśmie $s_h = -s_e$ odpowiadającego stanu elektronowego, rys.4.4.

Przy rozszczepieniu w polu podpasmem ciężkodziurowym o niższej energii jest stan $|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$ o spinie $s_h = \frac{1}{2}$ ($s_e = -\frac{1}{2}$), pamiętając, że wartość β jest ujemna można zauważyć, że B_{eff} w przypadku dziur jest dodatnie. Oznacza to, że oddziaływanie z dziurami



Rysunek 4.4: Schemat rozszczepienia spinowego wierzchołka pasma walencyjnego (Γ_8) i dna pasma przewodnictwa (Γ_6) w obecności pola magnetycznego - należy pamiętać, że stany pasmowe są stanami elektronowymi. Zaznaczone zostało wypełnienie pasm dla gazu elektronowego i dziurowego.

powoduje wystąpienie rezonansu magnetycznego w niższym polu zewnętrznym. Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić dla oddziaływanie jonów Mn^{2+} z gazem elektronowym. W przypadku pasma przewodnictwa stanem o najniższej energii jest ten o rzucie spinu $s = -\frac{1}{2}$. W tym przypadku jednak znak α jest dodatni. Ostatecznie oddziaływanie z elektronami daje dodatnie B_{eff} .

Jednocześnie efekty spowodowane oddziaływaniem z gazem elektronów są słabsze. Należy pamiętać, że całka wymiany z jonami manganu dla stanów z pasma walencyjnego jest czterokrotnie większa niż dla stanów z pasma przewodnictwa – zgodnie z 4.15. Ma to dwa skutki – po pierwsze wartość tej całki bezpośrednio wpływa na pole efektywne, zgodnie z równaniem 4.33. Po drugie rozszczepienie podpasz spinowych pasma przewodnictwa jest czterokrotnie mniejsze niż rozszczepienie podpasz spinowych pasma walencyjnego. Stąd, pełne spolaryzowanie gazu dziurowego jest możliwe w dużo niższym polu magnetycznym niż w przypadku gazu elektronowego o tej samej koncentracji, a wkład do wytwarzania pola efektywnego ma jedynie nadmiar nośników w jednym z podpasz.

Ostatecznie można uprościć oddziaływanie momentu magnetycznego Mn^{2+} z gazem nośników jak oddziaływanie z pojedynczym nośnikiem o rozkładzie $|\phi(z)|^2$ w osi kwantyzacji. W większości rozważanych przypadków jony magnetyczne rozłożone są równomiernie w studni. Jony znajdujące się w pobliżu środka, ze względu na większą wartość $|\phi(z)|^2$ odczuwają większe pole efektywne od nośników, niż jony znajdujące się w pobliżu interfejsów. Gdybyśmy rozważali wpływ nośników jedynie na absorpcję promieniowania mikrofalowego, wtedy absorpcja byłby przesunięta o średnie pole efektywne:

$$B_{\text{eff}}^m = \frac{-\beta\delta p}{2g_{Mn}\mu_B} \frac{1}{d} \int_0^d |\phi(z)|^2 dz \quad (4.35)$$

Jakkolwiek należy pamiętać, że w pomiarze ODMR prawdopodobieństwo znalezienia nośnika w danym położeniu z w studni – $|\phi(z)|^2$ wpływa nie tylko na przesunięcie Knighta jonu znajdującego się w tym położeniu, ale także na wkład tego jonu do sygnału ODMR. Nie ma to znaczenia w liczeniu pola średniego B_{eff}^m , jest natomiast ważne w rozważaniach na temat rozmycia sygnału.

We wcześniejszej części tej pracy rozważane był hamiltonian pojedynczego jonu manganu (4.27). Aby móc opisać oddziaływanie momentu magnetycznego Mn^{2+} z nośnikiem należy do tego hamiltonianu dodać człony odpowiadające za oddziaływanie nośnika z polem $\hat{H}_Z^c$ oraz nośnika z jonem $\hat{H}_{Mn-c}$:

$$\hat{H} = \hat{H}^{Mn} + \hat{H}_Z^c + \hat{H}_{Mn-c} + \hat{H}_S, \quad (4.36)$$

W ogólności nośnik, który rozważamy oddziałuje zarówno z rozważanym w obliczeniach jonem w konkretnym położeniu – element hamiltonianu $\hat{H}_{\text{Mn-c}}$, jak i z pozostałymi jonami magnetycznymi, jak to było opisane wcześniej. Oddziaływanie z systemem jonów magnetycznych powoduje zmianę efektywnego g-czynnika nośnika. Wtedy oddziaływanie nośnika z polem magnetycznym ma postać:

$$\hat{H}_Z^c = g_i \mu_B \mathbf{B} \hat{\mathbf{s}}, \quad (4.37)$$

gdzie i indeksuje kierunki x, y, z , tak jak wcześniej było to przyjęte z jest kierunkiem prostopadłym do płaszczyzny studni. Biorąc pod uwagę, że mamy tu do czynienia z półprzewodnikiem półmagnetycznym g-czynnik efektywny wynikającym z oddziaływania z jonami magnetycznymi jest relatywnie duży. W przypadku elektronów g-czynnik jest izotropowy, natomiast, w przeciwieństwie do g-czynnika Mn^{2+} czy elektronu, g-czynnik dziury ciężkiej jest silnie anizotropowy [25]. Jednocześnie należy pamiętać, że efektywny g-czynnik zależy od przyłożonego pola magnetycznego $g_{\text{eff}} = \frac{2E_Z^V(B)}{\mu_B B}$, gdzie $E_Z^V(B)$ jest rozszczepieniem pasma walencyjnego w polu B . Jako, że rozszczepienie pasma walencyjnego zależy od pola zgodnie z funkcją Brillouina (4.3) dla małych pól magnetycznych efektywny g-czynnik jest większy.

O ile nośnik jest zdelokalizowany i oddziałuje z wieloma jonami magnetycznymi, to należy pamiętać, że rozpatrujemy to oddziaływanie głównie w perspektywie jonu magnetycznego i tego jak pod wpływem oddziaływania zmienia się jego rezonans magnetyczny. Jon Mn^{2+} jest zlokalizowany i z dobrym przybliżeniem możemy uznać, że z tej perspektywy pozostałe jony Mn^{2+} wpływają jedynie na zmianę efektywnego g-czynnika oddziałującego z nim nośnika.

Dlatego też rozdzielenie oddziaływania z efektywnym polem magnetycznym i lokalnym, rozważanym jonem Mn^{2+} zostało tu wprowadzone. Część odpowiadająca za oddziaływanie pomiędzy spinami nośnika i jonu, wielokrotnie już w tym rozdziale rozpatrywana ma postać:

$$\hat{H}_{\text{Mn-c}} = -\beta n |\phi(z)|^2 \hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn}} = C \hat{\mathbf{s}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_{\text{Mn}} \quad (4.38)$$

dla uproszczenia wprowadzono parametr C , który w ogólności jest funkcją koncentracji powierzchniowej nośników n , położenia jonu w studni, w osi prostopadłej do płaszczyzny z_0 oraz stałych całek wymiany - tak jak zostało to szczegółowo opisane wcześniej. W symulacji numerycznej polegającej na obliczeniu stanów własnych hamiltonianu (4.36), a następnie przejść mikrofalowych na ich podstawie, C może być traktowane jako parametr oddziaływania z nośnikiem odpowiadającym średnim parametrom gazu nośników. Stąd dla wyznaczonego parametru C można określić odpowiadającą mu powierzchnię koncentrację nośników.

Jako, że mamy do czynienia ze studnią kwantową, w przypadku oddziaływania z gazem dziurowym dodatkowo wprowadzono człon $\hat{H}_S$, który odpowiada odszczepieniu energetycznemu dziur lekkich ze względu na związanie i naprężenie w strukturze. To rozszczepienie energetyczne stanów lekko i ciężkodziurowych, które w symulacjach zostało zadane na 10 meV, sprawia, że stany ciężkodziurowe nie mieszają się ze stanami lekkodziurowymi, nawet przy zmianie kierunku pola magnetycznego.

Hamiltonian ten rozwiązywany był w bazie stanów o określonych: spinie elektronowym jonu Mn^{2+} $S = \frac{5}{2}$, spinie jądrowym $I = \frac{5}{2}$ oraz całkowitym momencie pędu nośnika J . $J = \frac{3}{2}$ w przypadku dziur i $\frac{1}{2}$ w przypadku elektronów.

Znając energie poszczególnych stanów jonu manganu oddziałującego z nośnikami można obliczyć rezonanse spinowe, które mogą być obserwowane w pomiarze ODMR. Reguły wyboru dla tych przejść zostały opisane już wcześniej, w podrozdziale traktującym o jonie manganu. Operator przejścia dipolowego:

$$\hat{P} = B_{MW} g_{Mn} \left(a \hat{S}_x + b \hat{S}_y \right) \quad (4.39)$$

gdzie a, b określają polaryzację promieniowania mikrofalowego. Bierzemy tu pod uwagę przejścia jedynie pomiędzy stanami jonu manganu o określonym spinie elektronowym. W trakcie pomiarów ODMR energia promieniowania mikrofalowego E_{MW} ma ustaloną wartość.

W ten sposób, obliczając prawdopodobieństwa przejść mikrofalowych dla pewnego zakresu pól magnetycznych otrzymujemy zależność sygnału ODMR od pola magnetycznego. Na intensywność linii widzianych w takiej zależności wpływają przede wszystkim wartości elementów macierzy przejścia T , ale także obsadzenia poszczególnych poziomów energetycznych pomiędzy którymi przejścia zachodzą. W trakcie pomiarów próbka jest umieszczona w nadciekłym helu o temperaturze ok. 1,5 K. Energie termiczne w tym przypadku są porównywalne z rozszczepieniem stanów energetycznych jonu. Obsadzenia stanu v_i o energii E_i dla danej temperatury T jest zgodne z rozkładem Boltzmana $-e^{\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}$. Ostatecznie prawdopodobieństwo przejścia pomiędzy poziomami v_i i v_j :

$$p_{ij}(T, B) \sim |\langle v_j(T, B) | \hat{P} | v_i(T, B) \rangle|^2 = \left| \langle v_j(B) | T | v_i(B) \rangle \frac{e^{\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)} - e^{\left(-\frac{E_j}{k_B T}\right)}}{\sum_i e^{\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}} \right|^2 \quad (4.40)$$

Dla danego pola magnetycznego B można obliczyć prawdopodobieństwo absorpcji mikrofal sumując po wszystkich przejściach intensywność przejścia ważoną różnicą

między odległością energetyczną stanów a energią promieniowania mikrofalowego. We wszystkich przedstawionych w tej pracy symulacjach założono, że linie przejść mikrofalowych mają lorentzowski kształt i określoną szerokość $w_{\text{MW}} = 100 \text{ neV}$, która wiąże się z tolerancją na różnicę energii pomiędzy częstotliwością mikrofal a separacją poziomów energetycznych.

W rzeczywistości można zaobserwować, że w przypadku gdy mamy do czynienia z oddziaływaniem z nośnikami sygnał otrzymany na ekscytynie naładowanym jest bardziej rozmyty – nie widać w nim charakterystycznych struktur związanych z przejściami pomiędzy poziomami rozszczepionymi przez oddziaływanie nadsubtelne. Rozmycie widoczne w mierzonym sygnale ODMR wynika z faktu, że sygnał ten jest sumą sygnałów pochodzących od jonów Mn^{2+} umieszczonych w różnych położeniach w studni, wzdłuż osi wzrostu. Należy także pamiętać, że sygnał ODMR zależy także od przekrycia jonów manganu z funkcją falową nośników tworzących badane kompleksy ekscytonowe. W symulacji, dla uproszczenia, to rozmycie zostało zrealizowane poprzez kilkukrotne zwiększenie szerokości linii lorentzowskiej przejścia mikrofalowego w_{MW} .

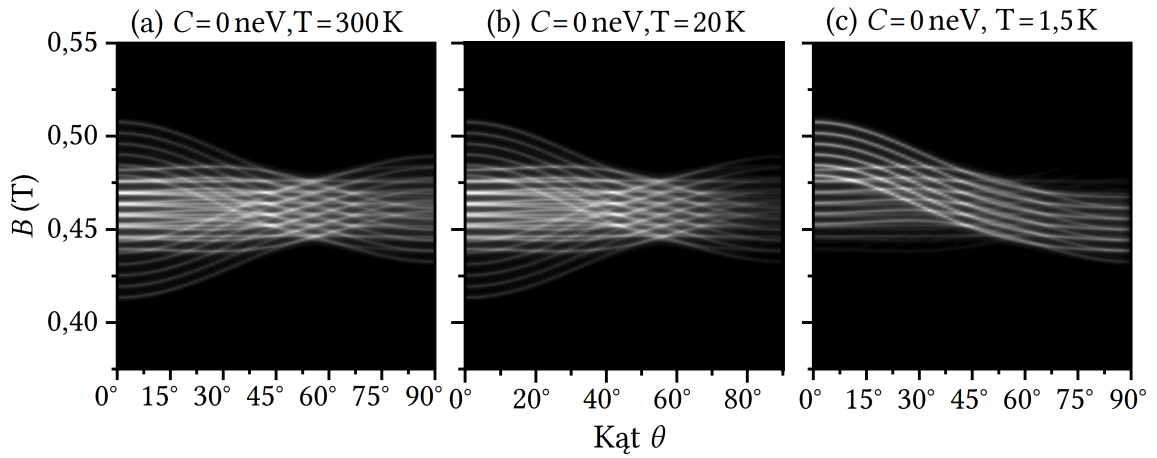
Widmo ODMR jest sumą takich prawdopodobieństw dla pewnego zakresu pól magnetycznych.

W przypadku gdy parametr $C = 0$ wyniki otrzymywane na podstawie hamiltonianu (4.36) sprowadzają się w praktyce do wyników hamiltonianu bez oddziaływania z nośnikami (4.27) – wynika to z faktu, że rozpatrujemy tylko przejścia pomiędzy stanami o określonym spinie elektronowym Mn^{2+} .

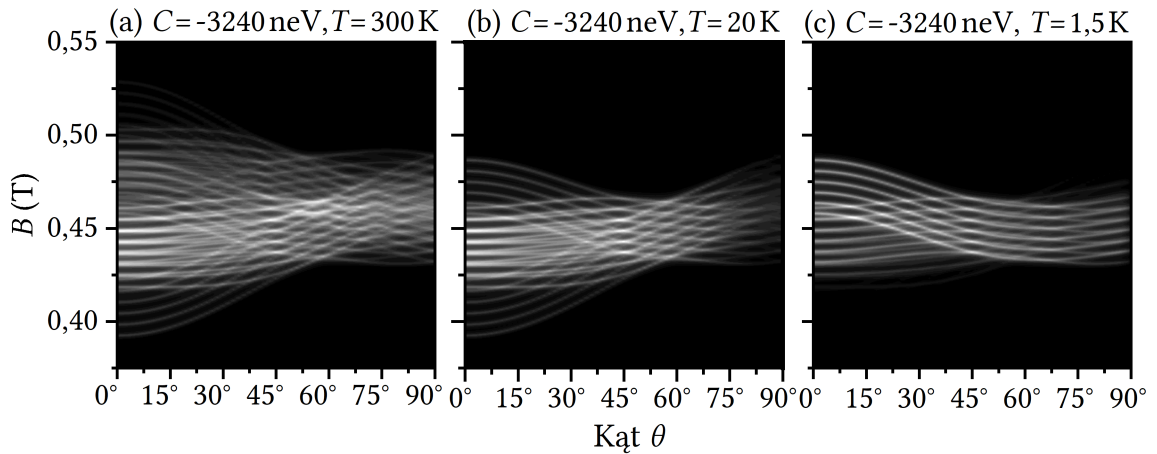
Kolejną kwestią jest zależność sygnału ODMR od kierunku zewnętrznego pola magnetycznego w przypadku jonu nie oddziałującego i oddziałującego z nośnikami – wpływu kierunku pola magnetycznego na pole efektywne B_{eff} .

Na rysunku 4.5 zaprezentowano mapy przejść mikrofalowych w zależności od wartości i kierunku zewnętrznego pola magnetycznego w przypadku gdy nie ma oddziaływania z nośnikami ($C = 0$). Można zauważyć, że w związku z pewnym rozkładem obsadzeń stanów w skończonej temperaturze pomiaru pole rezonansu, rozumianego jako środek ciężkości widma ODMR, zmniejsza się, wraz ze wzrostem kąta θ .

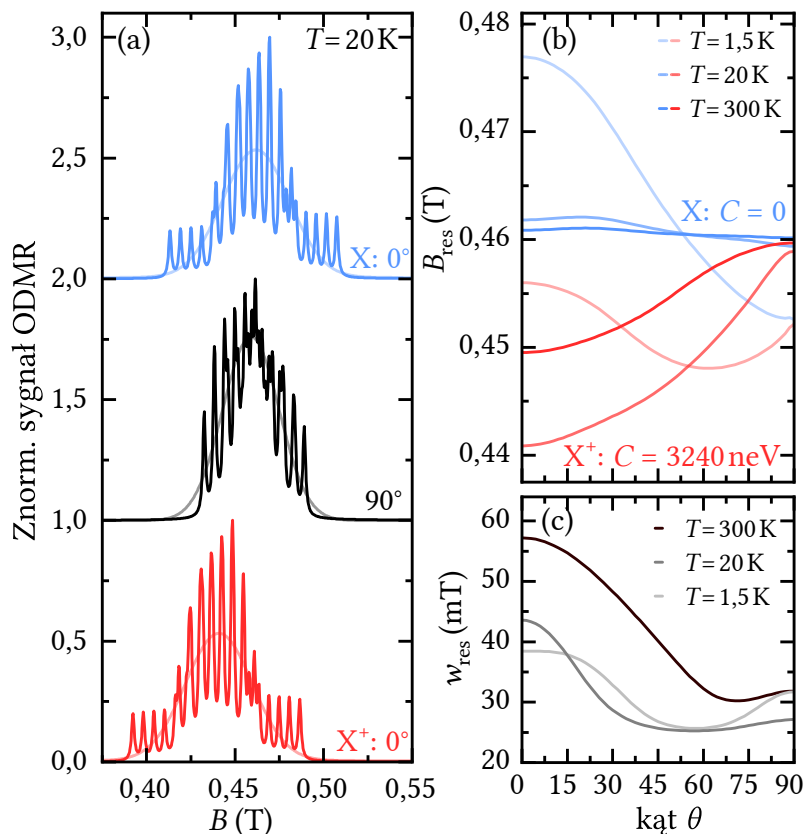
W przypadku gdy oddziaływanie z nośnikami jest obecne ($C \neq 0$) zależność sygnału ODMR od pola magnetycznego robi się bardziej skomplikowana, rys.4.6(a). Można tu zauważyć, że w przypadku oddziaływania z gazem dziurowym skończona temperatura pomiaru powoduje, że pole rezonansu zwiększa się, wraz ze wzrostem kąta θ . Rysunek 4.7(a) przedstawia symulowane widma ODMR – przekroje dla $\theta = 0$ i $\theta = 90^\circ$ map pokazanych na rysunkach 4.6 oraz 4.5. Oznaczono dopasowane funkcje Gaussa, które posłużyły do wyznaczenia środka ciężkości widm. Takie same dopasowania były także używane do wyznaczania środków ciężkości zmierzonych w eksperymencie widm ODMR.



Rysunek 4.5: Mapy intensywności sygnału ODMR w funkcji kierunku i wartości zewnętrznego pola magnetycznego obliczone numerycznie na podstawie hamiltonianu (4.36) z parametrami: $f_{MW} = 12,9$ GHz, $D = 780$ neV, $A = 680$ neV, $a = 320$ neV, $C = 0$. Obliczenia wykonano dla temperatur: (a) $T = 300$ K, (b) $T = 20$ K, (c) $T = 1,5$ K.



Rysunek 4.6: (Mapy intensywności sygnału ODMR w funkcji kierunku i wartości zewnętrznego pola magnetycznego obliczone numerycznie na podstawie hamiltonianu (4.36) z parametrami: $f_{MW} = 12,9$ GHz, $D = 780$ neV, $A = 680$ neV, $a = 320$ neV, $C = -3240$ eV. Brano pod uwagę oddziaływanie z dziurą. Obliczenia wykonano dla temperatur: (a) $T = 300$ K, (b) $T = 20$ K, (c) $T = 1,5$ K.



Rysunek 4.7: (a) Symulowane widma ODMR z parametrami częstotliwości $f_{\text{MW}} = 12,9\text{ GHz}$, $D = 780\text{ neV}$, $A = 680\text{ neV}$, $a = 320\text{ neV}$, $T = 20\text{ K}$ oraz $C = 0$ (X) i $C = -3240\text{ eV}$ (X^+), oznaczono też dopasowane funkcje Gaussa służące do wyznaczania środka ciężkości widma (b) Położenie środka ciężkości symulowanego widma ODMR rozumianego jako środek dopasowanej do widma ODMR funkcji Gaussa otrzymane dla różnych temperatur oraz parametru $C = 0$ (X) i $C = -3240\text{ eV}$ (X^+) w zależności od kąta pola magnetycznego θ (c) Zmiana szerokości widma dla różnych temperatur w zależności od kąta pola magnetycznego θ .

Wynika to z faktu, że o ile w widmach ODMR otrzymane na linii ekscytynu neutralnego X można rozróżnić linie związane z przejściami pomiędzy poziomami rozszczepionymi oddziaływaniem nadsubtelnym z jądrem atomowym, to w przypadku widm ODMR otrzymanych na linii CX takie linie nie są dobrze rozdzielone – porównanie symulacji z wynikami doświadczalnymi zostało pokazane w rozdziale 7. Na rysunku 4.7(b) przedstawiono tak wyznaczone zmiany środka ciężkości widm otrzymanych przy braku oddziaływania z nośnikami ($C = 0$) oraz dla $C = -3240$ neV, w zależności od kąta zewnętrznego pola magnetycznego dla różnych temperatur. W ten sam sposób wyznaczono szerokość sygnału ODMR, rys. 4.7(c).

Analogiczne kalkulacje można wykonać dla oddziaływania z gazem elektronów. Znak stałej oddziaływania wymiennego jest inny dla elektronów i dziur, ale należy pamiętać, że także kierunek (znak) spinu dla elektronu jest odwrotny – stąd kierunek pola efektywnego jest ten sam. Należy również pamiętać o tym, że w porównaniu z silnie anizotropowym efektywnym g-czynnikiem dziury, g-czynnik elektronu jest dość izotropowy, co wpływa na zmiany pola efektywnego w zależności od kąta pola magnetycznego. Trzeba natomiast pamiętać, że stała oddziaływania wymiennego dla dziur β jest czterokrotnie większa niż analogiczna stała dla elektronów – α . W przypadku w pełni spolaryzowanego gazu nośników efekty wynikające z oddziaływania z elektronami są 4 razy mniejsze niż w przypadku oddziaływania z dziurami (dla tej samej gęstości ładunków). Jednocześnie także rozszczepienie pasma przewodnictwa jest czterokrotnie mniejsze niż rozszczepienie pasma walencyjnego a gęstość stanów elektronowych także jest mniejsza, co wynika to z mniejszej masy efektywnej elektronu.

Zakładając, że mamy do czynienia z gazem dziurowym o koncentracji n , który jest w pełni spolaryzowany w polu magnetycznym B_{pol} możemy policzyć ile w takim polu wynosi δp gazu elektronowego o tej samej koncentracji.

Przy założeniu, że mamy do czynienia z układem dwuwymiarowym gęstość stanów w studni (liczba stanów na jednostkę powierzchni na jednostkę energii) dla jednego podpasma spinowego:

$$g(E) = \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \theta(E - E_{C,V}) \quad (4.41)$$

gdzie $\theta(E)$ to funkcja schodkowa Heaviside'a, m^* masa efektywna; czynnik 2 bierze się z faktu, że rozważamy jedno podpasmo. $E_{C,V}$ to energia dna pasma odpowiednio przewodnictwa i walencyjnego.

Podpasma spinowe (odpowiednio przewodnictwa i walencyjne) są rozszczepione ze względu na gigantyczny efekt Zeemana, dla danego pola B mamy rozszczepienie równe $E_Z^{C,V}(B)$. Załóżmy, że gęstość powierzchniowa nośników w naszej próbce wynosi n . Jeżeli rozszczepienie Zeemana jest duże w porównaniu z energią Fermiego: $E_Z^{C,V}(B) >$

ε_F , nośniki zapełniają tylko jedno podpasmo spinowe, wtedy:

$$n = \int_{E_{C,V}}^{\varepsilon_F} g(E) dE = \frac{m^* \varepsilon_F}{2\pi \hbar^2} \quad (4.42)$$

energia Fermiego wynosi wtedy $\varepsilon_F = \frac{2n\pi\hbar^2}{m^*}$, a efektywna koncentracja gazu mająca wkład w przesunięcie Knighta wynosi $\delta p = n$. Jeśli ε_F jest większa od $E_Z^{C,V}(B)$: $E_Z^{C,V}(B) < \varepsilon_F$ (mamy do czynienia z dużymi koncentracjami nośników n lub niewielkim polem magnetycznym) to wtedy:

$$n = \int_{E_{C,V}}^{E_Z^{C,V}(B)} g(E) dE + \int_{E_Z^{C,V}(B)}^{\varepsilon_F} 2g(E) dE = \frac{m^* E_Z(B)}{2\pi \hbar^2} + \frac{m^* (\varepsilon_F - E_Z^{C,V}(B))}{\pi \hbar^2} \quad (4.43)$$

wtedy:

$$E_F = \frac{n\pi\hbar^2}{m^*} + \frac{E_Z(B)}{2} \quad (4.44)$$

$$\text{a } \delta p = \frac{m^* E_Z(B)}{2\pi \hbar^2}.$$

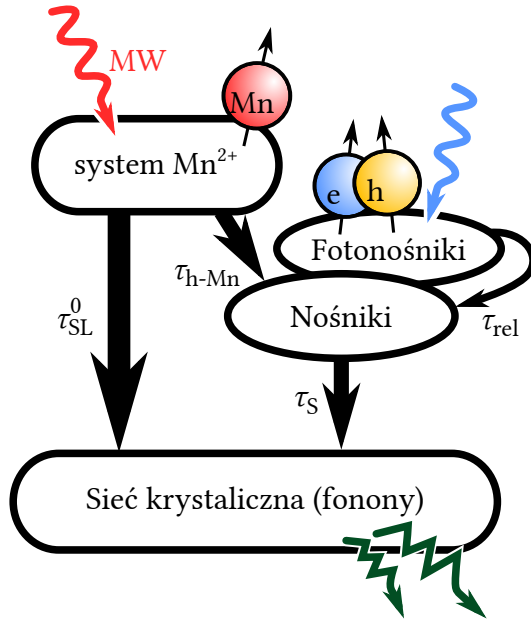
Czyli dla gazu dziurowego (spolaryzowanego, w polu B_{pol} i elektronowego o tej samej koncentracji n stosunek efektywnej koncentracji gazu elektronowego (mającego wpływ na przesunięcie Knighta) δp do n wynosi:

$$\frac{\delta p_e}{n_h} = \frac{m_e^* E_Z^C(B_{\text{pol}})}{m_h^* E_Z^V(B_{\text{pol}})}, \quad (4.45)$$

gdzie $m_{e,h}^*$ to masy efektywne odpowiednio elektronu i dziury, a $E_Z^{C,V}(B)$ – rozszczepienie pasma przewodnictwa albo walencyjnego w polu magnetycznym B . Biorąc pod uwagę znany stosunek rozszczepienia pasm przewodnictwa i walencyjnego, oraz masy efektywne odpowiednio $m_e^* = 0,1 \cdot m_e$, $m_h^* = 0,63 \cdot m_e$ otrzymujemy $\frac{\delta p}{n} = 0,04$. Czyli w niewielkich polach magnetycznych (dopóki gaz nie jest spolaryzowany całkowicie), dla tej samej koncentracji gazu elektronowego n dostajemy 25 razy niższą efektywną koncentrację gazu δp . Jednocześnie, jak to było wcześniej wspomniane, stała oddziaływania jonu z elektronem α także jest mniejsza niż odpowiadająca jej stała dla dziury β , co ostatecznie może dawać nawet 100-krotnie mniejszy efekt dla elektronów.

4.4.2 Relaksacja spin-sieć w obecności nośników

Dynamika spinu w półprzewodnikach półmagnetycznych jest związana z transferem energii pomiędzy systemem jonów magnetycznych, nośnikami ładunku oraz siecią krystaliczną. Można założyć, że fonony sieci krystalicznej są nieskończonym rezerwuarem mogącym przyjąć energię i spin od jonów bądź nośników. Na rysunku 4.8 przedstawiono schemat systemów biorących udział w opisanym modelu relaksacji.



Rysunek 4.8: Schemat przedstawiający systemy i oddziaływania pomiędzy nimi w podstawowym modelu relaksacji spinu jonów magnetycznych pobudzanych promieniowaniem mikrofalowym przy obecności nośników ładunku.

W przedstawionych w tej pracy eksperymentach system jonów magnetycznych jest pobudzany rezonansowo z użyciem promieniowania mikrofalowego. Tak pobudzony układ jonów może zrelaksować bezpośrednio rozpraszając energię i spin na fononach sieci krystalicznej lub pośrednio - poprzez nośniki prądu obecne w strukturze. Czas relaksacji spinowej, który jest mierzony w eksperymencie jest rezultatem relaksacji poprzez oba te mechanizmy. Szybkość relaksacji zależy od temperatur efektywnych systemów pomiędzy którymi zachodzą transfery energii oraz od gęstości stanów, które mogą brać udział w rozpraszaniu. Stąd czas relaksacji spinowej τ_{SL} :

$$\frac{1}{\tau_{SL}} = \frac{1}{\tau_{SL}^0} + \frac{1}{\tau_{Mn-h}}, \quad (4.46)$$

gdzie τ_{SL}^0 oznacza podstawowy czas relaksacji spinów i energii jonów Mn^{2+} bezpośrednio do sieci krystalicznej, a τ_{Mn-h} czas relaksacji do systemu nośników prądu.

W reżimie wysokich pól magnetycznych mechanizm rozpraszania bezpośrednio na fononach sieci krystalicznej odgrywa tu kluczową rolę. Wynika to z faktu, że wraz ze wzrostem pola magnetycznego rośnie gęstość stanów fononowych, które mogą brać udział w rozpraszaniu dla energii odpowiadającej energii rozszczepienia Zeemana. Zależność od pola magnetycznego dla tego mechanizmu jest wykładnicza: $\frac{1}{\tau_{SL}^0} \sim B^n$ [48, 49, 50]. Wykładnik przy B zależy od modelu użytego do obliczenia gęstości stanów fononowych oraz założenia na temat typu mechanizmu rozpraszania (bezpośrednie lub pośrednie). Wzrost szybkości relaksacji jonów Mn^{2+} wraz ze wzrostem pola magnetyczny był obserwowany w różnych systemach: kryształach objętościowych, studniach oraz kropkach kwantowych [4, 48, 49, 50].

W granicy niskich pól magnetycznych mechanizm oparty o rozpraszanie bezpośred-

nio na fononach sieci krystalicznej staje się coraz mniej znaczący. W tym reżimie kluczowe stają się mechanizmy rozpraszania na nośnikach ładunku. W ogólności, możliwości rozpraszania energii i spinu poprzez ten kanał mogą być limitowane poprzez czas relaksacji spinowej nośników τ_s . W związku z tym, że czas ten jest bardzo krótki [4, 16] ten kanał relaksacji jest ograniczany jednak jedynie przez czas relaksacji pomiędzy systemem jonów a systemem nośników prądu τ_{h-Mn} . Najprostszy mechanizm transferu energii pomiędzy jonom magnetycznym a nośnikami jest przejście typu *flip-flop* spinu [4, 20, 16], który polega na równoczesnej zmianie kierunków spinów jonu i nośnika. Zasada zachowania energii wymaga aby dwa stany nośnika, biorące udział w tym procesie były odseparowane energetycznie o równowartość rozszczepienia Zeemana stanów jonu Mn^{2+} . Jako że stany początkowy i końcowy nośnika w takim procesie są związane z różnymi podpasmami spinowymi dostępność stanów początkowych zależy zasadniczo od poziomu Fermiego ε_F i w związku z tym, także od koncentracji nośników. Gigantyczne rozszczepienie Zeemana pasma walencyjnego jest równe:

$$E_Z^V = \mu_B g_c^{\text{eff}} B \quad (4.47)$$

gdzie g_c^{eff} to efektywny g-czynnik nośnika, który w przypadku próbek opartych o półprzewodniki półmagnetyczne jest wyjątkowo duży, co już było opisane we wcześniejszych rozdziałach. W związku z dużymi wartościami efektywnych g-czynników dla nośników – energia E_Z^{Mn} przekracza energię Fermiego ε_F nawet w niewielkich polach magnetycznych. W takim przypadku, tylko niższe podpasmo może być zajęte podczas gdy podpasmo o energii wyższej jest puste. Rozszczepienie Zeemana dla poziomów jonu magnetycznego Mn^{2+} E_Z^{Mn} jest stosunkowo małe (g-czynnik Mn^{2+} wynosi ≈ 2), w związku z tym transfer energii od jonu magnetycznego do nośników staje się niemożliwy a szybkość relaksacji dla tego kanału τ_{h-Mn} zmniejsza się wraz ze wzrostem pola magnetycznego. Różnice w rozszczepieniach Zeemana dla jonów Mn^{2+} oraz nośników prowadzą do rozprężenia energetycznego tych dwóch systemów w wyższych polach magnetycznych. Najwyższa szybkość relaksacji dla tego kanału występuje w zerowym polu magnetycznym, kiedy odległość energetyczna pomiędzy stanami jonu manganu oraz podpasmami spinowymi nośnika jest podobna. Przy zwiększaniu pola magnetycznego szybkość relaksacji spinowej poprzez ten kanał zmniejsza się w związku z zwiększaniem się różnic w rozszczepieniach dla tych dwóch systemów. Jako, że system nośników ma skończoną temperaturę efektywną zajęte są także stany o wyższych wektorach k niż $k = 0$. Stany te mogą także brać udział w relaksacji, nawet wtedy kiedy rozszczepienie podpasm spinowych jest większe niż E_Z^{Mn} w polu magnetycznym. Podobna sytuacja ma miejsce kiedy gęstość nośników jest wystarczająco duża, by energia Fermiego przekraczała E_Z^V . Ostatecznie ten model rozpraszania energii poprzez oddziaływania typu

flip-flop prowadzi do uzależnienia τ_{h-Mn} od pola magnetycznego B , gęstości nośników - poprzez energię Fermiego ε_F , czas rozpraszania spinu nośników τ_S oraz temperatury efektywne obu systemów - systemu jonów magnetycznych β_{Mn} oraz systemu nośników β_c [4, 20]:

$$\tau_{h-Mn} = \tau(B, \varepsilon_F, \tau_S, \beta_c, \beta_{Mn}) \quad (4.48)$$

W ogólności, ten mechanizm może występować w systemach w których rozpraszanie odbywa się na elektronach oraz na dziurach – istnieją jednak między nimi pewne różnice. Dziury mają wyższą masę efektywną niż elektrony co powoduje, że energia Fermiego dla danej gęstości dziur n jest niższa niż dla tej samej gęstości elektronów, gdyż $\varepsilon_F = \frac{n\pi\hbar^2}{m_{eff}}$. Niemniej jednak dziury mogą dostarczyć bardziej efektywnych kanałów relaksacji [16, 4]. Dziury mają większy wpływ na relaksację spinową jonów jako że charakteryzują się wyższą gęstością stanów (w związku z większą masą efektywną) oraz oddziaływanie wymiany p-d z dziurami jest silniejsze niż oddziaływanie s-d z elektronami [25]. Ponadto w przypadku dziur istnieje także inny mechanizm, który pozwala na rozpraszanie energii i spinu jonów Mn^{2+} . W przypadku dziur możliwy jest transfer spinu i energii podczas relaksacji w ramach pojedynczego podpasma, jako że stany ciężko i lekkodziurowe mieszają się proporcjonalnie do k^2 . Ten mechanizm może być nawet bardziej efektywnym kanałem relaksacji niż przejścia typu *flip-flop* gdy poziom Fermiego znajduje się zbyt nisko [16].

Rozdział 5

Energia dysocjacji ekscytonu naładowanego dodatnio

5.1 Wstęp

Studnie kwantowe (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te są zazwyczaj dodatnio naładowane (większościowymi nośnikami są dziury), nawet bez stosowania intencjonalnego domieszkowania. Gaz dziurowy w takich próbkach może pochodzić z nieintencjonalnego domieszkowania w warstwie studni bądź bariery lub ze stanów powierzchniowych bariery (Cd,Mg)Te [8, 7, 9]. Separacja przestrzenna akceptorów, które znajdują się na powierzchni próbki oraz studni kwantowej pozwala na zmiany koncentracji nośników poprzez zastosowanie pobudzania powyżej bariery – nawet o kilka rzędów wielkości. [2, 3]. Przez zmianę oświetlania studni (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te może także wpływać na efekty ekranowania fluktuacji elektrostatycznych spowodowanych nośnikami, co pozwala na zmianę nieporządku coulombowskiego.

Jednym z parametrów, których znajomość może pomóc zrozumieć charakter badanych systemów ekscytonowych jest energia dysocjacji ekscytonu naładowanego. W przypadku dodatnio naładowanych studni kwantowych wykazano już wcześniej, że energię dysocjacji ekscytonu naładowanego można wyznaczyć badając tak zwane przejście singlet-tryplet [3]. Przejście to jest związane ze zmianą konfiguracji spinowej nośników o tym samym znaku w trzycząstkowym kompleksie ekscytonowym. Jak zostanie pokazane w tym rozdziale energia tego przejścia (która może zostać powiązana z energią dysocjacji ekscytonu naładowanego E_{diss}) jest niezależna od koncentracji nośników, co zaprzecza przewidywaniu, że zależne od koncentracji nośników ekranowanie będzie wpływać na energię dysocjacji ekscytonu naładowanego. Jednocześnie wiadomo, że odległość energetyczna pomiędzy liniami X i CX obserwowane zarówno w absorpcji i luminescencji zmienia się z koncentracją nośników [51, 2, 9]. Rozbieżność pomiędzy tymi

dwoma sposobami wyznaczania energii dysocjacji pokazuje jak ważna jest analiza stanów podstawowych i końcowych systemu, który jest badany.

5.1.1 Próbki

Do pomiarów wybrano trzy próbki, które były wcześniej zaprezentowane w tabeli 2.1 - UW0676, UW1467 oraz UW1055. Zostały one wybrane do przedstawionych w tym rozdziale pomiarów z powodu pewnych różnic pomiędzy ich widmami optycznymi. Mimo podobnej budowy tych próbek, przy badaniach spektralnych można zaobserwować, że reprezentują one trzy odmienne systemy, pomiędzy którymi różnice zostaną dokładniej omówione dalej. Warto zaznaczyć, że wszystkie wykorzystywane próbki charakteryzują się dość małą grubością bariery górnej (50 nm). W przypadku próbek UW0676 i UW1467 mała grubość górnej bariery zapewnia zjonizowanie większości centr akceptorowych poprzez przekazywanie nośników włąb struktury (do warstwy studni lub bariery). W związku z tym, fluktuacje coulombowskie w warstwie studni są w tych strukturach znaczne, nawet przy ograniczonej koncentracji nośników. Ponadto w takich próbkach zawartość nośników może być łatwo modyfikowana poprzez dobór podświetlenia (energii i mocy lasera). Póbka UW1055 na wierzchniej warstwie bariery posiada dodatkową 100 nm warstwę czystego CdTe w celu zapobiegania tworzeniu akceptorowych stanów powierzchniowych i tym samym zwiększaniu koncentracji nośników w warstwie studni.

5.2 Energia dysocjacji

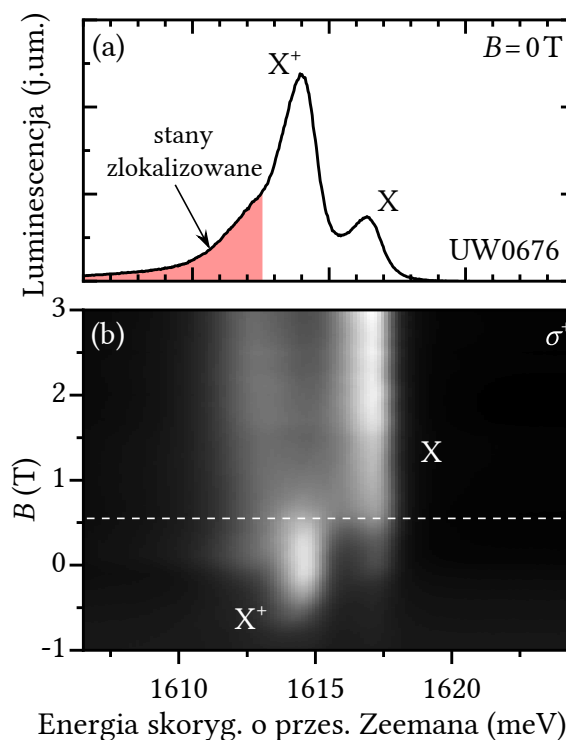
Jak już wcześniej wskazano, energia dysocjacji (E_{diss}) jest ważnym parametrem charakteryzującym systemy ekscytonowe. Warto zastanowić się, jak można zdefiniować taki parametr dla ekscytonu naładowanego. W ogólności jest to energia potrzebna do rozdzielenia ekscytonu i dodatkowego nośnika (dziury w przypadku ekscytonu naładowanego dodatnio albo elektronu - dla ujemnie naładowanego ekscytonu). W przypadku trzycząstkowych kompleksów ekscytonowych (ekscytonów naładowanych) spiny jednoimiennych nośniki mogą być ustawione względem siebie równolegle bądź antyrównolegle. Konfiguracja singletowa spinów (spiny jednoimiennych nośników ustawione antyrównolegle) odpowiada stanowi związanemu ekscytonu naładowanego CX. Konfiguracja trypletowa (spiny równolegle) odpowiada stanowi niezwiązanemu, zdysocjowanemu. W ten sposób możemy zdefiniować energię wiązania jako różnicę energii tych dwóch stanów, o różnych konfiguracjach spinowych.

W typowym widmie fotoluminescencji półmagnetycznej studni kwantowej (Cd,Mn)Te

w (Cd,Mg)Te można zaobserwować dwie linie widmowe. Są to linie ekscytony neutralnego – X oraz ekscytonu naładowanego CX, rys. 5.1(a). W przedstawionym tu przypadku jest to ekscyton naładowany dodatnio X^+ , co będzie wyjaśnione w dalszej części tego rozdziału. Dodatkowo można zaobserwować luminescencję w energiach niższych niż energia ekscytonu naładowanego X^+ , którą można powiązać ze stanami zlokalizowanymi, obecnymi w próbkach z większym nieporządkiem.

W prostym przybliżeniu odległość energetyczna pomiędzy liniami X i CX wydaje się być dobrą miarą energii dysocjacji. Jednak takie podejście do pomiaru energii dysocjacji nie bierze pod uwagę tego, że stany końcowe podczas rekombinacji ekscytonów neutralnych i naładowanych mogą być różne. Na przykład, gaz nośników pozostający po rekombinacji CX może być w stanie wzbudzonym, co może prowadzić do pozornego zwiększenia odległości pomiędzy liniami X i CX. Innym zjawiskiem, które może prowadzić do zwiększenia rozszczepienia pomiędzy liniami X i CX może być lokalizacja ekscytonów naładowanych - skrajnymi przypadkami takich naładowanych ekscytonów są kompleksy D^0X i A^0X , mające energię wiązania ponad dwa razy większą niż swobodny ekscyton naładowany [52]. W rozumieniu badanego systemu energia wiązania nie powinna być czuła na nieporządek coulombowski, który potencjalnie osłabia związek pomiędzy energią dysocjacji oraz odległością spektralną linii X i CX. Aby uniknąć tych trudności w definiowaniu energii dysocjacji wprost z odległości linii widmowych można użyć do jej pomiarów innej metody wykorzystującej ewolucję w polu magnetycznym.

W polu magnetycznym zarówno linia ekscytonu neutralnego X, jak i ekscytonu naładowanego CX wykazują gigantyczne przesunięcie Zeemana, zarówno podczas obser-



Rysunek 5.1: (a) Niskotemperaturowe ($\sim 1,6$ K) widmo fotoluminescencji próbki UW0676 zmierzone przy pobudzaniu laserem o długości fali $\lambda=561$ nm; (b) Mapa fotoluminescencji tej próbki w zależności od pola magnetycznego, energia świecenia została skorygowana o przesunięcie Zeemana.

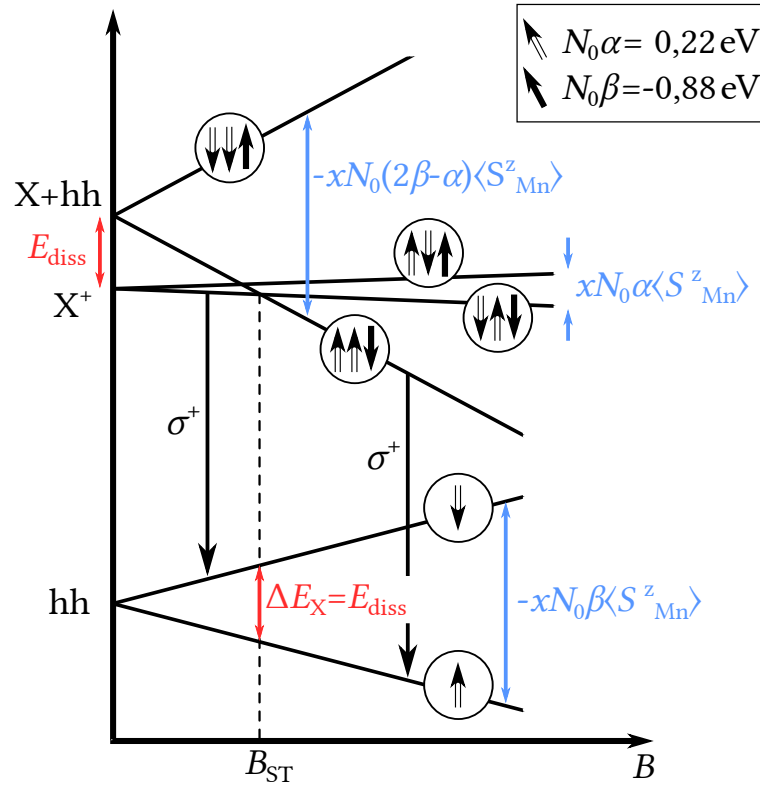
wacji widm odbicia jak i fotoluminescencji. Widma odbicia i luminescencji dają wgląd w różne cechy obserwowanych struktur ekscytonowych. W szczególności, widma fotoluminescencji są czułe na obsadzenia stanów, co jest istotne w przedstawionej tu metodzie wyznaczania energii dysocjacji. Na rys. 5.1(b) zaprezentowano mapę fotoluminescencji w zależności od pola magnetycznego dla jednej z badanych próbek. Energia świecenia na mapie została skorygowana o przesunięcie Zeemana obserwowane w pomiarze, tak aby uwidatnić obserwowaną zmianę obsadzeń, następującą podczas ewolucji w polu magnetycznym. Dla pola B_{ST} około 0,55 T możemy zaobserwować zmianę intensywności ekscytanu naładowanego, przy jednoczesnym wyjaśnieniu linii ekscytanu neutralnego. Dla tego pola magnetycznego stan singletowy ekscytanu naładowanego CX jest przecinany przez stan trypletowy ekscytanu neutralnego i dziury (dalej będę tę sytuację nazywać przejściem singlet-tryplet). Efekt ten był obserwowany dla wszystkich badanych próbek i przy różnych długościach fali pobudzenia.

Wartość pola magnetycznego, w którym można zaobserwować przejście singlet-tryplet B_{ST} dostarcza dodatkowych informacji na temat badanych próbek. Przede wszystkim pozwala na określenie ładunków większościowych, co wynika z różnych wartości parametrów oddziaływania wymiany dla elektronów i dziur (odpowiednio $N_0\alpha = 0,22$ eV oraz $N_0\beta = -0,88$ eV [25, 26]). Można zauważyć, że w badanych próbkach przejście singlet-tryplet jest obserwowane w relatywnie niskim polu magnetycznym ($B_{ST} < 1$ T) co pozwala stwierdzić, że w tym przypadku nośnikami większościowymi są dziury i mamy do czynienia z ekscytanem naładowanym dodatnio.

Głębsza analiza obserwowanego zjawiska pozwala na powiązanie przejścia singlet-tryplet z wartością energii dysocjacji E_{diss} . Na rysunku 5.2 w uproszczeniu przedstawiono ewolucję w polu magnetycznym poziomów energetycznych biorących udział w omawianym procesie. W rzeczywistości, jako, że mamy tu do czynienia z gigantycznym efektem Zeemana, energia stanów podpasem spinowych ewoluuje zgodnie z funkcją Gaja-Brillouina. Rozszczepienia poziomów energetycznych biorących udział w omawianym procesie wynoszą odpowiednio $\frac{1}{2}xN_0\alpha\langle S_{Mn}^z \rangle$ dla ekscytanu naładowanego oraz $-\frac{1}{2}xN_0(2\beta - \alpha)\langle S_{Mn}^z \rangle$ dla stanu trypletowego składającego się z dziury ciężkiej i ekscytanu neutralnego [25, 26]. $x\langle S_{Mn}^z \rangle$ oznacza średnią wartość spinu [25, 26]. Pole magnetyczne B_{ST} odpowiada sytuacji w której te dwa poziomy są zdegenerowane. Biorąc pod uwagę, że rozszczepienie w zerowym polu magnetycznym pomiędzy poziomami X i CX (czyli E_{diss}) jest równe:

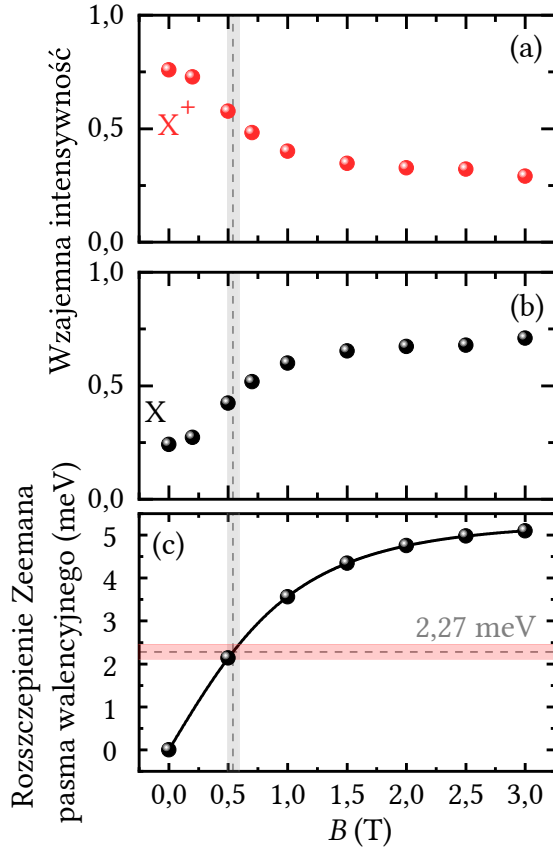
$$E_{diss} - \frac{1}{2}xN_0(2\beta - \alpha)\langle S_{Mn}^z(B_{ST}) \rangle = \frac{1}{2}xN_0\alpha\langle S_{Mn}^z(B_{ST}) \rangle, \quad (5.1)$$

co prowadzi do:



Rysunek 5.2: Diagram przejść optycznych w systemie z dziurami jako nośnikami większościowymi, zawierający dziury ciężkie (hh), ekscytyny neutralne (X) oraz naładowane dodatnio (X^+). Pojedyncze strzałki reprezentują elektrony, podwójne - dziury. Niebieskie strzałki reprezentują gigantyczne rozszczenie Zeemana poszczególnych stanów. Linia przerywana odpowiada polu magnetycznemu B_{ST} , w którym zachodzi przejście singlet-tryplet. Czerwone strzałki pokazują energię dysocjacji ekscytynu naładowanego, która jest równa rozszczeniu pomiędzy stanami dziurowymi w polu B_{ST} . W rzeczywistości rozszczenia podpasm spinowych nie zmieniają się w polu magnetycznym liniowo, a zgodnie z funkcją Brillouina – liniowe zmiany przedstawiono dla uproszczenia.

Rysunek 5.3: (a-b) Intensywność fotoluminescencji ekscytonu neutralnego X (a) i naładowanego X^+ (b) jako część sumy intensywności obu linii ekscytonowych mierzona dla polaryzacji detekcji σ^+ , w polu magnetycznym dla pobudzenia lasrem o długości fali $\lambda=561$ nm. (c) Gigantyczne rozszczenie Zeemana pasma walencyjnego otrzymane przez wymnożenie wartości rozszczenia Zeemana otrzymanego dla ekscytonu neutralnego przez $N_0\beta/N_0(\beta-\alpha) = 0,8$; zaznaczone obszary na panelach reprezentują niepewność wyznaczania wartości B_{ST} (szare) oraz E_{diss} (czerwone).



$$E_{diss} = N_0\beta\langle S_{Mn}^z(B_{ST}) \rangle. \quad (5.2)$$

Jednocześnie prawa strona równania 5.2 opisuje gigantyczne rozszczenie Zeemana pasma walencyjnego w polu magnetycznym B_{ST} . Wartość tego rozszczenia może być obliczona z rozszczenia Zeemana ekscytonu neutralnego ΔE_X , które może być bezpośrednio zaobserwowane w eksperymencie:

$$E_{diss} = \frac{N_0\beta}{N_0(\beta-\alpha)} N_0(\beta-\alpha) \langle S_{Mn}^z(B_{ST}) \rangle = \frac{N_0\beta}{N_0(\beta-\alpha)} \Delta E_X(B_{ST}) = \frac{4}{5} \Delta E_X(B_{ST}). \quad (5.3)$$

Otrzymana relacja pozwala na określenie wartości energii dysocjacji ekscytonu naładowanego jako 80 % rozszczenia ekscytonu neutralnego w polu magnetycznym przejścia singlet-tryplet – B_{ST} . Podejście to jest lepsze niż wcześniej przedstawione określanie E_{diss} na podstawie odległości pomiędzy liniami widmowymi: w tym przypadku porównujemy właściwie energie ekscytonu neutralnego i naładowanego w tym samym miejscu mimo możliwości występowania niejednorodnego potencjału coulombowskiego w którym znajdują się nośniki. Wystarczy jedynie wyznaczyć wartość pola magnetycznego w którym zachodzi przejście singlet-tryplet.

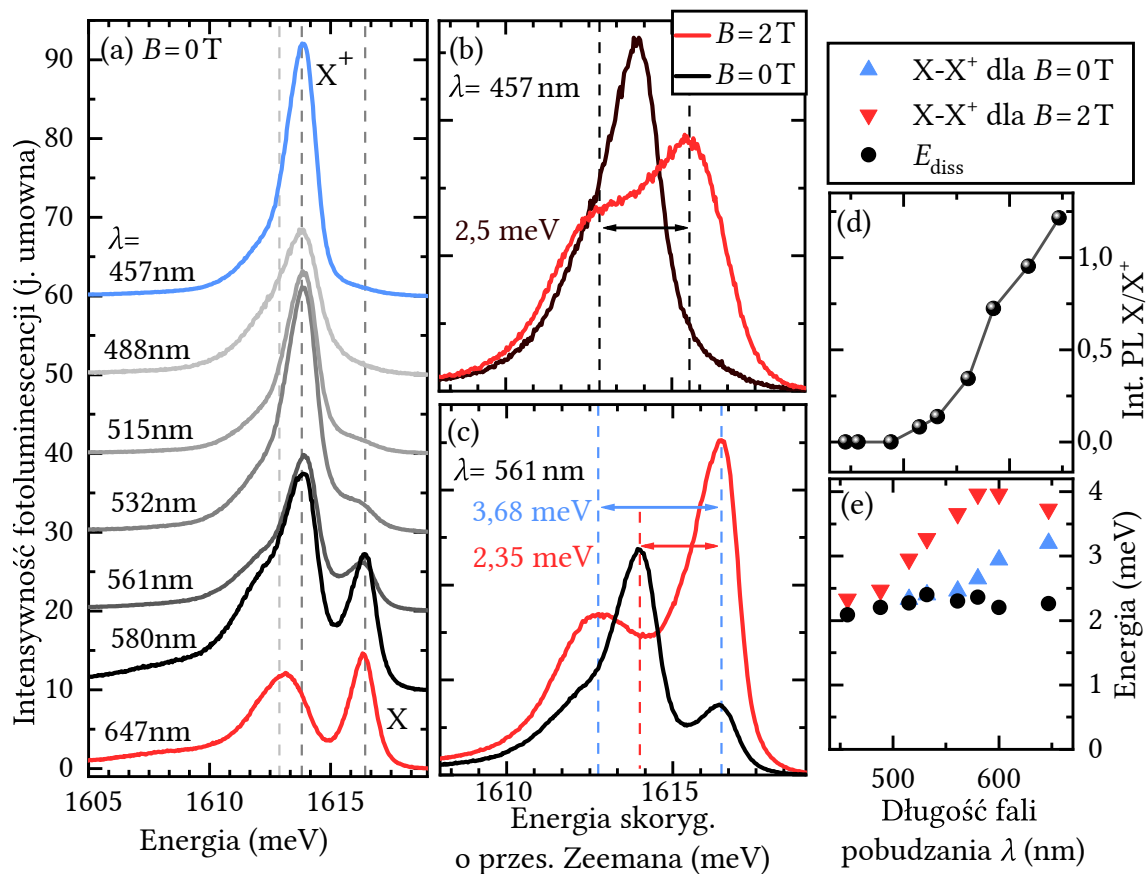
Rys. 5.3(b) przedstawia intensywność świecenia linii CX i X znormalizowane przez

całkowitą emisję ze studni kwantowej. Pole B_{ST} przejścia singlet-tryplet zostało określone jako pole w którym względna intensywność luminescencji jest w środku pomiędzy górnym i dolnym poziomem [3]. Używając tak wyznaczonego pola B_{ST} można otrzymać energię dysocjacji E_{diss} tak jak to było opisane w równaniu 5.3, rys. 5.2(c). Niepewności zostały oszacowane z niepewności wyznaczenia amplitudy górnego i dolnego poziomu.

5.3 Zmiana podświetlenia

Wykonano pomiary fotoluminescencji studni kwantowych pobudzanej różnymi długościami fali pobudzania. W zgodzie ze wcześniejszymi badaniami opisywanymi w literaturze, zaobserwowano, że zmiana długości fali pobudzania prowadzi do zmiany wzajemnej intensywności linii X i CX widocznych w widmie fotoluminescencji w zerowym polu magnetycznym [2, 3]. Obserwację tę można interpretować jako oznakę zmiany koncentracji nośników w próbce. W reżimie wysokiej koncentracji nośników widmo jest zdominowane przez linię CX, przy równoczesnej nieobecności linii X. Gdy długość fali pobudzania rośnie, system przechodzi do reżimu niskiej koncentracji nośników, a linia X zaczyna być dobrze widoczna w widmie fotoluminescencji. Przejście singlet-tryplet zostało zaobserwowane dla wszystkich długości fali pobudzania. Nawet gdy linia X była nieobecna w widmie PL w zerowym polu magnetycznym, zaczynała być widoczna po przekroczeniu pola magnetycznego, w którym zachodziło przejście. Poprzez obserwację pola, w którym dochodziło do przejścia singlet-tryplet wyznaczono E_{diss} dla każdej energii pobudzania tak jak było to opisane wcześniej.

Na rysunku 5.4(a) zaprezentowane są widma fotoluminescencji próbki UW0676 pobudzanej laserem o różnej długości fali w zakresie widzialnym w zerowym polu magnetycznym. Dla krótszych długości fali pobudzania linia CX dominuje w widmie, natomiast linia X jest nieobecna, co sugeruje raczej wysoką koncentrację dziur w badanej studni kwantowej. Przy zwiększaniu długości fali pobudzania, jak to było opisane wcześniej, obserwujemy przejście do reżimu niższej koncentracji nośników. Na rys. 5.4(b,c) widzimy porównanie widm fotoluminescencji przy pobudzaniu $\lambda = 457$ nm oraz $\lambda = 561$ nm oraz dla pól magnetycznych $B = 0$ T oraz $B = 2$ T. Można tu zauważyć zwiększenie odległości energetycznej pomiędzy maksimami linii X i CX zarówno podczas zwiększania długości fali pobudzania oraz przy ewolucji w polu magnetycznym. Wzajemna intensywności linii ekscytynu neutralnego i naładowanego zmienia się wraz z zwiększaniem długości fali pobudzania jak to zostało pokazane na rys. 5.4(d). Ekscytyn naładowany traci na intensywności, natomiast linia X zaczyna być obecna w widmie. Odległości energetyczne pomiędzy maksimami linii X i CX jest równa około 2,5 meV dla niższych długości fali pobudzania i wzrasta monotonicznie ze wzrostem długości fali do 3,5-4 meV, czerwone



Rysunek 5.4: Dane dla próbki UW0676: (a) fotoluminescencja pobudzana dla różnych długości fali pobudzania, przy pobudzaniu długością fali $\lambda = 457$ nm CX jest widoczny a jego intensywność słabnie przy zwiększaniu długości fali pobudzania, dla większych długości fali ujawniają się stany zlokalizowane (b,c) porównanie widm fotoluminescencji w polu magnetycznym 0 i 2 T (skorygowane o przesunięcie Zeemana) dla długości fali pobudzania $\lambda = 457$ nm oraz $\lambda = 561$ nm (d) względna intensywność X i CX dla różnych długości fali pobudzania (e) odległość energetyczna pomiędzy liniami widmowymi oraz E_{diss} obserwowane dla różnych długości fali pobudzania.

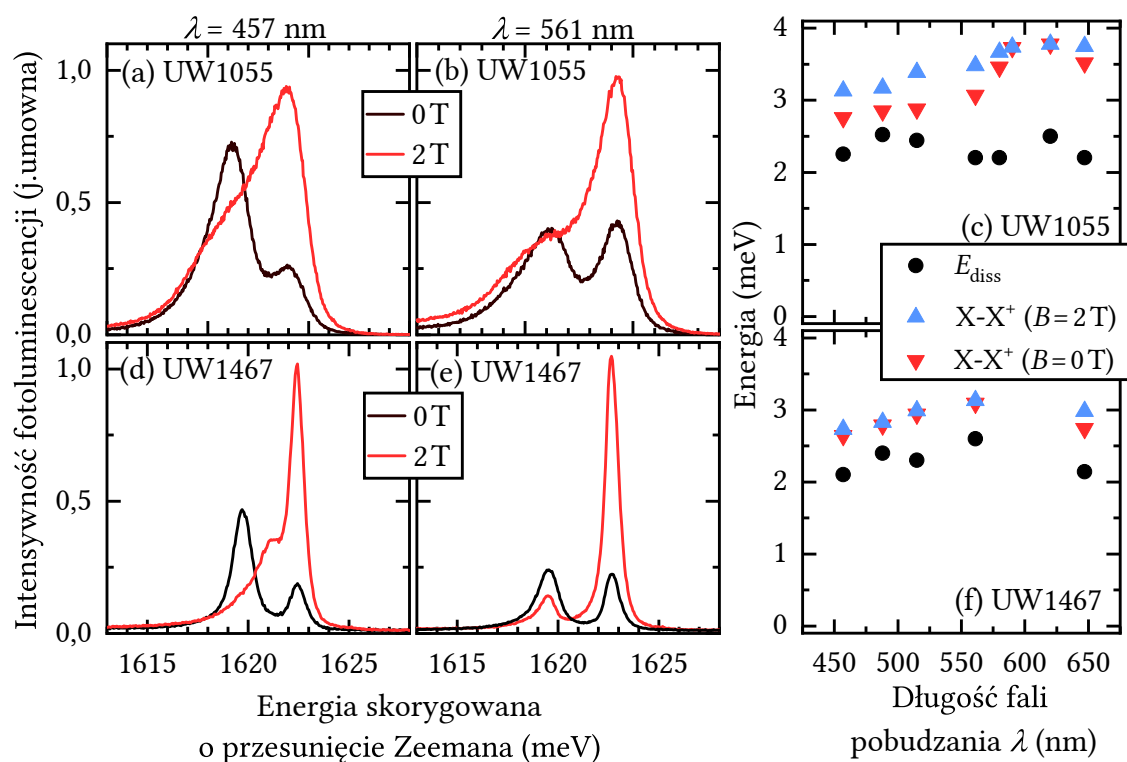
punkty na rys. 5.4(e). Ta zmiana może być powiązana ze zwiększeniem wkładu zlokalizowanych stanów w linii ekscytonu naładowanego, które są obecne w energiach niższych niż linia CX. Stają się one coraz bardziej wyraźne wraz z osłabianiem linii swobodnego ekscytonu naładowanego przy malejącej koncentracji nośników.

Pomiary magnetoptyczne pozwoliły na zaobserwowanie przejścia singlet-tryplet dla całego przedziału długości fali pobudzenia i wyznaczenie energii dysocjacji ekscytonu naładowanego E_{diss} . Widma otrzymane dla długości fali pobudzenia $\lambda = 457 \text{ nm}$, czyli dla wyższej koncentracji nośników, dobrze korespondują ze wcześniejszymi pracami na temat studni kwantowych zawierających zdegenerowany spolaryzowany spinowo gaz nośników z wyraźnie obserwowanym przejściem singlet-tryplet [3].

Otrzymana E_{diss} została porównana z odległościami energetycznymi linii X i CX, rys. 5.4(e). Można zauważyć, że pozostaje ona stała w szerokim zakresie długości fali pobudzenia, pomimo widocznego zwiększania odległości energetycznej pomiędzy liniami ekscytonowymi.

W celu przeanalizowania reżimu próbki o większym nieporządku i z niską koncentracją nośników zbadano próbkę UW1055, która posiadała dodatkową warstwę przykrywającą górną barierę (100 nm CdTe). Taka warstwa została wyhodowana w celu zapobiegania formowaniu akceptorowych stanów powierzchniowych [7, 53]. Jednocześnie, nadal mamy tu do czynienia z wąską barierą, co skutkuje jonizacją akceptorów w materiale bariery i powinno powodować fluktuacje potencjału coulombowskiego w warstwie studni. Zgodnie z oczekiwaniami reżim niskiej koncentracji nośników był dla tej próbki obserwowany w całym zakresie długości fali pobudzenia. Linia X była zawsze obecna, nawet w zerowym polu magnetycznym, rys. 5.5(a,b).

Tak jak w poprzednim przypadku, dla wszystkich badanych długości fali pobudzenia, odległość energetyczna pomiędzy linią X i środka linii CX jest dość duża, wynosi około 3-4 meV. Jest to zgodne z obserwacją, że w tym przypadku wkład stanów zlokalizowanych jest większy niż dla próbki UW0676. Niezależnie od tego, że próbka UW1055 jest zawsze w reżimie niskich koncentracji nośników oraz lokalizacja jest tutaj większa, przejście singlet-tryplet jest nadal bardzo dobrze widoczne. Zostało ono użyte do wyznaczenia E_{diss} , która okazała się być równa $\sim 2,3 \text{ meV}$, podobnie jak w przypadku próbki UW0676. Ponownie, jak pokazano na rysunku 5.5 (c) energia dysocjacji otrzymana z przejścia singlet-tryplet jest stała dla różnych długości fali pobudzenia. Jednocześnie można zaobserwować, że odległości spektralne linii X i CX wzrastają wraz ze wzrostem długości fali pobudzenia. Ta obserwacja unieważnia proste podejście, w którym zarówno odległości energetyczne pomiędzy X i CX przy nieobecności pola magnetycznego, jak i przejście singlet-tryplet powinno odzwierciedlać prawdziwą E_{diss} , na którą wpływ ma zwiększenie energii wiązania X i CX w związku z lokalizacją, analogicznie



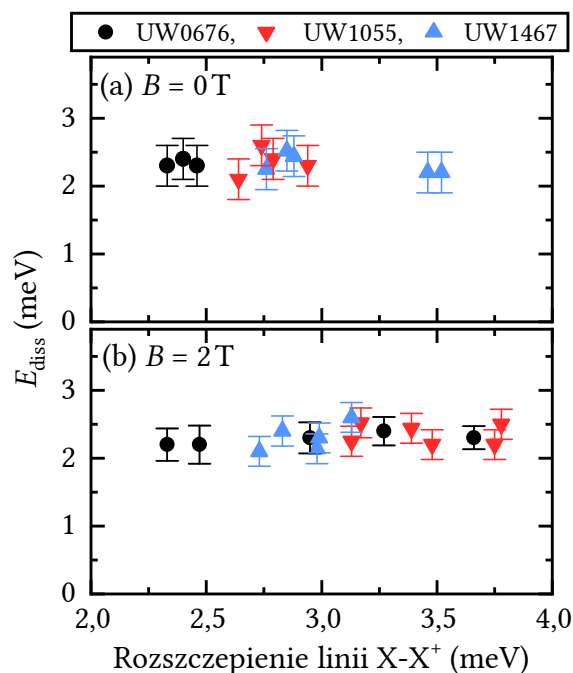
Rysunek 5.5: (a) Widma fotoluminescencji próbki UW1055 (z przykrywką) otrzymane w polach magnetycznych $B = 0$ T i $B = 2$ T dla długości fali pobudzenia $\lambda = 457$ nm oraz (b) dla $\lambda = 561$ nm, (c) Odległość pomiędzy liniami widmowymi X i CX oraz E_{diss} w zależności od długości fali pobudzenia (d-f) dane dla próbki UW1467.

jak w przypadku D^0X i A^0X .

Trzecia badana próbka jest bardzo podobna do próbki UW0676 jednak została wytworzona w warunkach, które pozwoliły na bardzo niewielkie nieintencjonalne domieszkowanie, a także niski nieporządek. Linie widmowe zarówno X jak i CX próbki UW1467 są bardzo wąskie ($\text{FWHM} \approx 1 \text{ meV}$), rys. 5.5(c,d). Podobnie jak w przypadku próbki UW1055 ekscyton neutralny jest widoczny przy braku pola magnetycznego, co sugeruje reżim niskiej koncentracji nośników. Przejście singlet-tryplet zostało zaobserwowane w polach magnetycznych o wartości podobnej jak w poprzednich przypadkach. Natomiast w przypadku próbki UW1467 ekscyton naładowany zanika zupełnie w wyższych polach magnetycznych, nieobecne są także stany zlokalizowane. W związku z tym, możemy założyć, że w tym przypadku nie występują efekty lokalizacyjne ekscytynu naładowanego a próbka charakteryzuje się niskim nieporządkiem. Natomiast pomiędzy liniami X i CX można zaobserwować inny stan, który jest ujawniany gdy zanika świecenie ekscytynu naładowanego.

Jeśli chodzi o energię dysocjacji próbka UW1467 jest bardzo podobna do wcześniej omawianych. Odległość pomiędzy liniami X i CX w zerowym polu magnetycznym (zawierająca się w zakresie 2,6 - 3,2 meV) nieznacznie rośnie wraz ze zwiększaniem długości fali pobudzenia. E_{diss} wyznaczona na podstawie przejść singlet-tryplet dla różnych długości fali pobudzenia wynosi podobnie jak w poprzednich przypadkach ok. 2,3 meV, rys. 5.5(f).

Należy zaznaczyć, że ta sama energia E_{diss} otrzymana dla wszystkich próbek świadczy o tym, że zachowują się one podobnie, ale nie jednakowo, w polu magnetycznym. W zależności od próbki i długości fali pobudzenia obserwowana ewolucja w polu prowadziła do innych wartości efektywnego g-czynnika ekscytynu, więc także do innego pola w którym zachodziło przejście singlet-tryplet. Tylko kombinacja tych dwóch czynników może prowadzić do otrzymania stałej wartości E_{diss} , rys. 5.6. Niezależnie od zwiększa-



Rysunek 5.6: Energia dysocjacji ekscytynu naładowanego w zależności od odległości energetycznej pomiędzy liniami widmowymi ekscytynu neutralnego i naładowanego w polu magnetycznym (a) $B = 0 \text{ T}$, (b) $B = 2 \text{ T}$.

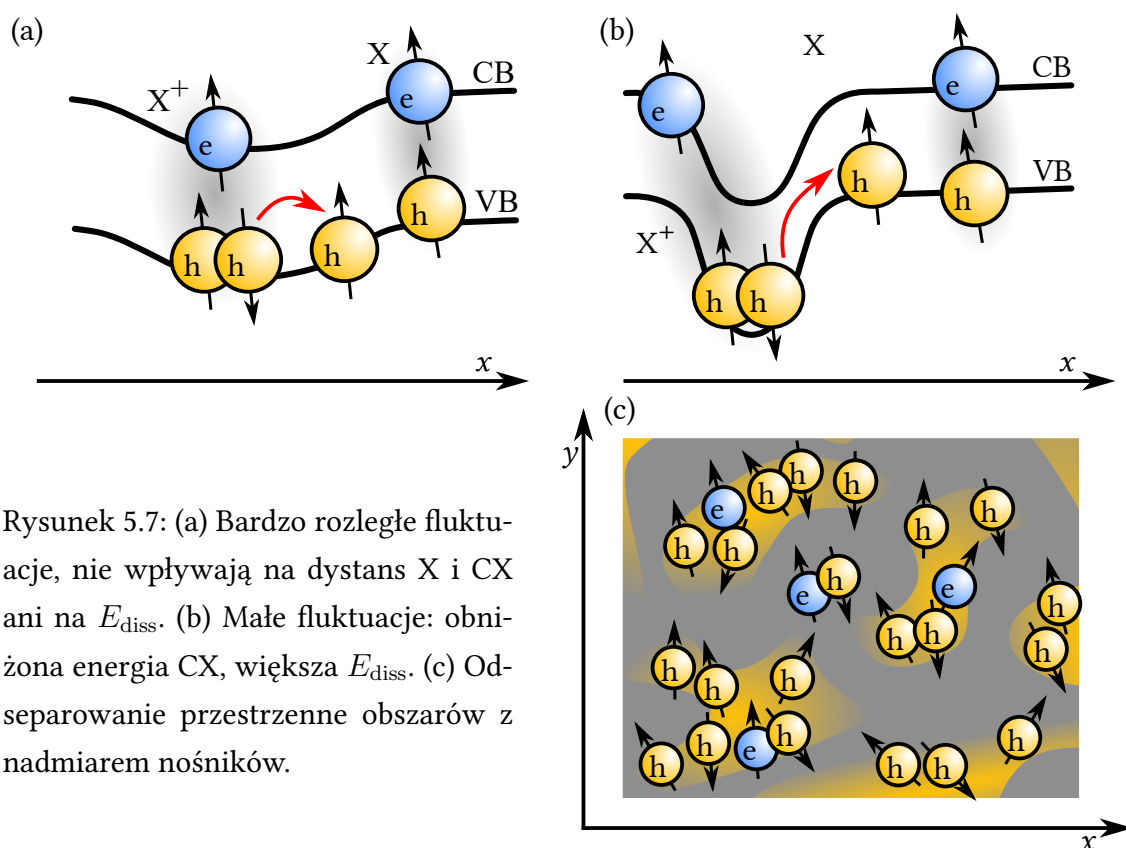
nia nieporządku i lokalizacji czy zmian średniej odległości X-CX energia E_{diss} jest taka sama dla wszystkich badanych próbek w szerokim zakresie długości fali pobudzenia i przy zmianie pola magnetycznego.

5.4 Podsumowanie

Aby spróbować wytłumaczyć otrzymaną niezależność energii dysocjacji ekscytynu naładowanego dla systemów o tak różnej charakterystyce można rozważyć z jakimi skalami fluktuacji Coulombowskich możemy mieć do czynienia. Na początku rozważmy dwa najprostsze przypadki: pierwszy w którym wielkość fluktuacji jest dość duża w skali rozmiarów ekscytynu oraz drugi, w którym potencjał coulombowski zmienia się na odległościach porównywalnych z wielkością ekscytynu, rys. 5.7(a,b). W pierwszym przypadku zdysocjowane nośniki i ekscyton neutralny znajdują się w obszarze o tym samym potencjale co związany ekscyton naładowany. Stąd odległość X i CX a także E_{diss} nie powinna być czuła na takie fluktuacje (na przykład na głębokość potencjału coulombowskiego). Zupełnie inaczej wygląda przypadek w których skale fluktuacji coulombowskich są małe w porównaniu z wielkością ekscytynów. W takim przypadku związane ekscytony naładowane znajdowałyby się w małych dołkach potencjału. W związku z efektami lokalizacyjnymi energia CX powinna być obniżona a odległość energetyczna X- CX powinna się zmieniać w zależności od różnych parametrów potencjału coulombowskiego. Energia dysocjacji powinna być też być zależna od tych parametrów i być odpowiednio większa w przypadku silniej związanych ekscytynów, tak aby dysocjacja prowadziła do uwolnienia dodatkowej dziury z dołka potencjału. Możemy zauważyć jednak, że oba z tych przedstawionych prostych obrazów potencjału nie może być obecny w badanych systemach, ponieważ równocześnie obserwujemy zmiany odległości energetycznej pomiędzy liniami X i CX przy jednoczesnej niezmienności E_{diss} .

Jednym z potencjalnych wytłumaczeń takich wyników jest istnienie obszarów z nadmiarem nośników, w których tworzą się w większości ekscytony naładowane na tle obszarów z bardzo małą koncentracją nośników, gdzie dominują ekscytony neutralne. W takim przypadku kompleksy ekscytynowe X i CX byłyby odseparowane przestrzennie, a świecenie X i CX byłoby obserwowane z zupełnie innych obszarów. Zmiany parametrów potencjału coulombowskiego mogłoby prowadzić do obniżania energii CX, a tym samym do zmiany odległości energetycznej X-CX. Jednocześnie dysocjacja ekscytynów naładowanych w obszarach o nadmiarze nośników prowadziłaby do podobnych efektów jak w przypadku bardzo dużych fluktuacji coulombowskich a energia dysocjacji pozostawałaby nieczuła na parametry potencjału, na przykład jego głębokość. Dotychczasowe badania mikroluminescencji mające na celu zaobserwowanie odseparowanych

obszarów świecenia ze stanów ekscytynu neutralnego albo naładowanego pokazały, że rozmiar takich obszarów musi być submikronowy [54, 55].



Rysunek 5.7: (a) Bardzo rozległe fluktuacje, nie wpływają na dystans X i CX ani na E_{diss} . (b) Małe fluktuacje: obniżona energia CX, większa E_{diss} . (c) Odseparowanie przestrzenne obszarów z nadmiarem nośników.

Z zaprezentowanych w tym rozdziale badań można wywnioskować, że odległość spektralna pomiędzy X i CX nie jest dobrą miarą energii dysocjacji ekscytynu naładowanego. Taki pomiar może utrudniać problem w identyfikacji swobodnego ekscytynu naładowanego, wpływ stanów zlokalizowanych lub też zupełna nieobecność jednego ze stanów - na przykład w przypadku dużej koncentracji nośników. Dobrą metodą badania energii dysocjacji ekscytynu naładowanego E_{diss} wydaje się być natomiast wykorzystanie obserwacji przejścia singlet-tryplet poprzez obserwację widma fotoluminescencji w polu magnetycznym.

Z zaprezentowanych tu badań wynika, że energia dysocjacji CX, zdefiniowana jako energia potrzebna do odłączenia dodatkowej dziury poprzez odwrócenie jej spinu, jest stała dla szerokiego zakresu parametrów. Takie właściwości studni jak koncentracja nośników czy fluktuacje coulombowskie które mogą być zmieniane poprzez zmianę długości fali pobudzenia i mają wpływ na odległość spektralną linii X i CX.

Zaobserwowany efekt może być tłumaczony powstawaniem w warstwie studni kwantowej obszarów, w których występuje nadmiar nośników (w tym przypadku dziur), oraz obszarów neutralnych. Luminescencja ze stanów X oraz CX byłaby w takim przypadku odseparowana przestrzennie na odległość submikronową.

Rozdział 6

Rozkład czasu relaksacji w studni wzdłuż osi wzrostu

6.1 Wstęp

Właściwości studni struktur pochodzących ze wzrostu metodą MBE w tym studni kwantowych są wynikiem skomplikowanych procesów, na który mają wpływ właściwości użytych materiałów oraz warunki wzrostu. W szczególności, jakość i typ interfejsów pomiędzy różnymi warstwami, w tym pomiędzy warstwami bariery i studni mają bardzo duże znaczenie dla właściwości optycznych oraz elektrycznych nanostruktur. Granica pomiędzy materiałem bariery a materiałem studni nie zawsze jest ostra. Istnieje cała gama rodzajów interfejsów występujących pomiędzy dwoma wzrastającymi materiałami a każdy z nich ma swoją własną charakterystykę. Fluktuacje w różnych skalach mogą występować zarówno wzdłuż osi wzrostu jak i w płaszczyźnie próbki w związku z fluktuacjami lokalnego składu. Dla jednoznaczności w nawiasach podane są nazwy występujące w angielskojęzycznych publikacjach. Gładkie interfejsy (ang. *smooth*) mogą być albo rozmyte (*intermixed* [56, 27]) albo ostre (*atomically flat*) i są wolne od fluktuacji w skali wielkości ekscytonu w płaszczyźnie próbki. Nieuporządkowane (*disordered*) interfejsy mogą być schodkowe (schodki w skali atomowej – *atomic steps* [57]) albo pofałdowane (*rough* [27, 58, 56, 59]). Określenie z jakim typem interfejsu mamy do czynienia wymaga zbadania lokalnych deformacji sieci krystalicznej i jest niemalże niemożliwe do zrobienia przy użyciu jedynie technik optycznych. W tej sytuacji z pomocą przychodzi możliwość intencjonalnego dodawania do materiału studni jonów magnetycznych – umieszczone w odpowiedni sposób pozwalają na badanie struktury na poziomie lokalnym.

Jony magnetyczne wbudowane w nanostrukturę dają unikatową możliwość badania lokalnych właściwości sieci krystalicznej. Jak to już było opisane we wcześniejszych rozdziałach - rozszczepienie stanów energetycznych jonu jest bardzo wrażliwe na defor-

macje sieci wokół niego, a jednocześnie może być badane poprzez pomiary rezonansu paramagnetycznego, na przykład przy pomocy techniki ODMR [60, 17, 61, 35].

W związku z różnym przestrzennym rozkładem prawdopodobieństwa kolejnych stanów dziurowych mają one różne przekrycie z różnymi objętościami studni wzdłuż jej osi wzrostu. Stąd można założyć, że poprzez badanie sygnału ODMR przy obserwacji wyższych stanów dziurowych możemy mieć dostęp do innych objętości studni, niż gdy obserwujemy jedynie stan podstawowy, którego maksimum rozkładu prawdopodobieństwa przypada na środek studni kwantowej. Jednakże, obserwacja wyższych stanów ekscytonowych jest niemożliwa podczas badania widm fotoluminescencji, można mieć do nich jednak dostęp w widmie odbicia. W związku z tym skonstruowano układ pomiarowy tak, aby móc badać sygnał (w tym czasoworozdzielczy) ODMR na podstawie pomiarów odbicia. W tym rozdziale wszystkie prezentowane wyniki powstały na podstawie badań widm odbicia.

6.1.1 Próbkki

Do pomiarów wykorzystano serię próbek, która była wcześniej zaprezentowana w tabeli 2.1 - próbki UW1498, UW1499, UW1500 oraz UW1501. Jak to już było zasygnalizowane w rozdziale 2 - próbki w tej serii zostały zaprojektowane w taki sposób aby jony magnetyczne były umieszczone w różnych objętościach wzdłuż osi wzrostu. Rozkład jonów magnetycznych wzdłuż osi wzrostu został tak zaprojektowany, aby był różny w każdej próbce z serii, 2.1. Pozwoliło to na próbkowanie lokalnych właściwości (na przykład naprężeń) w różnych częściach studni kwantowej. Ponadto taka budowa nanostruktur skutkowała różnymi przekryciami pomiędzy objętością jonów a funkcjami falowymi stanów ekscytonowych studni.

W tym przypadku zawartość jonów Mn^{2+} wynosiła około 0,5 %, czyli nieco więcej niż w przypadku pozostałych serii. Została ona wybrana na nieco większą wartość tak aby, nawet mimo niskiego przekrycia z niektórymi stanami cząstek budujących ekscyton, oddziaływanie z jonami było nadal zauważalne i jednocześnie aby zapewnić wystarczający gigantyczny efekt Zeemana. Jednocześnie jest to nadal dość niska zawartość jonów, co pozwoliło zminimalizować wpływ bezpośrednich oddziaływań pomiędzy jonami oraz zapewnić niewielką (poniżej 8 meV) różnicę przerw energetycznych pomiędzy dwoma materiałami budującymi kolejne warstwy studni CdTe i (Cd,Mn)Te. Konstrukcja próbek i skład zostały potwierdzone przy użyciu pomiarów odbicia w polu magnetycznym.

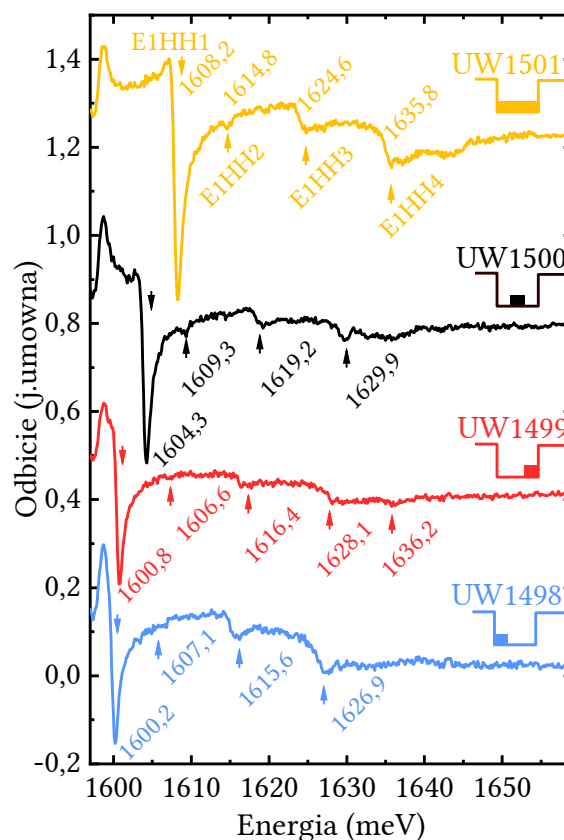
6.2 Pomiary magnetoptyczne

Zawartość magnezu w barierach została określona na około 45 % przy użyciu standardowych pomiarów odbicia [29]. Pomiary odbicia w polu magnetycznym dla próbki referencyjnej UW1501 (w której jony są obecne w całej szerokości studni) potwierdziły, że zawartość manganu wynosi około 0,5 % dla tej serii próbek [26].

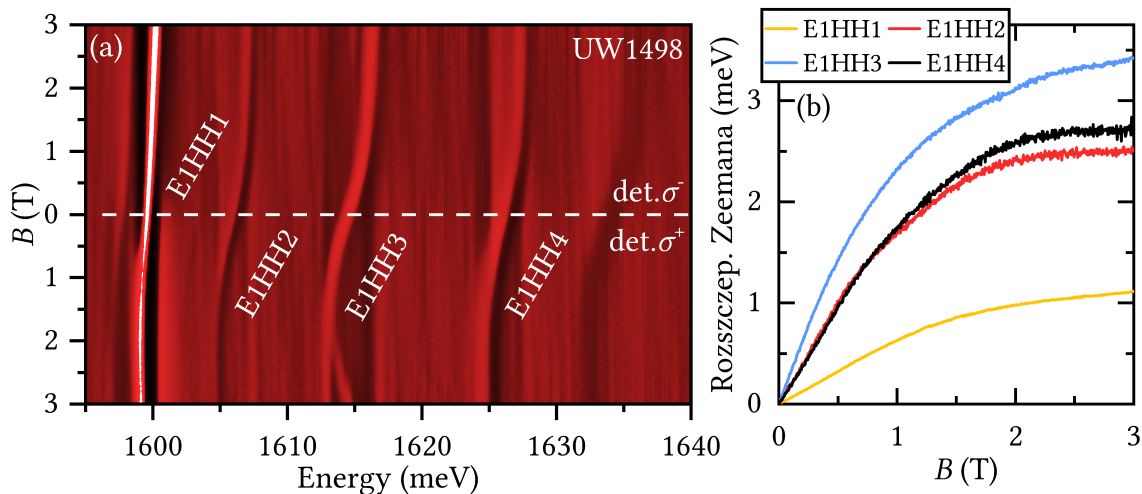
W widmie odbicia każdej z próbek można zaobserwować kilka odrębnych linii związanych z ekscytonami składającymi się z elektronów oraz dziur na różnych poziomach energetycznych, 6.1(c). Najbardziej wyraźna linia o najniższej energii reprezentuje kompleks ekscytonowy złożony ze stanów podstawowych elektronu i dziury (E1HH1). Położenie energetyczne tej linii względem linii dla studni CdTe (bez Mn^{2+}) jest proporcjonalne do przekrycia pomiędzy funkcją falową ekscytonu oraz objętości jonów magnetycznych Mn^{2+} . Dla próbek z jonami zlokalizowanymi po bokach studni, w pobliżu interfejsów przekrycie to jest słabe i daje mały wkład do energii stanu podstawowego. Próbką w której jony magnetyczne są obecne na środku szerokości studni ma to przekrycie odpowiednio większe co wpływa na widoczne przesunięcie energii stanu podstawowego. Ostatecznie, w przypadku próbki, która w całości studni zawiera jony energia ekscytonu jest przesunięta o około 8 meV

względem modelowej bez jonów magnetycznych, co jest zgodne z 0,5 % zawartości manganu otrzymanej poprzez pomiary efektu Zeemana, [25]. Stany ekscytonowe we wszystkich próbkach serii są przesunięte w stronę wyższych energii w porównaniu z próbką zawierającą studnię bez jonów magnetycznych.

Dla wszystkich próbek wyższe stany ekscytonowe są mniej wyraźne, jednak nadal widoczne, szczególnie gdy weźmiemy pod uwagę pomiary w polu magnetycznym. Jest



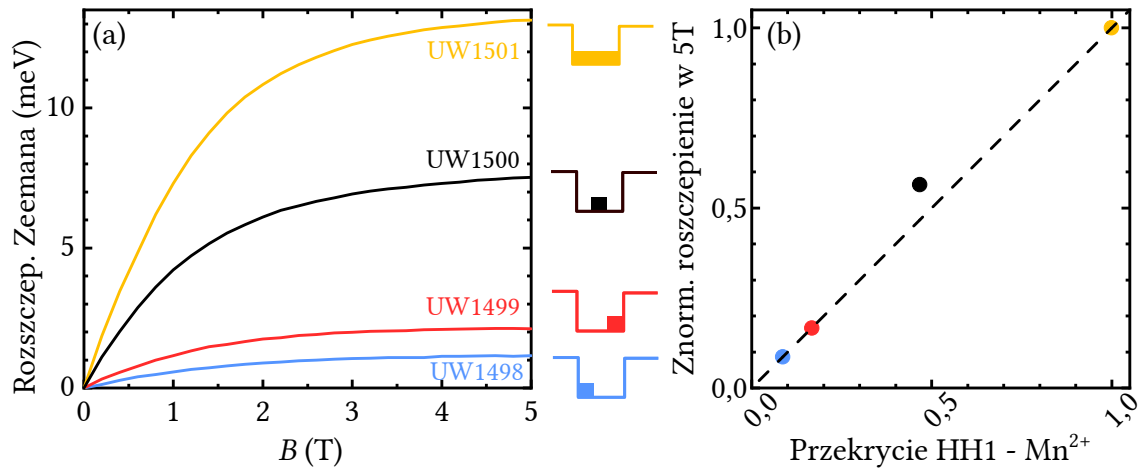
Rysunek 6.1: Widma odbicia próbek zmierzane przy nieobecności pola magnetycznego dla serii studni zawierających jony magnetyczne w różnych płaszczyznach wzdłuż osi wzrostu.



Rysunek 6.2: (a) Zależność widma odbicia od pola magnetycznego dla próbki UW1498 (jony w pobliżu dolnego interfejsu); $E1HH_i$ oznacza stany ekscytonowe wiążące podstawowy stan elektronowy E1 oraz kolejne stany ciężkodziurowe HH_i , det. σ^+/σ^- odpowiada kołowej polaryzacji detekcji; (b) Gigantyczne rozszczepienie Zeemana różnych kompleksów ekscytonowych obserwowanych w próbce UW1498 w zależności od pola magnetycznego.

wartym zauważenia, że możemy tutaj zaobserwować stan wzbroniony $E1HH2$ co sugeruje pewną asymetrię potencjału studni, obecną nawet w przypadku próbek UW1500 oraz UW1501. Taka asymetria może być związana z wbudowanym polem elektrycznym [38, 39].

Wszystkie stany obecne w widmie odbicia zmieniają energię w polu magnetycznym, rys. 6.2(a). Linie związane z stanami ekscytonowymi – stanem podstawowym oraz szeregiem stanów wzbudzonych ($E1HH_i$, $i = 1 - 4$) są dobrze widoczne. Zmiana energii stanu zależy od jego przekrycia z objętością jonów magnetycznych powodujących gigantyczny efekt Zeemana. Jak to było omówione wcześniej funkcje falowe składające się na stany wzbudzone (ciężkiej dziury) mają maksima amplitudy w pewnej odległości od środka studni. Stąd dla próbek z jonami magnetycznymi zlokalizowanymi w pobliżu interfejsów wyższe stany ekscytonowe mają większe przekrycie z objętością studni zawierającą jony magnetyczne. Prowadzi to do lepszego sprzężenia pomiędzy jonami a danym stanem wzbudzonym w porównaniu ze stanem podstawowym co powoduje większe gigantyczne przesunięcie Zeemana, rys. 6.2(b). Zaobserwowany wynik jest zgodny jakościowo z naszym modelem i potwierdza, że próbki zostały wyprodukowane zgodnie z założeniami. Jednak należy zaznaczyć, że zachowanie w polu wyższych stanów ekscytonowych jest bardziej skomplikowane, w związku z tym, że ciężkie dziury mogą tu być zmieszane ze stanami lekkodziurowymi. Pierwszy stan lekkodziurowy jest przesunięty



Rysunek 6.3: (a) Gigantyczne rozszczepienie Zeemna stanu ekscytonowego E1HH1 dla wszystkich próbek w tej serii; (b) Przekrycie pomiędzy podstawowym stanem ciężko-dziurowym HH1 oraz objętością studni, w której zawarte są jony magnetyczne. Na osi pionowej oznaczone są wartości otrzymane z pomiaru w polu magnetycznym, na poziomej - obliczone, przy założeniu, że w próbkach obecny jest potencjał elektrostatyczny spowodowany obecnością w warstwie studni gazu dziurowego o koncentracji $0,13 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ oraz o dystrybucji odtwarzającej prawdopodobieństwo stanu podstawowego dziury ciężkiej.

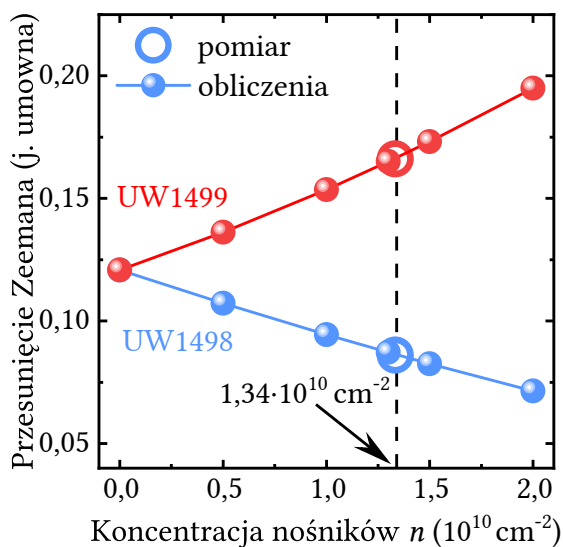
w wyższe energie o około 10 meV względem stanu podstawowego. Przesunięcie to jest związane z różnicą mas efektywnych dziur ciężkich i lekkich oraz z deformacją warstwy studni spowodowaną przez niedopasowanie sieciowe z materiałem bariery [35].

Dodatkowo, na rysunku 6.1(b) możemy zauważyć, że próbki UW1498 oraz UW1499 – z jonami magnetycznymi umieszczonymi w pobliżu odpowiednio dolnego oraz górnego interfejsu, mają nieco inną energię stanu podstawowego. W idealnym przypadku te próbki powinny być symetryczne i dawać dokładnie takie same rezultaty podczas pomiarów optycznych. Jednakże, już różnica w energii stanu podstawowego sugeruje inne przekrycie pomiędzy objętością zawierającą jony Mn^{2+} a funkcjami falowymi cząstek budujących ekscyton. Ta różnica jest niewielka, ale w perspektywie pomiarów w polu staje się znacząca. Rozszczepienie Zeemana stanu podstawowego E1HH1 obserwowanego w próbce UW1499 (jony w pobliżu górnego interfejsu) jest prawie dwukrotnie większe niż w przypadku próbki UW1498 (jony w pobliżu dolnego interfejsu), Rys.6.3(a). Rozszczepienia dla próbek UW1500 oraz UW1501 są odpowiednio większe.

Zaobserwowane różnice w rozszczepieniach Zeemana dla próbek UW1498 i UW1499 są związane z różnym przekryciem pomiędzy jonami magnetycznymi i ekscytonem co sugeruje asymetrię potencjału studni. Taka asymetria w przedstawionym systemie może pochodzić z co najmniej dwóch źródeł: asymetrii interfejsów lub z występowania wbu-

dowanego pola elektrycznego.

Pierwszy efekt może być związany z rozmyciem interfejsów wzdłuż kierunku osi wzrostu. Proces formowania interfejsów jest skomplikowany i zależy zarówno od właściwości materiałów jak i warunków wzrostu. Jednak możemy założyć, że rosnące materiały są przeciągane w kierunku wyższych warstw, wzdłuż osi wzrostu [27, 56]. Stąd, magnez będący budulcem bariery może zostać domieszany do materiału budującego studnię kwantową w pobliżu dolnego interfejsu i wypchnięty w pobliżu górnego. Takie zmiany składu mogą zmieniać potencjał w studni podnosząc go w pierwszej części (część (A) na rys. 4.3) i przesuwając funkcje falowe z dala od pierwszego interfejsu.



Rysunek 6.4: Obliczona zależność gigantycznego przesunięcia Zeemana od koncentracji dziur w studni kwantowej przy założeniu, że jony magnetyczne umieszczone są w studni blisko interfejsów z barierą: w pobliżu dolnej bariery (UW1498) oraz górnej bariery (UW1499).

Drugi efekt wiąże się z obecnością w warstwie studni nośników. Zaprezentowane studnie kwantowe są umieszczone blisko powierzchni próbki – górna bariera ma 50 nm. W takim przypadku możemy mieć do czynienia z nieintencjonalnym domieszkowaniem pochodzącym z powierzchni [7]. Jednocześnie, w widmie odbicia nie obserwujemy ekscytanu naładowanego. Możemy stąd oszacować, że koncentracja nośników dla tej serii próbek jest dość niska – poniżej 10^{10} cm^{-2} [2, 9, 3]. Okazuje się jednak, że nawet tak mała koncentracja nośników może prowadzić do analizowanych efektów. W przypadku CdTe takie domieszkowanie z powierzchni najczęściej skutkuje obecnością gazu dziurowego w studni. Znak nośników może zostać określony przy pomocy badania przejścia singlet-tryplet w polu magnetycznym [62, 3].

Obecność nośników w studni (tutaj gaz dziurowy) oraz na powierzchni próbki (elektrony) skutkuje powstaniem dodatkowego potencjału elektrostatycznego w studni oraz w górnej barierze. Potencjał ten modyfikuje funkcje falowe stanów ekscytonowych, przede wszystkim poprzez modyfikację stanów ciężkodziurowych (w związku z ich dużą masą efektywną). Gaz dziurowy buduje potencjał który przeciąga dziury w stronę górnej bariery a elektrony w stronę dolnej. W konsekwencji przekrycie funkcji falowych budujących ekscyton z objętością zawierającą jony jest większa w przypadku próbki w

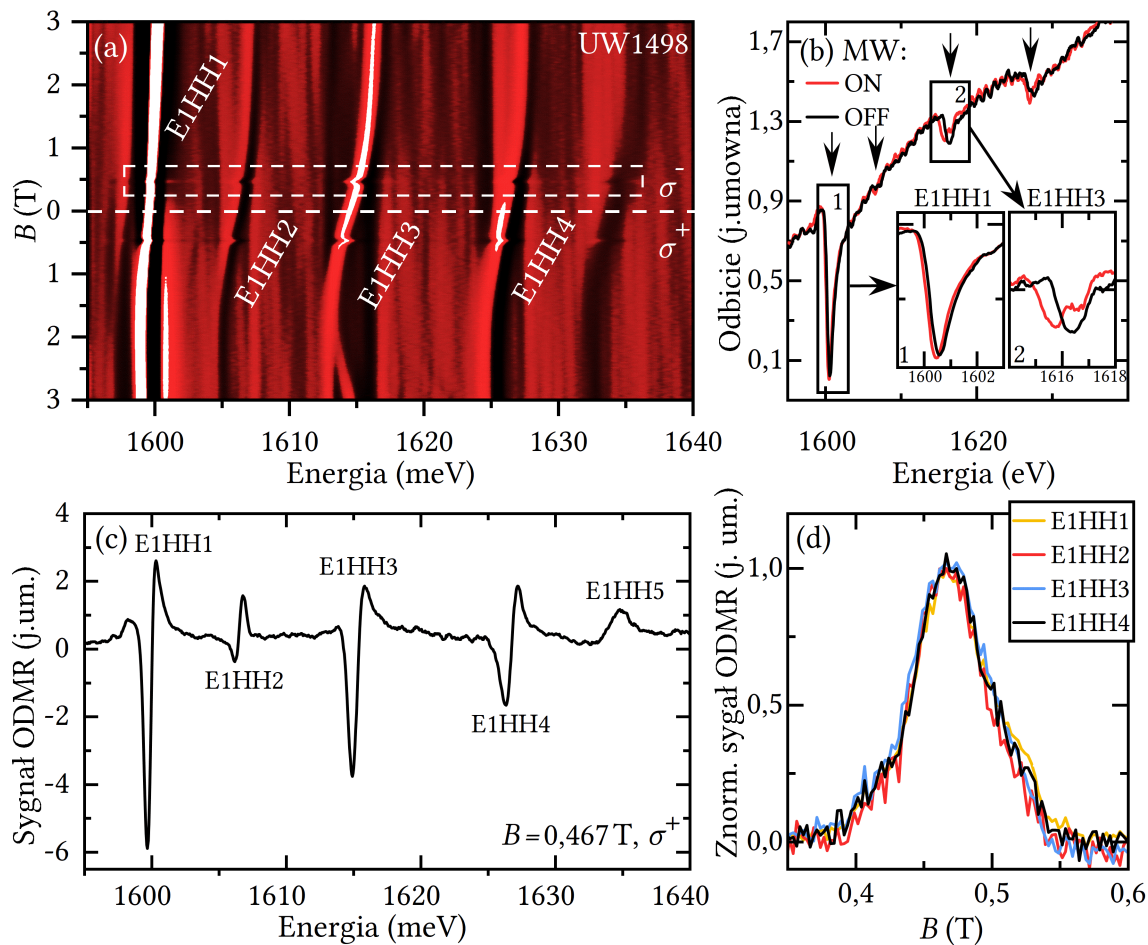
której są one umieszczone w pobliżu górnej bariery, gdzie zmodyfikowany potencjał studni jest głębszy (UW1499).

Wpływ tych dwóch efektów na kształt funkcji falowych i ich przekrycia z objętością zawierającą jony magnetyczne jonów został zbadany przy użyciu symulacji numerycznych. Wynika z nich, że zmiana potencjału związana z rozmyciem interfejsów jest niewystarczająca aby wytłumaczyć zaobserwowane różnice w przesunięciach Zeemana. Jednocześnie obliczenia dla pola elektrycznego pokazały bardzo dobrą zgodność z danymi pomiarowymi.

Przypuszczamy, że dla próbki UW1501 (jony magnetyczne w całości studni) takie przekrycie z gęstością prawdopodobieństwa stanu podstawowego dziury HH1 a objętością jonów magnetycznych jest równa całce z gęstości prawdopodobieństwa HH1 po całej szerokości studni (której wartość jest równa blisko 1) powoduje rozszczepienie Zeemana na poziomie 13,2 meV w polu magnetycznym 3 T. Z tego założenia możemy obliczyć zmierzone przekrycie pomiędzy stanem HH1 dla poszczególnych próbek poprzez podzielenie otrzymanego dla nich przesunięcia Zeemana w 3 T przez wartość dla próbki UW1501, rys. 6.3(b). Możemy porównać te wartości z obliczonymi numerycznie wartościami przekrycia pomiędzy stanem HH1 i jonami Mn^{2+} . Dla próbki UW1501 to przekrycie jest równe 1 (z definicji). Dla pozostałych próbek zostało ono obliczone na odpowiednio niższe. Obliczone przekrycie zostało zdefiniowane jako całka prawdopodobieństwa stanu HH1 po części studni w której obecne są jony magnetyczne (A, B, C lub A+B+C). Modyfikacje funkcji falowych spowodowane dodatkowym potencjałem elektrycznym zmieniają przekrycie pomiędzy jonami i stanami HH1. Koncentracja nośników została ustalona na $n = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ – dla takiej wartości otrzymujemy dobrą zgodność z danymi doświadczalnymi 6.3(b). Warto zaznaczyć, że to dopasowanie koncentracji nośników daje niezależnie ten sam wynik dla wszystkich studni. Na rysunku 6.4 pokazano symulacje rozszczepienia Zeemana dla próbek UW1498 i UW1499 – dla obu próbek, dla tej samej wartości n otrzymujemy zgodność z eksperymentem. Symulacje potwierdzają istotną zmianę potencjału spowodowaną przez bardzo niską koncentrację nośników.

6.3 Pomiary ODMR

Na rysunku 6.5(a) zaprezentowano mapę odbicia w polu magnetycznym i pod wpływem promieniowania mikrofalowego. Wszystkie stany ekscytonowe są wrażliwe na promieniowanie mikrofalowe o określonej częstotliwości dla rezonansowego pola magnetycznego. Możemy zauważyć, że wszystkie stany przesuwają się w kierunku odpowiadającym niższym wartościom bezwzględnyemu pola magnetycznego - przeciw przesunięciu

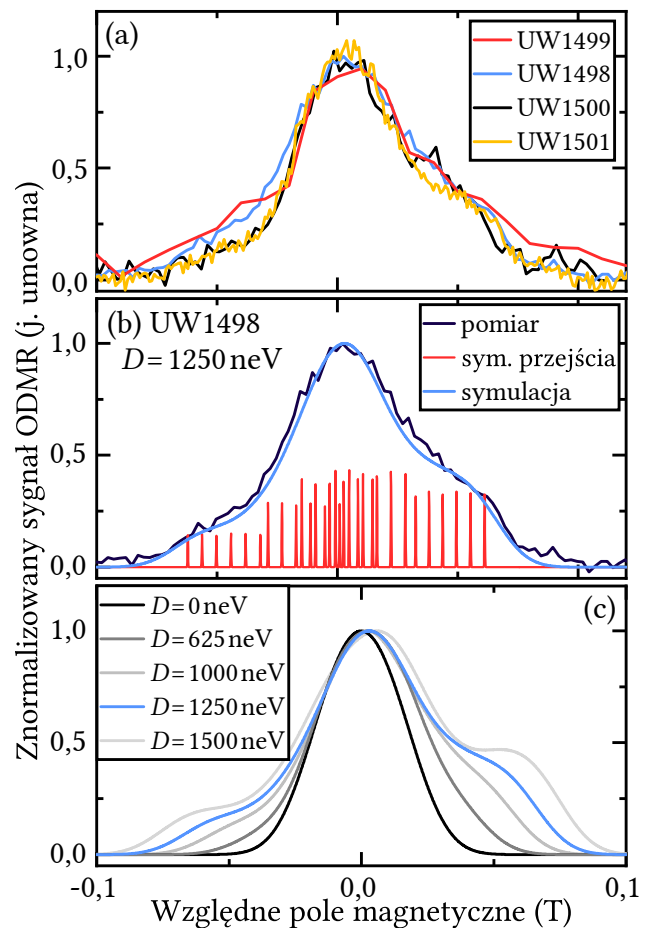


Rysunek 6.5: (a) Pomiar odbicia w polu magnetycznym przy obecności promieniowania mikrofalowego. Dla pola magnetycznego, w którym spełniany jest warunek rezonansu (tu 0,57 T dla promieniowania mikrofalowego o częstotliwości $f = 15,85$ GHz) możemy zaobserwować przesunięcie energii linii ekscytonowej dla wszystkich kompleksów ekscytonowych, które są obserwowane w tej próbce; (b) Widmo odbicia zmierzone w zadanym polu magnetycznym $B = 0,57$ T z rezonansowym promieniowaniem mikrofalowym (15,85 GHz) włączonym (stan „ON”) oraz wyłączonym (stan „OFF”); (c) Sygnał ODMR rozumiany jako różnica widm odbicia przy obecności i nieobecności mikrofal. Głębokość i kształt sygnału otrzymywanego w ten sposób zależy w znaczący sposób od głębokości rezonansu optycznego, z tego względu mimo niewielkiego przesunięcia Zeemana – stąd stosunkowo niewielkiego sygnału ODMR dla linii E1HH1 wyróżnia się ona tu najbardziej. (d) Znormalizowany sygnał ODMR w zależności od pola magnetycznego dla częstotliwości mikrofal $f = 15,85$ GHz, otrzymany na czterech widocznych w tej próbce stanach ekscytonowych, bezwzględna głębokość sygnału ODMR, tj. wartość przesunięcia energii linii ekscytonowej różni się w zależności od stanu, który badamy ze względu na różnicę w gigantycznych rozszczepieniach Zeemana dla różnych stanów, jak pokazano na rysunku 6.2.

Zeemana, Rys. 6.5(a) – przerywany prostokąt. Możemy zaobserwować, że to przesunięcie dla stanów wzbudzonych jest większe niż dla stanu podstawowego, rys. 6.5(b). Wynika to z odpowiednio większego przesunięcia Zeemana dla tych stanów. Na rysunku 6.5(c) zaprezentowano przekrój dla mapy 6.5(a) w polu rezonansu. Głębokość sygnału różnicowego zależy od głębokości sygnału optycznego oraz przesunięcia Zeemana linii związanej z danym kompleksem ekscytonowym.

W naszym przypadku definiujemy sygnał ODMR jako różnicę w pozycji energetycznej linii ekscytonowej widocznej w odbiciu dla promieniowania mikrofalowego w stanie włączonym („ON”) i wyłączonym („OFF”). Przykładowe sygnały ODMR w zależności od pola magnetycznego zostały zaprezentowane na rysunku 6.5(d). Możemy zauważyć, że kształt sygnału w polu magnetycznym otrzymany dla każdego stanu ekscytonowego jest taki sam. Ten wynik pokazuje, że każdy stan ekscytonowy próbkuję jony magnetyczne o takich samych właściwościach (w tym naprężeniu sieci krystalicznej otaczającej jony). Sugeruje to homogeniczne naprężenie wzdłuż osi wzrostu.

Podstawowym czynnikiem, który determinuje kształt sygnału ODMR w niskich temperaturach jest deformacja sieci krystalicznej otaczającej próbkowane jony magnetyczne. Niedopasowanie sieciowe pomiędzy warstwami nanostruktury skutkuje wartością parametru $D \sim 1250$ neV. Aby odtworzyć zmierzony kształt sygnału ODMR obliczyliśmy numerycznie pozycje i intensywności linii absorpcyjnych na podstawie hamiltonianu jonu Mn^{2+} jak zostało przedstawione w publikacji [35]. Skoń-



Rysunek 6.6: (a) Znormalizowany sygnał ODMR w zależności od wartości pola magnetycznego dla wszystkich próbek w serii; (b) Porównanie sygnału ODMR w zależności od wartości pola magnetycznego (widma ODMR) z obliczoną zależnością sygnału od pola dla $D = 1250$ neV; (c) Porównanie widma ODMR dla różnych wartości parametru D .

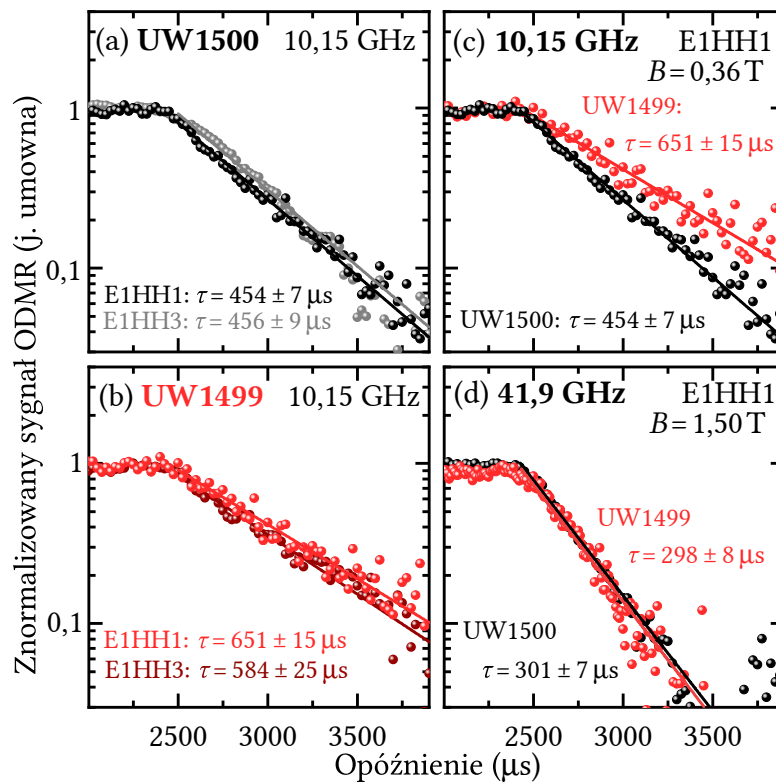
czona szerokość linii została otrzymana przy użyciu fenomenologicznego poszerzenia niejednorodnego. Na rysunku 6.6(b) eksperymentalnie otrzymany sygnał ODMR dla próbki UW1498 został przedstawiony wraz z obliczonym sygnałem ODMR. Aby lepiej oddać kształt widma ODMR otrzymywanego w eksperymencie, linie związane z przejściami mikrofalowymi zostały rozmyte poprzez splot z funkcją gaussowską (o szerokości $\text{FWHM} = 34 \text{ mT}$ oraz $\text{FWHM} = 0,3 \text{ mT}$ – na rysunku odpowiednio niebieska i czerwona linia). W przypadku przedstawionych w tym rozdziale próbek nie widzimy charakterystycznych struktur w sygnale ODMR związanych z rozszczepieniem nadsubtelnym. Może wynikać to z faktu, że w przypadku tych próbek użyto nieco większej koncentracji jonów Mn^{2+} ok. 0,5%, tak aby móc zaobserwować efekty magnetoptyczne, nawet w przypadku niewielkiego przekrycia obszaru występowania jonów i funkcji falowej ekscytynu. Koncentracja ta jest na tyle duża, że rolę zaczynają tu odgrywać bezpośrednie oddziaływania pomiędzy jonami magnetycznymi, co sprawia, że nie możemy traktować już ich jako odizolowanych obiektów.

6.4 Pomiary czasoworozdzielcze ODMR

Przeprowadziliśmy pomiary czasoworozdzielcze ODMR na każdej z próbek serii oraz na kompleksach ekscytonowych występujących w widmach odbicia. Czasy relaksacji spin-sieć (ang. *spin-lattice relaxation* – SLR) zmierzone na wyższych stanach ekscytonowych są takie jak dla stanu podstawowego, 6.7(a,b). Jest to obserwowane dla wszystkich próbek z serii. Jednocześnie, możemy także zaobserwować spodziewaną zależność czasu relaksacji od rezonansowego pola magnetycznego, 6.7(c,d).

Dużo ciekawsze wydaje się być analiza różnic czasu relaksacji spin-sieć w polu magnetycznym dla różnych próbek. Na rysunku 6.7(c) przedstawiono profile czasowe zmierzone dla częstotliwości 10,15 GHz dla próbek UW1500 oraz UW1499. Ta częstotliwość odpowiada rezonansowi paramagnetycznemu w polu 0,36 T. W tym przypadku możemy zaobserwować znaczącą różnicę w czasach relaksacji. Natomiast sytuacja jest zauważalnie inna dla pomiarów w wyższych polach magnetycznych i częstotliwościach (tu 41,9 GHz – 1,5 T) co zostało zaprezentowane na rysunku 6.7(d). Czasy relaksacji są takie same dla obu próbek.

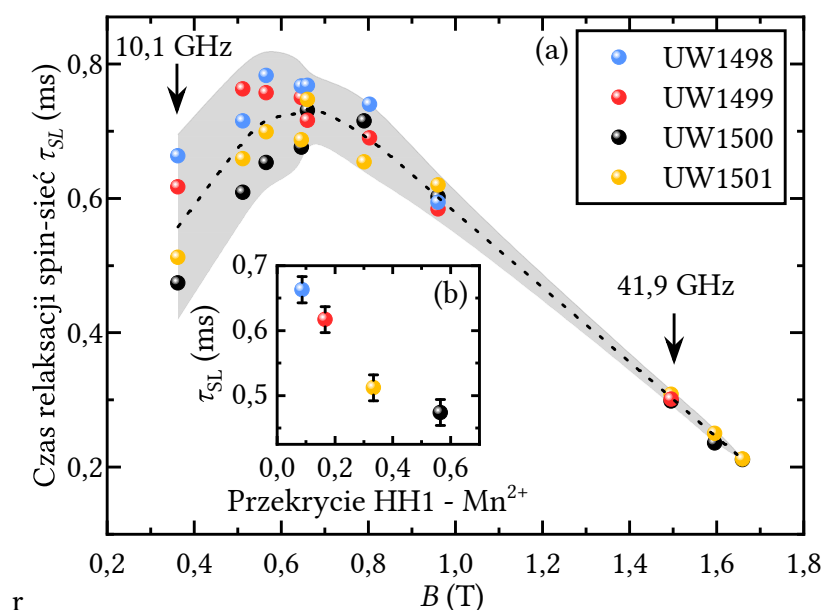
Ta zależność od pola magnetycznego i różnice dla różnych próbek stają się bardziej wyraźne gdy przedstawimy je tak jak na rysunku 6.8(a). Czasy relaksacji spin-sieć dla wszystkich badanych próbek osiągają maksymalną wartość w polu magnetycznym około 0,6 T. Dla wyższych pól możemy zaobserwować że czasy relaksacji zmniejszają się w polu i osiągają w wyższych polach bliskie wartości dla wszystkich próbek. Można natomiast zauważyć wyraźnie różnice w czasach relaksacji spinowej mierzonych dla



Rysunek 6.7: Pomiary czasoworozdzielcze sygnału ODMR dla kompleksów ekscytonowych E1HH1 oraz E1HH3 dla próbek (a) UW1500 oraz (b) UW1499; Pomiary czasoworozdzielcze sygnału ODMR dla próbek UW1499 oraz UW1500 wykonane na kompleksie ekscytonowym E1HH1 w warunkach rezonansu przy częstotliwości promieniowania mikrofalowego równej: (c) 10,15 GHz oraz (d) 41,9 GHz.

różnych próbek w niższych polach magnetycznych. Szczególnie w przypadku próbek z jonami Mn^{2+} umieszczonymi w środku studni kwantowej (UW1500 – jony umieszczone w centralnej części oraz UW1501 – jony umieszczone w całej studni) charakteryzują się one znacząco mniejszymi czasami relaksacji spinowej niż te, w których jony umieszczone są w pobliżu interfejsów. Ta obserwacja sugeruje kluczową rolę przekrycia pomiędzy jonami Mn^{2+} a gazem dziurowym w studni dla mechanizmów relaksacji dla niskich pól magnetycznych.

Szczegółowe rozważania na temat mechanizmów rozpraszania energii i spinu pomiędzy systemem jonów magnetycznych oraz gazem nośników zostały przedstawione w rozdziale 4. Podsumowując obserwacje pochodzące z badań przedstawionych w tym rozdziale oraz z rozdziału 4 można zauważyć, że obserwowany spadek czasu relaksacji spinowej w niskich polach magnetycznych może być wytłumaczony poprzez oddziaływanie jonów z gazem dziurowym. Ponadto obserwowane różnice pomiędzy czasami relaksacji spinowej dla pól magnetycznych poniżej 0,6 T są skorelowane z różnicami w



Rysunek 6.8: (a) Czas relaksacji spin-sieć w zależności od pola magnetycznego, czarne strzałki oznaczają pola magnetyczne dla których profile czasoworozdzielcze zostały pokazane na rysunku 6.7(c) oraz (d); (b) Czas relaksacji spinowej dla pola magnetycznego 0,5 T jako zależność średniego przekrycia pomiędzy stanem ciężkodziurowym HH1 a objętością jonów magnetycznych.

średniej wartości przekrycia pomiędzy obszarem występowania jonów magnetycznych oraz lokalną gęstością funkcji falowej stanu podstawowego ciężkodziurowego HH1, co pokrywa się z dystrybucją gazu nośników, 6.8(b). Te różnice mogą być wytłumaczone w ramach interakcji pomiędzy jonami oraz gazem nośników. Jony magnetyczne umieszczone w środku studni kwantowej dla próbki UW1500 mają wyższe przekrycie z funkcją falową gazu nośników niż w przypadku jonów umieszczonych w pobliżu interfejsów dla próbek UW1498 oraz UW1499. Prawdopodobnie czyni to jony zawarte w próbce UW1500 bardziej czuły na efekty związane z nośnikami prądu. Także przedstawiona wcześniej, obserwowana asymetria pomiędzy próbkami UW1498 i UW1499, powinna prowadzić do różnic w czasie relaksacji spinowej w obserwowany sposób. Mianowicie czas relaksacji spinowej zmierzony dla próbki UW1498 jest wolniejszy, co koreluje się z mniejszym przekryciem pomiędzy gazem dziurowym a jonami magnetycznymi w tej próbce, które jest związane z asymetrią spowodowaną występowaniem w tych systemach pola elektrycznego.

6.5 Podsumowanie

ODMR jest techniką która pozwala nie tylko na badanie rozkładu naprężeń w strukturze ale także ujawnia oddziaływania pomiędzy jonami magnetycznymi i nośnikami ładunku. Zarówno naprężenia jak i oddziaływania z nośnikami mogą wpływać na czas relaksacji spinowej jonów, jednak robią to w różny sposób. Technika ODMR pozwoliła na próbkowanie naprężeń i czasu relaksacji spinowej wzdłuż osi wzrostu studni, dzięki intencjonalnemu umieszczeniu jonów jedynie w części struktury. Ostatecznie nie ma żadnych przesłanek aby stwierdzić, że naprężenie w przedstawionych w tym rozdziale strukturach zmieniało się wzdłuż osi wzrostu. Można więc stwierdzić, że mamy tu do czynienia ze wzrostem jednorodnym.

Jednocześnie należy zauważyć, że w przedstawionych próbkach oddziaływanie pomiędzy jonami a nośnikami ładunku jest znaczące, nawet mimo niewielkiej koncentracji gazu dziurowego. Pole elektryczne będące wynikiem obecności nośników w studni oraz na powierzchni struktury zmienia kształt funkcji falowych co w konsekwencji wpływa na zmiany przekrycia owych funkcji falowych z obszarem występowania jonów magnetycznych. Efekty związane z oddziaływaniem z nośnikami są dobrze widoczne w niskich polach magnetycznych – co zostało dokładnie opisane w rozdziale 4. Ostatecznie można uznać, że głównym czynnikiem, który rozróżnia przedstawione w tym rozdziale próbki jest przekrycie pomiędzy jonami magnetycznymi a gazem dziurowym.

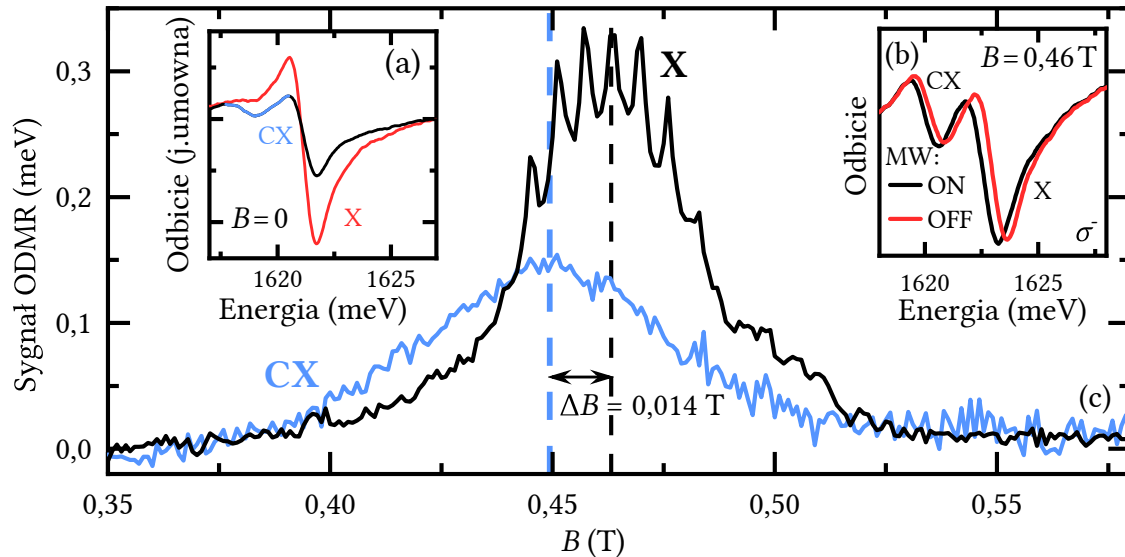
Rozdział 7

Wpływ nośników ładunku na relaksację spinową i rezonanse spinowe jonów magnetycznych

W tym rozdziale zostały opisane badania wpływu nośników na przyspieszenie relaksacji oraz zmianę pola rezonansu paramagnetycznego (przesunięcie Knighta, zmiana efektywnego g -czynnika [19, 25]) jonów magnetycznych dla próbek zawierających gaz dziurowy. Badania ODMR były wykonywane poprzez pomiar zmian widm odbicia – przy obecności dodatkowego podświetlenia zmieniającego koncentrację nośników, oraz fotoluminescencji dla różnych mocy i energii pobudzania. Zbadano także zależność zmian kształtu widma ODMR i przesunięcia Knighta od kierunku zewnętrznego pola magnetycznego. Podczas pomiarów ODMR zaobserwowaliśmy co najmniej dwa efekty związane z wpływem nośników w studni na jony magnetyczne. Pierwszy z nich jest związany z widocznym przesunięciem sygnału mierzonego na linii ekscytynu neutralnego i naładowanego. Drugi – z przyspieszeniem relaksacji spin-ście jonów magnetycznych w obecności nośników.

7.1 Pomiary odbicia z dodatkowym podświetleniem

Jak już było wspomniane w rozdziale 5 w studniach kwantowych będących przedmiotem przedstawionych w tej pracy badań można kontrolować koncentrację nośników poprzez stosowanie odpowiedniego podświetlenia [2, 7, 9, 3, 63]. Używanie podświetlenia powyżej energii bariery zazwyczaj skutkuje zwiększeniem koncentracji nośników, podczas gdy próbka poddawana jest pobudzeniu poniżej energii bariery – jest bardziej neutralna. Efekt ten może być obserwowany zarówno w widmach fotoluminescencji, jak i odbicia. Podczas pomiarów tego drugiego typu poza podświetleniem światłem o długości fali w



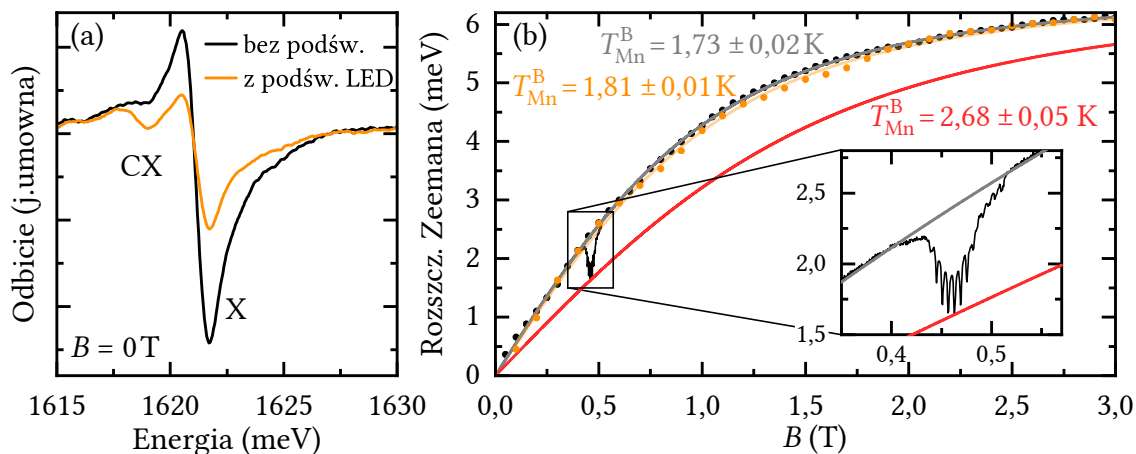
Rysunek 7.1: (a) Widmo odbicia próbki numer UW1467 zmierzone bez dodatkowego podświetlenia (czerwona krzywa) oraz w obecności dodatkowego podświetlenia powyżej przerwy energetycznej (czarna krzywa) z zaznaczoną linią ekscytynu naładowanego (niebieska krzywa), dodano przesunięcie pionowe w celu lepszego uwidocznienia różnic w kształcie obu widm; (b) Widmo odbicia tej próbki zmierzone w temperaturze $\sim 1,6$ K w polu magnetycznym $B = 0,463$ T z rezonansowym dla tego pola promieniowaniem mikrofalowym (12,9 GHz) w stanie włączonym ("ON") oraz wyłączonym ("OFF"), zmiana położenia jest widoczna na obu widocznych kompleksach ekscytynowych; (c) Sygnał ODMR jako różnica położenia energetycznych linii obserwowanych w widmie odbicia przy obecności i nieobecności promieniowania mikrofalowego o częstotliwości $f = 12,9$ GHz w zależności od wartości przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego; sygnał obserwowany na linii ekscytynu naładowanego CX jest przesunięty w stronę niższych pól magnetycznych w porównaniu z sygnałem otrzymanym na ekscytynie neutralnym X. o $\Delta B = 14$ mT

zakresie, który odpowiada strukturom ekscytonowym, należy pobudzić próbkę dodatkowym światłem powyżej przerwy. Koncentracja nośników może być w takiej sytuacji oszacowana na podstawie stosunku amplitud linii widmowych odpowiadającym ekscytonowi neutralnemu X i naładowanemu CX obecnym w widmie optycznym mierzonym w zerowym polu magnetycznym.

Przy obecności dodatkowego podświetlenia powyżej energii przerwy, poza linią ekscytonu neutralnego X możemy w widmie odbicia zaobserwować dodatkową linię, związaną z ekscytonem naładowanym CX, rys. 7.1(a). W tym przypadku do dodatkowego podświetlenia używano niebieskiej diody (długość fali ok. 405 nm) ustawionej przed kriostatem, w którym znajdowała się próbka. Jak to było już wcześniej omówione w rozdziale 5, próbka UW1467 zawiera gaz dziurowy w studni kwantowej. W polu magnetycznym obie linie ekscytonowe wykazują gigantyczne przesunięcie Zeemana. Obie te linie są też wrażliwe na obecność promieniowania mikrofalowego rezonansowego do zastosowanego pola magnetycznego. Możemy zauważyć, że obie linie przesuwają się w kierunku niższych energii gdy impulsy lasera i mikrofalowy się pokrywają (stan „ON”) względem tego położenia w którym znajdują się linie gdy impulsy lasera i mikrofal są znacznie rozsunięte (stan „OFF”).

Rysunek 7.1(c) przedstawia sygnał ODMR mierzony jako przesunięcie energetyczne linii odbicia pod wpływem promieniowania mikrofalowego. Sygnał ODMR może być mierzony zarówno jako przesunięcie X, jak i CX. W sygnale ODMR mierzonym na linii ekscytonu neutralnego można zauważyć wiele wąskich linii związanych z przejściami pomiędzy różnymi stanami jonu manganu rozszczepionymi przez pole magnetyczne, oddziaływanie nadsubtelne oraz naprężenie. Struktura tego sygnału jest związana z deformacją sieci krystalicznej w otoczeniu jonów magnetycznych [35]. Jednocześnie możemy zauważyć, że taka struktura nie jest widoczna w sygnale mierzonym na ekscytonie naładowanym a kształt sygnału wydaje się być bardziej rozmyty. Ponadto maksimum sygnału ODMR mierzonego na ekscytonie naładowanym jest przesunięte względem maksimum sygnału mierzonego na ekscytonie neutralnym w kierunku niższych pól magnetycznych. Różnice te sugerują, że obie linie próbują różne populacje jonów Mn^{2+} , wykazujące odmienne poszerzenia i przesunięcia rezonansu paramagnetycznego.

Należy tu zauważyć, że oba sygnały obserwujemy podczas pomiarów widma optycznego jednocześnie. Sygnał ODMR otrzymywany przez obserwację linii X wydaje się nie być zmieniony przez oddziaływanie z nośnikami ładunku, natomiast ten otrzymany przez obserwację linii CX jest widocznie zmodyfikowany. Wynik ten sugeruje, że absorpcja związana z ekscytonem neutralnym zachodzi w innych, odseparowanych przestrzennie obszarach niż absorpcja związana z ekscytonem naładowanym. Zarazem plamka światła używanego do pomiarów odbicia obejmuje obszary obu typów. Wynik ten jest



Rysunek 7.2: (a) Różnica w widmie odbicia w zerowym polu magnetycznym, przy braku i w obecności dodatkowego podświetlenia diodą niebieską. (b) Rozszczepienie Zeemana linii ekscytynu neutralnego dla sytuacji bez podświetlenia (czarne punkty) wraz z dopasowaną zmodyfikowaną funkcją Brillouina (szara krzywa) oraz dla próbki poddanej dodatkowemu podświetleniu – odpowiednio żółte punkty i żółta krzywa. Temperatura systemu jonów była parametrem dopasowania i została wyznaczona na 1,73 w sytuacji bez podświetlenia i 1,81 w sytuacji z podświetleniem. Czarną krzywą oznaczono sygnał ODMR otrzymany przy braku podświetlenia niebieską diodą dla częstotliwości promieniowania mikrofalowego $f = 12,9$ GHz, czerwona krzywa symbolizuje zmodyfikowaną funkcję Brillouina dla pozostałych parametrów jak w przypadku szarej krzywej i temperatury 2,68 K.

zgodny z wcześniej przedstawionym w rozdziale 5 modelem rozkładu ładunków w płaszczyźnie studni.

7.2 Oszacowanie efektywnej temperatury jonów magnetycznych Mn^{2+} i nośników

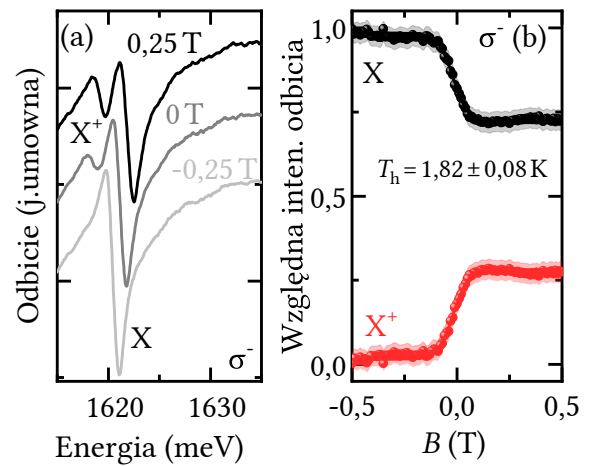
Ze zmian widma odbicia w obecności dodatkowego podświetlenia powyżej przerwy można wnioskować o zmianach koncentracji nośników w warstwie studni kwantowej, rys. 7.2(a). Na podstawie wzajemnej intensywności linii w zerowym polu magnetycznym X oraz CX można oszacować koncentrację nośników w próbce - w tym przypadku na $< 1 \cdot 10^{10}$ (bez podświetlenia) i $3 \cdot 10^{10} \frac{1}{cm^2}$ (z podświetleniem).

Można zastanowić się w jaki sposób wprowadzanie nośników do systemu wpływa na termalizację jonów pobudzonych promieniowaniem mikrofalowym w eksperymencie ODMR. Na rysunku 7.2(b) zaprezentowano pomiar gigantycznego rozszczepienia Ze-

emana w zależności od pola magnetycznego w sytuacji bez dodatkowego podświetlenia. Do pomiaru rozszczepienia linii ekscytonowych X w polu magnetycznym dopasowano zmodyfikowaną funkcję Brillouina, co pozwoliło na oszacowanie temperatury systemu polaryzujących się jonów na 1,73 K. Analogiczny pomiar przeprowadzono w sytuacji gdy próbka była poddana dodatkowemu podświetleniu – temperatura efektywna jonów wzrosła w takiej sytuacji nieznacznie, do 1,81 K.

Po poddaniu próbki działaniu impulsowego promieniowania mikrofalowego o częstotliwości 12,9 GHz można zaobserwować podczas trwania impulsów mikrofalowych zmniejszenie rozszczepienia Zeemana dla rezonansowego pola magnetycznego 0,46 T – sygnał ODMR. Takie zmniejszenie rozszczepienia Zeemana odpowiada zwiększeniu temperatury systemu jonów do 2,7 K co zaprezentowano na rysunku czerwoną krzywą.

Na rysunku 7.3(a) przedstawiono widma odbicia mierzone w obecności dodatkowego podświetlenia powyżej energii przerwy energetycznej bariery dla różnych pól magnetycznych. Można zauważyć, że w jednej polaryzacji kołowej linia X^+ zanika. Ekscyton naładowany dodatnio zbudowany jest m.in. z dwóch dziur o przeciwnych spinach. Przejście optyczne X^+ związane z powstaniem/rekombinacją dziury o określonym spinie jest więc uzależnione od wcześniejszego istnienia dziury o spinie przeciwnym. Stąd siła oscylatora ekscytonu naładowanego X^+ jest proporcjonalna do koncentracji dziur w przeciwnym podpaśmie spinowym. Śledząc zmiany względnej intensywności linii odbicia X oraz X^+ można zauważyć, że w tym przypadku gaz dziurowy polaryzuje się zupełnie już w polu około 0,1 T, rys. 7.3(b). Do zmian intensywności w polu przedstawionych na wykresie dopasowano funkcję:

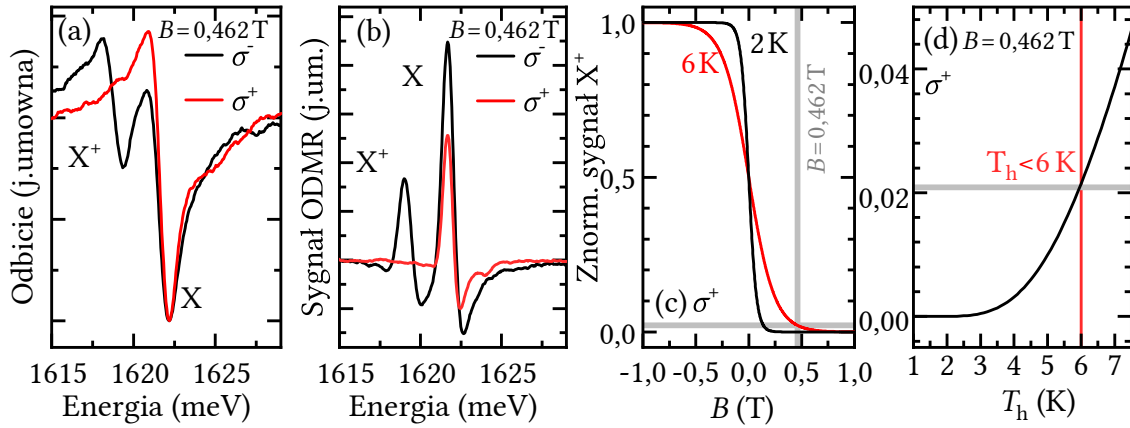


Rysunek 7.3: (a) Zależność widma odbicia dla różnych pól magnetycznych przy dodatkowym podświetleniu powyżej przerwy; (b) Względna intensywność linii ekscytonu neutralnego X i naładowanego dodatnio X^+ w zależności od pola magnetycznego wraz z dopasowanymi zależnościami – według wzoru (7.1).

$$A_{\pm}(\Delta_{v,Z}) = \frac{A_{\max}}{1 + \exp\left(\frac{\pm\Delta_{v,Z}}{k_B T_h}\right)}, \quad (7.1)$$

gdzie $A_{\max}$ to maksymalna intensywność odbicia danej linii, $\Delta_{v,Z}$ gigantyczne roz-

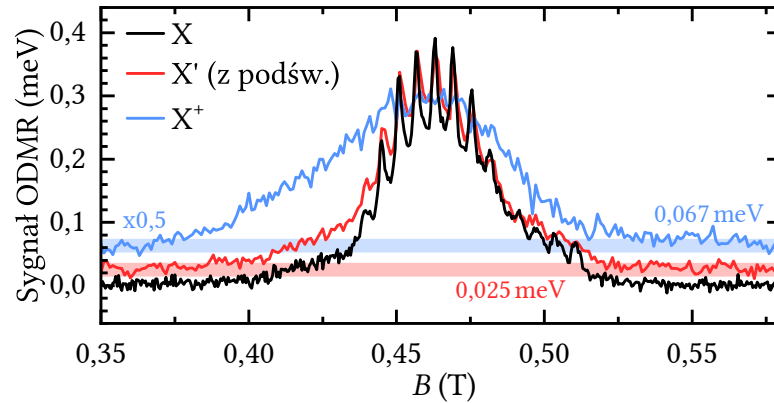
szczepienie Zeemana pasma walencyjnego, T_h oznacza temperaturę nośników. To dopasowanie daje temperaturę nośników nieco wyższą niż temperatura systemu jonów w sytuacji bez promieniowania mikrofalowego. Dla większości pomiarów zaprezentowanych w tej pracy pola magnetyczne są większe, więc dla niskich koncentracji nośników można przyjąć, że jony oddziałują ze spolaryzowanym gazem dziurowym.



Rysunek 7.4: (a) Niskotemperaturowe (temperatura kąpieli helowej $T = 1,6$ K) widmo odbicia mierzone w obecności dodatkowego podświetlenia i promieniowania mikrofalowego (impuls mikrofalowy w przekryciu z impulsem światła) o częstotliwości $f = 12,9$ GHz w rezonansowym polu magnetycznym $B = 0,462$ T mierzone w dwóch polaryzacjach kołowych; (b) Różnicowy sygnał ODMR dla pomiaru (a), (a,b) zostały skorygowane o gigantyczne przesunięcie Zeemana; (c) Krzywe reprezentujące znormalizowany sygnał ekscytynu naładowanego X^+ w polu magnetycznym, według wzoru (7.1) – polaryzowalność nośników, dla dwóch różnych temperatur gazu nośników 2 K oraz 6 K; (d) Zależność sygnału ekscytynu naładowanego X^+ od temperatury gazu dziurowego, według wzoru (7.1)

Można zadać pytanie czy poddanie próbki promieniowaniu mikrofalowemu wpływa na temperaturę gazu nośników, a tym samym, czy w typowym pomiarze ODMR nie powoduje ono depolaryzacji nośników poprzez ich grzanie. Na rysunku 7.4(a) zaprezentowano widma odbicia w obecności mikrofal ($f = 12,9$ GHz) w rezonansowym polu magnetycznym dla dwóch różnych polaryzacji kołowych, skorygowane o gigantyczne przesunięcie Zeemana, tak aby podkreślić różnicę intensywności struktur ekscytynowych. Można zauważyć, że w polaryzacji σ^- obecne są dwie linie – natomiast w polaryzacji przeciwnej nie obserwujemy linii ekscytynu naładowanego X^+ . Brak w widmie odbicia ekscytynu naładowanego X^+ w tej polaryzacji potwierdza także brak sygnału różnicowego dla odpowiadającej mu długości fali 7.4(b). Wyniki te sugerują, że nawet w obecności promieniowania mikrofalowego gaz nośników nie zostaje podgrzany wy-

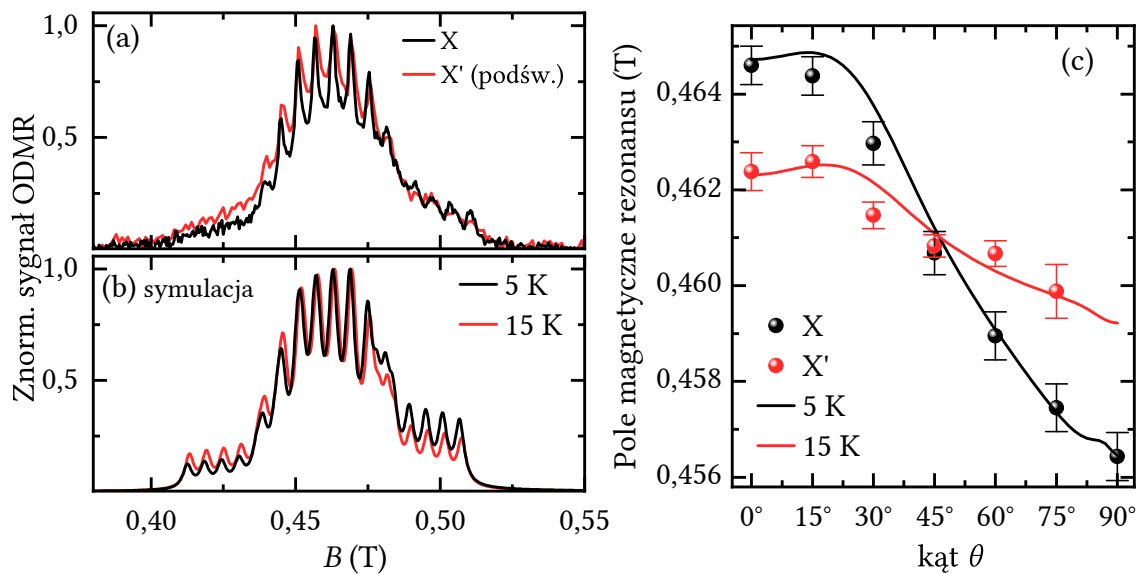
starczająco aby mógł się zdepolaryzować w polu $B = 0,462$ T. Daje nam to górne oszacowanie na temperaturę gazu nośników T_h . Przy założeniu, że niepewność pomiaru odbicia określa minimalną możliwą do zaobserwowania intensywność X^+ (szara linia na rysunku 7.4(c) możemy używając wzoru (7.1) określić, że temperatura dziur pod wpływem promieniowania mikrofalowego $T_h < 6$ K, rys. 7.4(d). To czy mamy do czynienia z gazem całkowicie czy tylko częściowo spolaryzowanym zależy też oczywiście od wartości pola magnetycznego. Jednakże w większości pomiarów zaprezentowanych w tej pracy najmniejsze pola magnetyczne pomiaru ODMR miały wartość ok. 0,4-0,5 T. Stąd wydaje się być słusznym założenie, że we wszystkich przypadkach mamy do czynienia ze spolaryzowanym gazem nośników, nawet gdy działamy na próbkę promieniowaniem mikrofalowym.



Rysunek 7.5: Sygnał ODMR ($f = 12,9$ GHz) w zależności od pola magnetycznego otrzymany na linii neutralnego ekscytynu X przy braku dodatkowego podświetlenia, z dodatkowym podświetleniem X' oraz na linii ekscytynu naładowanego X^+ .

O ile w sytuacji bez promieniowania mikrofalowego zależność gigantycznego rozszczepienia Zeemana w funkcji pola magnetycznego jest taka sama dla próbki bez dodatkowego podświetlenia i z podświetleniem to po poddaniu próbki działaniu promieniowania mikrofalowego w tych dwóch sytuacjach, otrzymujemy nieco inne wyniki, rys. 7.5. W przypadku bez podświetlenia poza rezonansem rozszczepienie Zeemana mierzone na linii ekscytynu neutralnego X bez i z mikrofalami jest takie samo – poza rezonansem sygnał ODMR jest bliski zera. Po dodaniu podświetlenia można zauważyć, że sygnał mierzony poprzez obserwację linii ekscytynu neutralnego X' zwiększa się poza rezonansem o około 0,025 meV, rys. 7.5. Stąd możemy wywnioskować, że promieniowanie mikrofalowe pobudza jony także w sposób nierezonansowy. Przesunięcie sygnału na linii ekscytynu naładowanego CX jest większe. Taki nierezonansowy sygnał może być związany z absorpcją promieniowania mikrofalowego na swobodnych nośnikach (fotoprzewodnictwo). Stąd obserwacja zwiększonego sygnału nierezonansowego na linii X^+ sugeruje,

że w obszarze, z którego obserwujemy świecenie ekscytynu naładowanego mamy do czynienia z większą lokalną gęstością nośników i większym przewodnictwem.

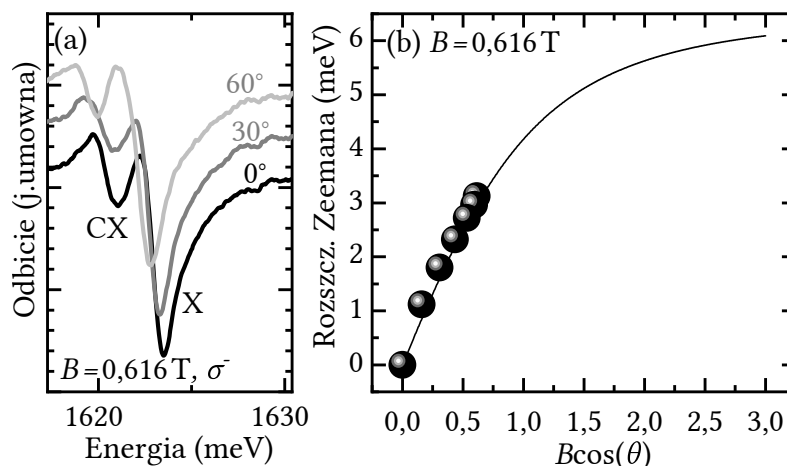


Rysunek 7.6: Znormalizowany sygnał ODMR ekscytynu neutralnego, dla częstotliwości $f = 12,9$ GHz (a) Pomiar przy braku (X) i obecności dodatkowego podświetlenia (X'), temperatura kąpieli helowej 1,6 K; (b) symulacja numeryczna, dla parametrów $D = 780$ neV, $C = 0$ oraz temperatur $T = 5$ K i $T = 15$ K; (c) Położenia maksimum sygnału ODMR dla ekscytynu neutralnego przy braku (czarne punkty) i w obecności dodatkowego podświetlenia (czerwone punkty) w zależności od kąta pola magnetycznego, odpowiadającymi krzywymi zaznaczono ewolucję wynikającą z różnych temperatur systemu jonów.

Kształt widma ODMR otrzymywany poprzez obserwację linii ekscytynu neutralnego bez i z podświetleniem jest nieco różny, co sugeruje różną temperaturę systemu jonów magnetycznych, rys. 7.6(a). Na rysunku 7.6(b) zaprezentowano symulowane widma ODMR dla dwóch różnych temperatur – można zauważyć, że dość dobrze oddają one różnice obserwowane w widmach mierzonych z i bez podświetlenia niebieską diodą.

7.3 Zależność od kąta pola magnetycznego

Kształt widma ODMR otrzymany na linii ekscytynu neutralnego zbadano w zależności od kąta przyłożenia zewnętrznego pola magnetycznego θ . Kąt zero odpowiada pomiarowi w konfiguracji Faradaya. Wyniki otrzymane dla sytuacji bez dodatkowego podświetlenia (X) i z podświetleniem (X') zaprezentowano na rysunku 7.6(b). Aby wyznaczyć pole rezonansu magnetycznego korzystano z dopasowania funkcji Gaussa, której maksimum definiowało środek ciężkości widma. W ten sam sposób, jak to było opisane

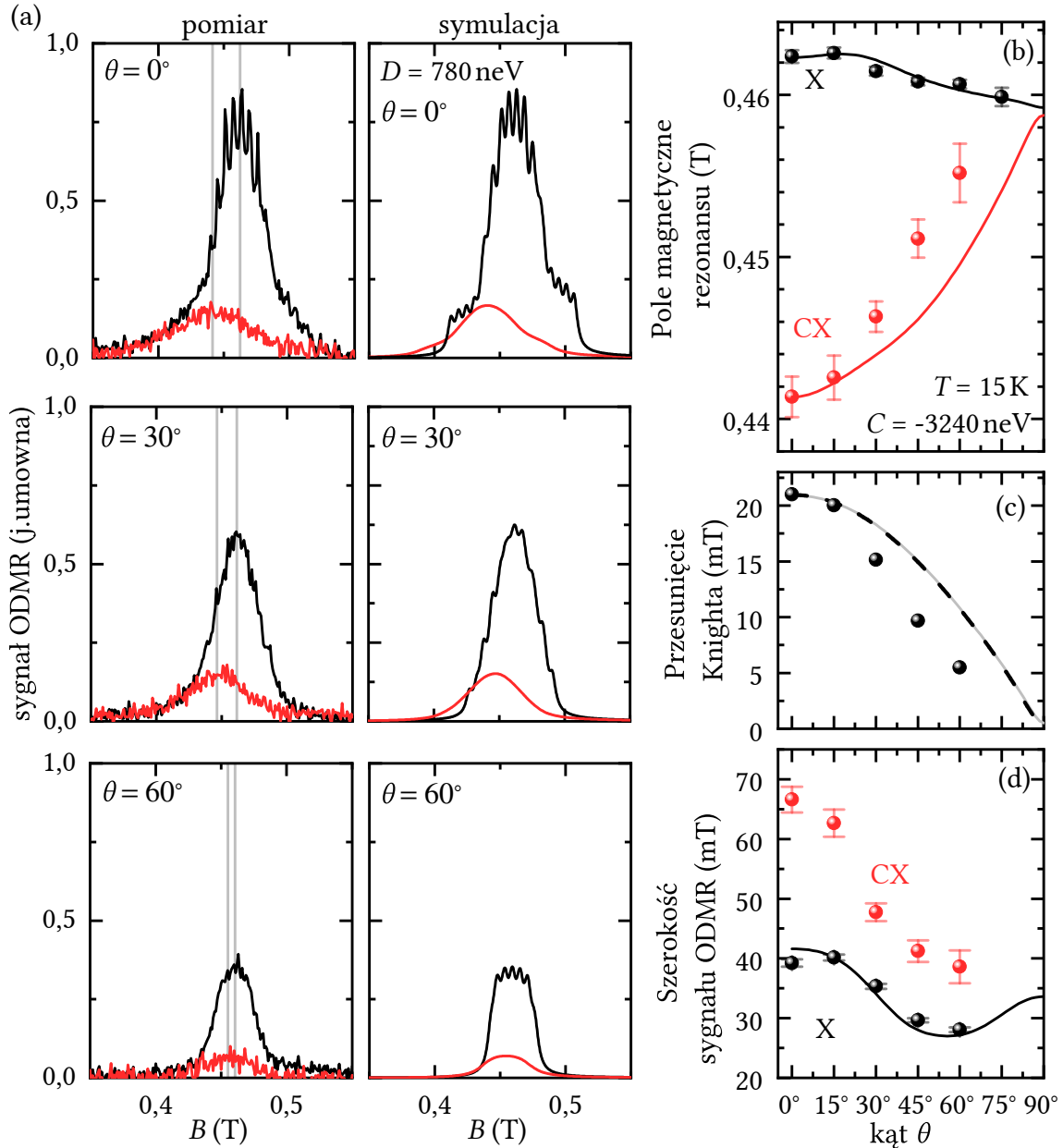


Rysunek 7.7: (a) Widma odbicia w polu magnetycznym $B = 0,616 \text{ T}$, dla różnych kątów zewnętrznego pola magnetycznego. (b) Gigantyczne rozszczepienie Zeemana (dwukrotność przesunięcia w polu) dla różnych kątów θ przyłożonego pola magnetycznego w zależności od $B \cos(\theta)$. Czarna krzywa jest krzywą otrzymaną z dopasowania funkcji Brillouina z rysunku 7.2(b).

w rozdziale 4 otrzymywano położenie pola rezonansu dla zmierzonego widma ODMR. W związku z podświetleniem istotna zmiana termicznego rozkładu obsadzenia stanów jonu manganu, prowadzi do zmian kształtu sygnału ODMR i efektywnego przesunięcia ich środka ciężkości. Dla $\theta = 0^\circ$ pole rezonansu B_{res} otrzymane w ten sposób w sytuacji z dodatkowym podświetleniem ma niższą wartość niż pola rezonansu w sytuacji bez dodatkowego podświetlenia. Jest to zgodne z obserwacją, że jony dla tych dwóch sytuacji charakteryzują się dwoma różnymi temperaturami efektywnymi, jak to było pokazane na rysunkach 7.6(a,b). Ewolucja w zależności od kąta θ także ma związek z temperaturowym obsadzeniem linii, co było opisane już w rozdziale 4. Zależność pola rezonansu dla dwóch różnych temperatur 5 K i 15 K wyznaczone na podstawie obliczonych numerycznie widm ODMR naniesiono na wykres 7.6(b) otrzymując bardzo dobrą zgodność z punktami doświadczalnymi. Takie zmiany pola rezonansu w zależności od kąta θ potwierdzają, że temperatury systemu jonów w sytuacji z podświetleniem i bez podświetlenia są znacząco różne.

Na rysunku 7.7(a) przedstawiono widma odbicia dla różnych kątów θ przyłożenia zewnętrznego pola magnetycznego. Różnice w położeniu linii wynikają z anizotropii efektywnego g-czynnika dziury ciężkiej. Krzywa naniesiona na wykres 7.7(b) jest krzywą otrzymaną z dopasowania funkcji Brillouina w zakresie pola do 3 T z rysunku 7.2(b). Zmiana kąta θ nie wpływa na wzajemną intensywność linii X i CX.

Rysunek 7.8(a) przedstawia sygnały ODMR w zależności od pola magnetycznego i dla różnych kątów pola względem płaszczyzny próbki. W tym przypadku mamy do



Rysunek 7.8: (a) Zależność sygnału ODMR dla częstotliwości mikrofal 12,9 GHz obserwowanego poprzez badanie położenia linii ekscytonu neutralnego (X) oraz naładowanego (CX) od pola magnetycznego dla różnych kątów pola względem płaszczyzny próbki UW1467 – oraz symulowane widma ODMR dla parametrów: $T = 15$ K, $C = 0$ (X) oraz $C = -3240$ neV (CX), $D = 780$ neV. Stała C jest stałą oddziaływania nośnika z jonem, jak to było przedstawione w rozdziale 4. (b) Położenia maksimów sygnału ODMR dla ekscytonu naładowanego i neutralnego w zależności od kąta pola magnetycznego względem płaszczyzny próbki (0° oznacza konfigurację Faradaya, 90° – Voigta); (c) Odległość pól magnetycznych rezonansów mierzonych poprzez obserwację linii X oraz CX (przesunięcie Knighta) w zależności od kąta pola magnetycznego; (d) Szerokość sygnału ODMR mierzonego poprzez obserwację X oraz CX, czarna krzywa oznacza wartości symulowane.

czynienia z próbką podświetloną, bo tylko w takiej sytuacji można zaobserwować linię ekscytonu naładowanego CX. Zarówno sygnał ODMR otrzymany przy obserwacji linii X, jak i CX zmienia położenia środka ciężkości w zależności od kierunku pola magnetycznego, rys. 7.8(b). W przypadku pola magnetycznego prostopadłego do płaszczyzny studni ($\theta = 0^\circ$) przesunięcie rezonansów mierzonych na obu kompleksach ekscytonowych jest równe około 23 mT – co zostaje odtworzone dla stałej $C = -3240$ neV co zgodnie z równaniem (4.38) odpowiada koncentracji gazu dziurowego $4,05 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$. Jest to wartość większa niż oszacowana na podstawie widm odbicia, należy jednak pamiętać, że dokładne oszacowanie koncentracji dziur jedynie na podstawie widma jest dość trudne – w szczególności w tym przypadku było przeprowadzane na podstawie literatury opisującej studnie kwantowe o nieco mniejszej grubości (8 nm) co może mieć wpływ na takie szacowanie.

Przesunięcie to zmniejsza się w miarę zwiększania kąta pomiędzy kierunkiem pola magnetycznego i wektorem normalnym do płaszczyzny próbki, rys. 7.8 (c). Jest ona również widoczna w postaci zmian efektywnej szerokości sygnału, jak to jest widoczne na rysunku 7.8(d). Jak widać ten przybliżony model przedstawiony w rozdziale 4 nie oddaje w pełni zachowania sygnału ODMR w zależności od kąta przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. Nawet większe rozbieżności są widoczne dla pomiarów rezonansów w wyższych polach magnetycznych – 1,43 T, jak pokazano na rysunku 7.9. Ta niezgodność sugeruje, że istnieje jeszcze jakiś dodatkowy mechanizm wiążący współczynnik oddziaływania C z kątem pola magnetycznego θ .

W ogólności C zależy od koncentracji nośników w podpaśmie o niższej energii. Z pomiarów polaryzowalności nośników wynika, że dla $\theta = 0$ mamy do czynienia ze spolaryzowanym gazem dziurowym, nawet w obecności mikrofal ($T_h < 6$ K). Przyjmijmy, że granicznym polem magnetycznym w którym gaz dziurowy jest w pełni spolaryzowany jest $B_{\text{pol}} = 0,25$ T (rys. 7.3(b)). Pamiętając o silnej anizotropii dziur ciężkich można określić dla jakiego kąta θ , dla zadanej wartości pola B , gaz nośników przestanie być spolaryzowany: $B_z = B \cos(\theta) < B_{\text{pol}}$. W przypadku pomiaru rezonansu w polu magnetycznym ok. 0,5 T kąt depolaryzacji wynosi 60° , natomiast dla pola ok. 1,5 T – 80° . Przy założeniu, że działanie promieniowania mikrofalowego zwiększa temperaturę nośników i gaz dziurowy jest w pełni spolaryzowany dla pola $B = 0,5$ T ($T_h = 6$ K) to kąty te wynoszą odpowiednio 0° oraz 70° . Po przekroczeniu kąta granicznego C powinien zależeć od kąta pola magnetycznego jak $\cos(\theta)$ (tak jak rozszczepienie pasma walencyjnego). Takie podejście nie tłumaczy jednak obserwacji, że zmiany pola rezonansu w funkcji kąta θ są nawet bardziej znaczące dla większych pól magnetycznych, rys. 7.9(b-e).

W powyższych symulacjach zakładano jednakową temperaturę efektywną jonów nieoddziałujących z nośnikiem (X, $C = 0$) i oddziałujących z nośnikiem (X, $C \neq 0$). Jest

to dość mocne założenie i w ogólności nie musi być prawdziwe.

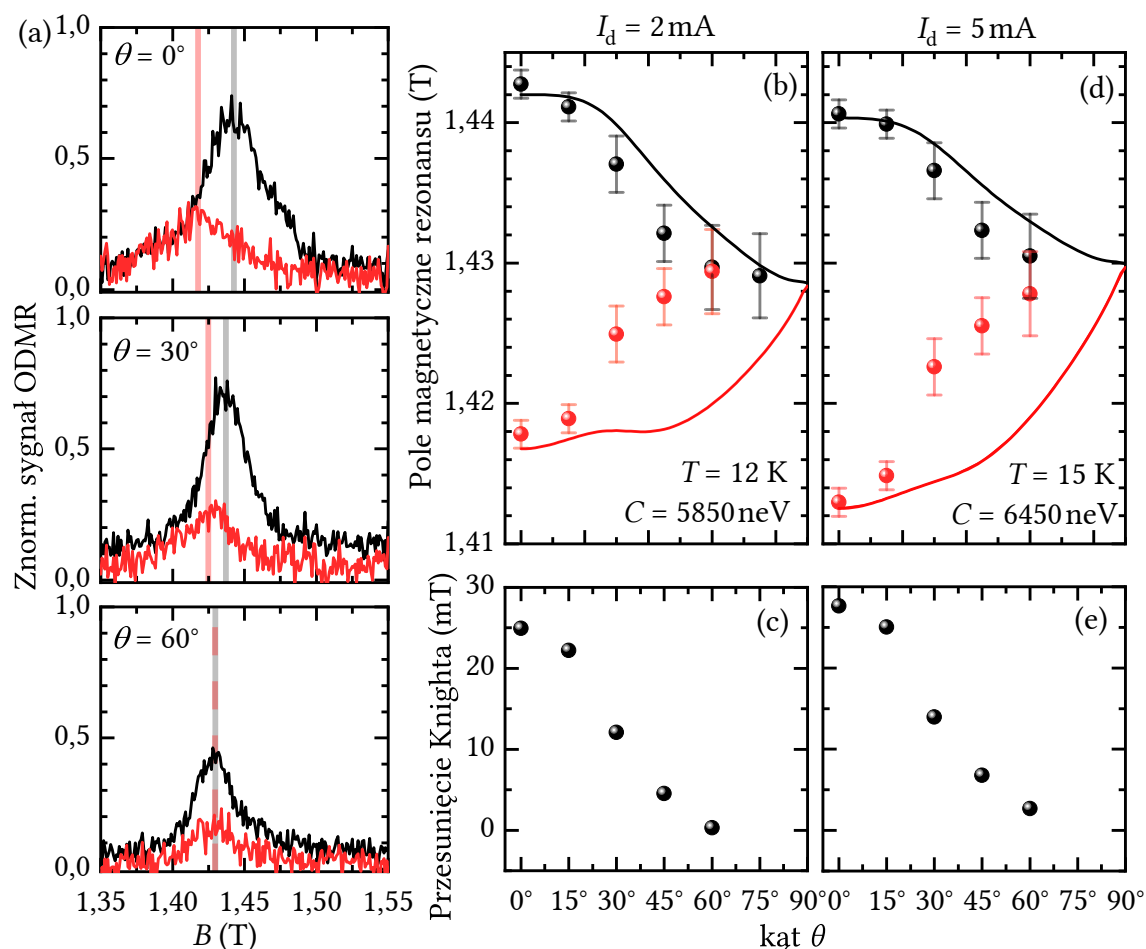
Możliwe jest, że istnieje jeszcze jakiś mechanizmy wpływające na współczynnik C i jego zależność od θ . W powyższych rozważaniach jednym z założeń jest jednorodny rozkład ładunków w płaszczyźnie studni. Jednocześnie zarówno dane literaturowe [54, 55] i wcześniejsze badania przedstawione w tej pracy – energii dysocjacji, fakt jednoczesnej obserwacji różnych sygnałów ODMR na liniach X i CX, pokazują, że nie jest to prawda. Najprawdopodobniej w płaszczyźnie studni istnieją obszary z nadmiarem nośników, z których pochodzi świecenie z rekombinacji ekscytonów naładowanych oraz obszary, gdzie nośników jest odpowiednio mniej. Wielkość obszarów jest w takim przypadku submikronowa i w pomiarze makroluminescencji czy -odbicia niemożliwym jest ich rozdzielenie.

Trudno w takim wypadku określić jak tego rodzaju niejednorodna dystrybucja nośników zachowuje się przy zmianie kąta pola magnetycznego. Mimo, że zmiana kąta pola magnetycznego nie zmienia zasadniczo wzajemnej intensywności linii ekscytonu neutralnego i naładowanego (rys. 7.7), co sugeruje jedynie, że koncentracja nośników na obszarze próbkowanym przez plamkę lasera jest w przybliżeniu stała. Może zmieniać się natomiast wielkość obszarów z nadmiarem dziur, co w pewien sposób mogłoby wpływać na oddziaływanie z lokalnymi jonami manganu.

Wpływ oddziaływania z nośnikami na pole rezonansu ODMR w zależności od kąta pola magnetycznego był już analizowany w pracach [41, 23]. W tamtych pracach pole rezonansu wraz ze wzrostem kąta magnetycznego zwiększa się, co zostało wytłumaczone oddziaływaniem pojedynczego, zlokalizowanego nośnika z więcej niż jednym jonom Mn^{2+} – co może być związane z faktem, że koncentracja jonów manganu w tych próbkach była większa $\sim 1-2\%$ i układ był już zapewne w reżimie polaronu magnetycznego (rozdział 7. w [25]). W przypadku wyników przedstawionych w mojej pracy koncentracja jonów manganu jest mniejsza $\sim 0,3\%$ i najwyraźniej bardziej adekwatny jest tu model zdelokalizowanego gazu nośników oddziałujących z bardzo wieloma jonami Mn^{2+} [64, 65, 66, 67].

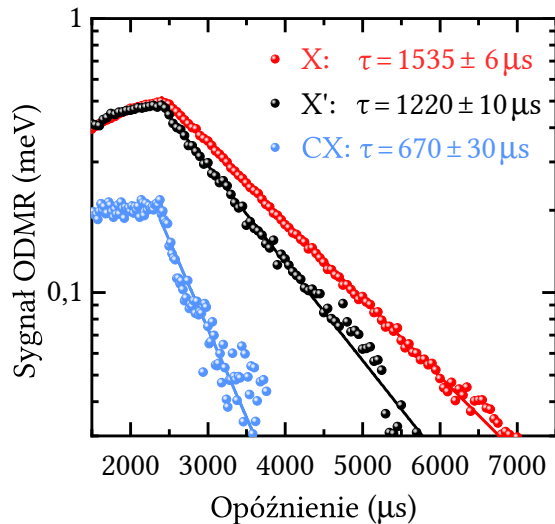
7.3.1 Relaksacja w obecności nośników

Jak to już zostało opisane wcześniej, wprowadzenie do systemu z jonami magnetycznymi nośników ładunku może wpływać na czas relaksacji spinowej. Na rysunku 7.10 zaprezentowany jest dynamika depolaryzacji jonów manganu spowodowana absorpcją rezonansowego promieniowania mikrofalowego, wyrażona jako zmiana przesunięcia Zeemana w polu magnetycznym 0,463 T. Możemy zauważyć, że relaksacja spin-sieć jest szybsza w obecności dodatkowego podświetlenia powyżej bariery, czyli przy wprowadzaniu do układu nośników (w tym przypadku dziur). W obecności dodatkowego pod-



Rysunek 7.9: (a) Zależność sygnału ODMR dla częstotliwości mikrofal 40,2 GHz badanego poprzez obserwację linii ekscytonu neutralnego (X) oraz naładowanego (CX) od pola magnetycznego dla różnych kątów pola względem płaszczyzny próbki UW1467, $I_d = 0,002 \text{ A}$; Położenia maksimów sygnału ODMR dla ekscytonu naładowanego i neutralnego, oraz odległość pól rezonansów dla X i CX (przesunięcie Knighta) w zależności od kąta pola magnetycznego względem płaszczyzny próbki dla częstotliwości mikrofal 40,2 GHz dla dwóch różnych intensywności podświetlenia niebieską diodą: (b-c) $I_d = 2 \text{ mA}$, (d-e) $I_d = 5 \text{ mA}$, linie oznaczają symulowane krzywe z parametrami $D = 780 \text{ neV}$, $C = 0$ oraz $C = -3240 \text{ neV}$ odpowiednio dla linii X i CX i temperaturą $T = 9 \text{ K}$ oraz $T = 12 \text{ K}$.

światlenia można zbadać dynamikę jonów oddziałujących z dodatkowymi nośnikami – mierząc ją jako zmianę pozycji ekscytynu naładowanego. Jest ona o wiele szybsza niż ta obserwowana przy pomocy linii ekscytynu neutralnego, 7.10.

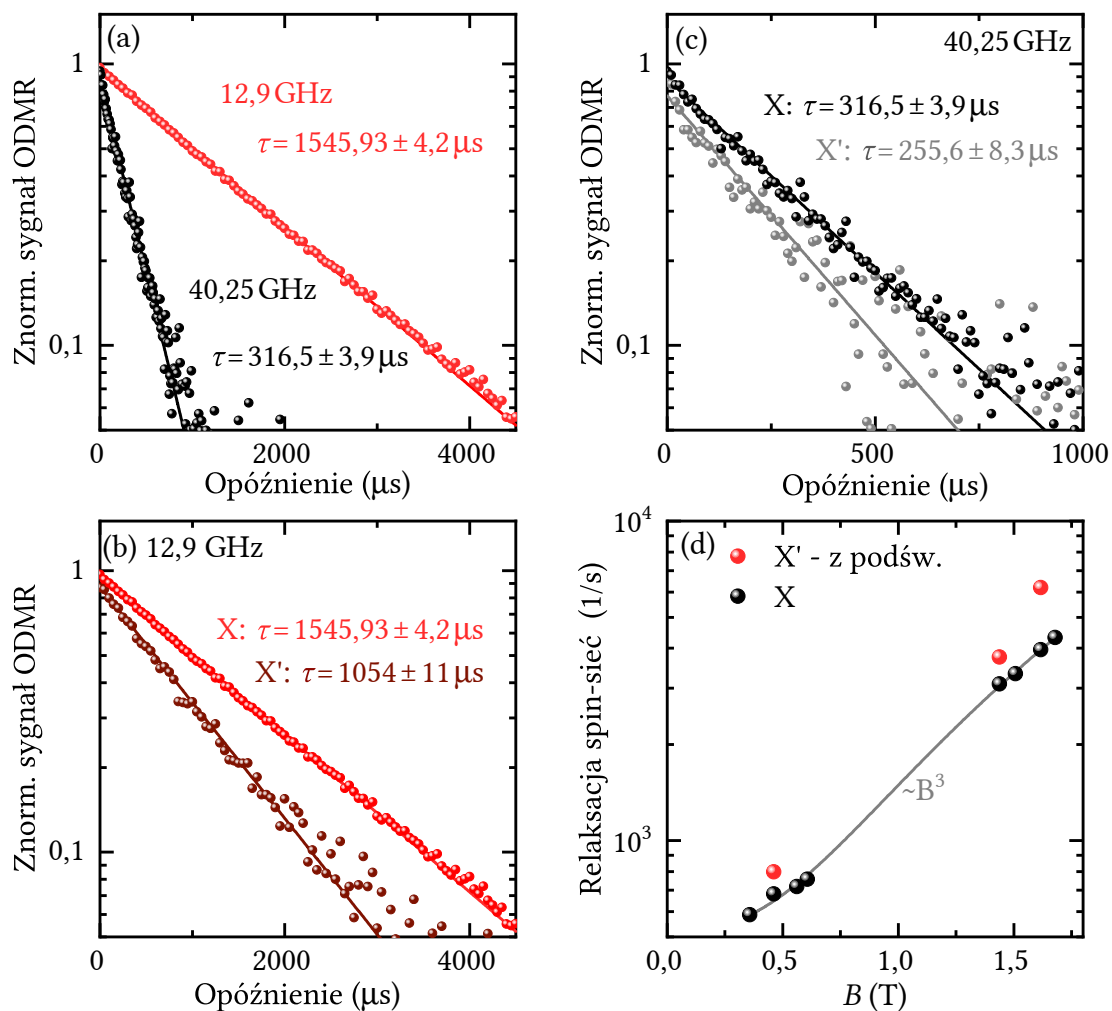


Rysunek 7.10: Czasoworozdzielczy sygnał ODMR obserwowany w różnych warunkach pomiarowych: poprzez obserwację linii ekscytynu neutralnego, bez obecności dodatkowego podświetlenia (czerwone punkty); poprzez obserwację linii X przy obecności dodatkowego podświetlenia (X' – czarne punkty) oraz poprzez obserwację linii ekscytynu naładowanego CX, która staje się widoczna przy obecności dodatkowego podświetlenia (niebieskie punkty).

Czasy relaksacji spinowej są dużo dłuższe niż w badaniach przedstawianych w literaturze [4], co wynika najprawdopodobniej z dużo mniejszej koncentracji jonów magnetycznych w badanych próbkach i braku występowania bezpośrednich oddziaływań jon-jon. Duża szybkość relaksacji obserwowana na linii ekscytynu naładowanego ma związek z faktem, że energia może być przekazana do rezerwuaru jakim jest gaz nośników. Jednocześnie obserwacja sygnału ODMR na obu kompleksach ekscytynowych z widocznym przesunięciem pomiędzy nimi sugeruje, że gaz dziurowy związany z powstawaniem kompleksu ekscytynu naładowanego jest przestrzennie odseparowany od obszarów gdzie obecne są jedynie fotonosniki tworzące ekscytyny neutralne. Możemy zauważyć, że czas relaksacji spinowej mierzonej na linii ekscytynu neutralnego jest także w widoczny sposób wrażliwy na obecność nośników, nawet jeśli one są w pewien sposób odseparowane.

Korzystanie z anteny mikrofalowej pozwala na przeprowadzenie pomiarów dla różnych pól magnetycznych i odpowiadających im częstotliwości rezonansowych mikrofal 7.11(a). Skrócenie czasu relaksacji spinowej ze wzrostem pola magnetycznego było już omówione wcześniej, w rozdziale 4 i jest związane z oddziaływaniem z fononami. Na rysunkach 7.11(c,d) zaprezentowano zależności czasowe sygnału ODMR, mierzonego jako zmiana położenia ekscytynu neutralnego, w obecności i przy nieobecności dodatkowego podświetlenia powyżej energii przerwy. Niezależnie od pola magnetycznego rezonansu wprowadzenie dodatkowego podświetlenia przyspiesza relaksację.

Wykres 7.11(d) przedstawia zależność współczynnika relaksacji spin-sieć (odwrot-



Rysunek 7.11: Zależność sygnału ODMR od czasu dla: (a) ekscytynu neutralnego X dla różnych pól rezonansu (12,9 GHz oraz 40,25 GHz); dla ekscytynu neutralnego w przypadku bez podświetlenia X oraz w obecności dodatkowego podświetlenia X' w polu odpowiadającym częstotliwości (b) 12,9 GHz i (c) 40,25 GHz; (d) Współczynnik relaksacji spin-sieć dla ekscytynu dla sytuacji bez i z podświetleniem.

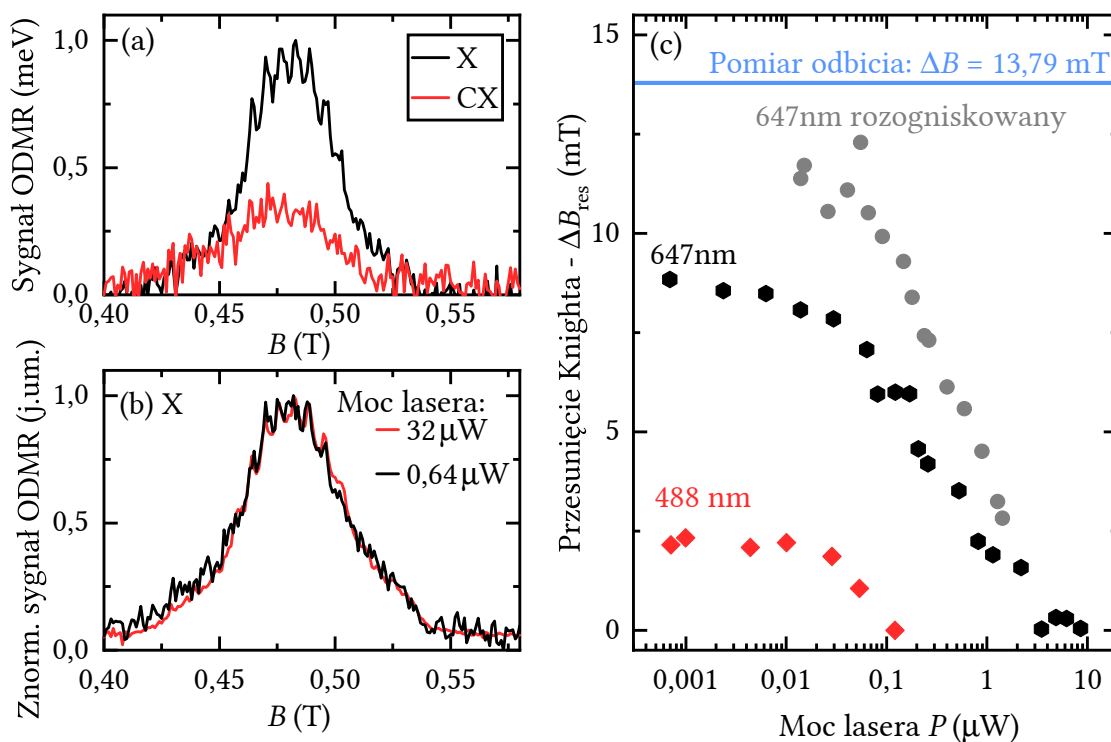
ność czasu relaksacji) od pola magnetycznego. Zależność ta ma charakter potęgowy. Na rysunku dodano krzywą odpowiadającą zależności B^3 [68, 49].

7.4 Przesunięcie Knighta w widmie ODMR w pomiarach fotoluminescencji

Przesunięcie rezonansu w kierunku niższych pól magnetycznych jest obserwowane także w przypadku pomiarów sygnału ODMR detekowanego na liniach fotoluminescencji. Sygnał ODMR otrzymywano jako przesunięcie linii widmowych w obecności mikrofal. Analizując widma fotoluminescencji należy pamiętać, że wzajemna intensywność linii ekscytonu naładowanego i neutralnego w widmie fotoluminescencji może być dość dobrym wyznacznikiem reżimu koncentracji nośników, w którym znajduje się próbka, to nie jest możliwe wyznaczenie dokładnej koncentracji nośników tylko na podstawie widm fotoluminescencji.

Na rysunku 7.12 (a) zaprezentowano sygnał ODMR otrzymany przy obserwacji w fotoluminescencji linii X oraz CX dla pobudzania laserem o długości fali 647 nm i niskiej mocy pobudzania ($P = 650$ nW). Można zauważyć, że sygnał otrzymany dla linii ekscytonu naładowanego, podobnie jak we wcześniej omawianym przypadku pomiarów przy pomocy widma odbicia, jest przesunięty w kierunku niższych pól magnetycznych. Przesunięcie to jest jednak mniejsze niż obserwowane dla odbicia. Można też zauważyć, że niezależnie od mocy pobudzania sygnał ODMR otrzymany na linii ekscytonu neutralnego ma ten sam kształt i można w nim zaobserwować charakterystyczne struktury związane z rozszczepieniem nadsubtelnym. Struktury te występują dla tych samych wartości pola magnetycznego – nie ulegają przesunięciu ze zmianą mocy pobudzania, rys. 7.12(b).

Jednakże przesunięcie Knighta widoczne dla ekscytonu naładowanego CX zależy od mocy i energii promieniowania laserowego użytego do wzbudzenia luminescencji, rys.7.12(c). Różnica pomiędzy polem rezonansu dla X i CX zwiększa się wraz ze zmniejszaniem mocy pobudzania. Dla dużych mocy pobudzania przesunięcie rezonansów liniami X i CX nie jest obserwowane. Gdy moc pobudzania jest mała przesunięcie to dąży do pewnej wartości, różnej, dla różnych długości fali pobudzania. W przypadku gdy luminescencja jest pobudzana laserem o długości fali $\lambda = 488$ nm maksymalny poziom przesunięcia Knighta, obserwowany dla małych mocy jest czterokrotnie niższy niż w przypadku pobudzania laserem o długości fali 657 nm. Gdy plamka lasera jest rozogniskowana te różnice są jeszcze większe. Jednocześnie porównując przesunięcia rezonansów obserwowanych przy badaniu widm fotoluminescencji i odbicia można zauważyć,



Rysunek 7.12: (a) Sygnał ODMR obserwowany w fotoluminescencji przy badaniu linii związanych z ekscytonem neutralnym X oraz naładowanym CX przy pobudzaniu laserem $\lambda = 647$ nm o mocy $P = 650$ nW i w obecności promieniowania mikrofalowego o częstotliwości $f = 13,65$ GHz; (b) Znormalizowany sygnał ODMR otrzymany na linii fotoluminescencji ekscytonu neutralnego dla dwóch różnych mocy pobudzania, Niezależnie od mocy pobudzania sygnał ODMR na ekscytonie neutralnym nie zmienia swojego kształtu w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego; (c) Różnica w położeniu rezonansu ODMR obserwowanego na linii ekscytonu neutralnego X i naładowanego CX (przesunięcie Knighta) obserwowane w fotoluminescencji w zależności od mocy lasera pobudzającego dla dwóch różnych długości fali pobudzania $\lambda = 647$ nm oraz $\lambda = 488$ nm. Na wykresie zaznaczono wartość otrzymaną z pomiarów sygnału ODMR obserwowanego na linii X w widmie odbicia.

że przesunięcia obserwowane w odbiciu są wyższe (ok. 15-25 mT, w zależności od koncentracji nośników).

Zwiększanie mocy pobudzenia luminescencji może powodować dwie rzeczy – po pierwsze możemy zwiększać koncentrację nośników pochodzących z powierzchni lub bariery, ale także podgrzewać układ zawierający jony i nośniki. Jak to już było opisane wcześniej zwiększanie koncentracji nośników zwiększa przesunięcie pomiędzy ekscytonem naładowanym a neutralnym, natomiast zwiększanie temperatury układu działa antagonistycznie. Istnieje możliwość, że nawet w przypadku małych mocy pobudzenia możliwość kreacji nowych nośników jest już wysycona. W eksperymencie obserwujemy jedynie zmniejszenie przesunięcia Knighta wraz ze wzrostem mocy pobudzenia, co sugeruje, że efekt związany ze wzrostem temperatury jest tu dominujący. Większa energia fotonów dla długości fali $\lambda = 488$ nm prowadzi do mniejszych przesunięć co zgadza się z ideą większej temperatury dla tego pobudzenia.

Różne zależności przesunięcia Knighta od mocy dla różnych długości fali pobudzenia sugerują różne możliwości pobudzenia nośników dla tych długości fali. Próbką UW1467 badana w tym rozdziale charakteryzuje się bardzo małym nieporządkiem, co było pokazane w rozdziale 5. Mimo to, niewielkie zmiany odległości energetycznej linii X i CX sugerują, nieco różny charakter ekscytonów naładowanych w przypadku pobudzenia różnymi długościami fali, rys. 5.5(f). Większa odległość energetyczna pomiędzy tymi liniami dla pobudzenia $\lambda = 647$ nm sugeruje bardziej zlokalizowany charakter ekscytonu naładowanego, tak jak miało to miejsce w dużo większym stopniu w próbce UW0676, rys. 5.4(d). Potencjalnie może mieć to wpływ na oddziaływanie z lokalnymi jonami Mn^{2+} .

7.5 Podsumowanie

Można zauważyć, że w przedstawionych tu pomiarach ODMR mamy do czynienia ze złożonym systemem, w którym różne podukłady mają różne temperatury efektywne. Podsumowanie wyników związanych z temperaturą otrzymanych w tym rozdziale znajduje się w tabeli 7.1. Podświetlenie jest realizowane poprzez włączenie niebieskiej diody świecącej umieszczonej przed kriostatem, blisko osi optycznej. Aby móc porównywać możliwie podobne warunki pomiarowe w tabeli podświetlenie oznacza podświetlenie niebieską diodą o prądzie 5 mA, a ODMR – pobudzenie mikrofalami o $f = 12,9$ GHz, $P_{MW} = -10$ dBm. Jako, że moc wyemitowana przez antenę i zaabsorbowana przez próbkę może być różna dla różnych częstotliwości, dlatego trudno porównywać temperatury nośników czy jonów w takich przypadkach.

W przypadku, gdy układ nie jest poddany działaniu promieniowania mikrofalowego szereg temperatur jest następujący: najniższą temperaturą jest temperatura kąpieli he-

Pomiar	Temp. jonów T_{Mn}^B (Brillouin)	Temp. jonów T_{Mn} (termalizacja)	Temp. dziur T_h (polaryzowalność)
Pole magnetyczne:			
bez podśw.	$1,73 \text{ K} \pm 0,02$ 7.2	–	–
z podśw.	$1,81 \text{ K} \pm 0,01$ 7.2	–	$1,82 \text{ K} \pm 0,08$ 7.3
ODMR: X			
bez podśw.	$2,68 \pm 0,05 \text{ K}$ 7.2	5 K 7.6	–
z podśw.	$\sim 2,7 \text{ K}$ 7.2	15 K 7.6	$< 6 \text{ K}$ 7.4

Tabela 7.1: Tabela podsumowująca temperatury pojawiające się w eksperymentach tego rodzaju. Temperatura kąpieli helowej we wszystkich przypadkach wynosiła ok. 1,6 K i w przypadku impulsowego pobudzania mikrofalami zwiększała się nieznacznie o ok. 5-10%. Podano odnośniki do konkretnych obrazków związanych z pomiarem konkretnego rodzaju.

lowej $\sim 1,6 \text{ K}$, następnie temperatura jonów T_{Mn}^B wynikająca z zachowania namagnesowania ze wzrostem pola magnetycznego (bez mikrofal), temperatura dziur T_h wynikająca z pomiaru polaryzowalności jest jedynie nieco większa. Przy braku podświetlenia ekscyton naładowany jest niewidoczny, nawet dla preferowanej polaryzacji σ^- , więc niemożliwe jest w takim przypadku określenie temperatury nośników. Poddanie próbki dodatkowemu podświetleniu niebieską diodą podnosi w niewielkim stopniu temperaturę jonów magnetycznych. Z dobrym przybliżeniem można uznać, że w tej sytuacji systemy jonów i nośników są w równowadze termodynamicznej.

W przypadku pobudzenia próbki mikrofalami sytuacja staje się bardziej skomplikowana. Poza możliwością wyznaczenia temperatury na podstawie zachowania rozszczepienia Zeemana w polu magnetycznym, istnieje wtedy także możliwość wyznaczenia temperatury jonów biorących udział w przejściach mikrofalowych z wyglądu widma ODMR. W widmie ODMR otrzymywanym poprzez badanie linii widmowej ekscytonu neutralnego – czy to jej położenia czy intensywności można obserwować charakterystyczne linie związane z przejściami pomiędzy poziomami rozszczepionymi przez oddziaływanie nadsubtelne. Rozdzielczość tak zmierzonego widma pozwala związanie konkretnej linii z przejściem pomiędzy konkretnymi poziomami energetycznymi i obśadzeniem tych poziomów.

Można zauważyć, że temperatury wynikające z kształtu widm ODMR, które zostały zasymulowane numerycznie (jak to było zaprezentowane w rozdziale 4.) są dość wysokie, można to wnioskować z dość dużej intensywności linii widocznych w niższych

polach magnetycznych (dla $\theta = 0$). Zachowanie w zależności od kąta θ także sugeruje wyższą temperaturę, która zależy od dodatkowego podświetlenia. W tym samym czasie temperatura wynikająca z gigantycznego rozszczepienia Zeemana jest niższa, nawet w polu rezonansu. Jest to dość zaskakujący wynik, który sugeruje to, że te dwa pomiary badają w rzeczywistości różne grupy jonów. Część jonów absorbujących promieniowanie mikrofalowe ma większy wkład do widma ODMR i jednocześnie większą temperaturę, niż pozostałe jony mające wkład głównie w budowanie namagnesowania w próbce. W ogólności wszystkie jony obecne w studni powinny absorbować promieniowanie mikrofalowe w ten sam sposób. Różnice mogą jednak polegać na różnicach w szybkości przekazywania energii i spinu. Przypuszczalnie w próbce istnieje grupa jonów, która jest w jakiś sposób odseparowana i potrzebuje dłuższego czasu aby zrelaksować (zorientować się ponownie w polu magnetycznym) po pobudzeniu impulsem mikrofalowym ale też przekazać energię w postaci temperatury. Ta populacja byłaby w ten sposób bardziej aktywna w badaniach rezonansu magnetycznego. Pozostałe jony, ze względu na zwiększone oddziaływania między nimi byłyby mniej aktywne w badaniach rezonansu, jako, że znacznie szybciej wracają do stanu równowagi zaś ich linie są znacząco poszerzone.

Rozdział 8

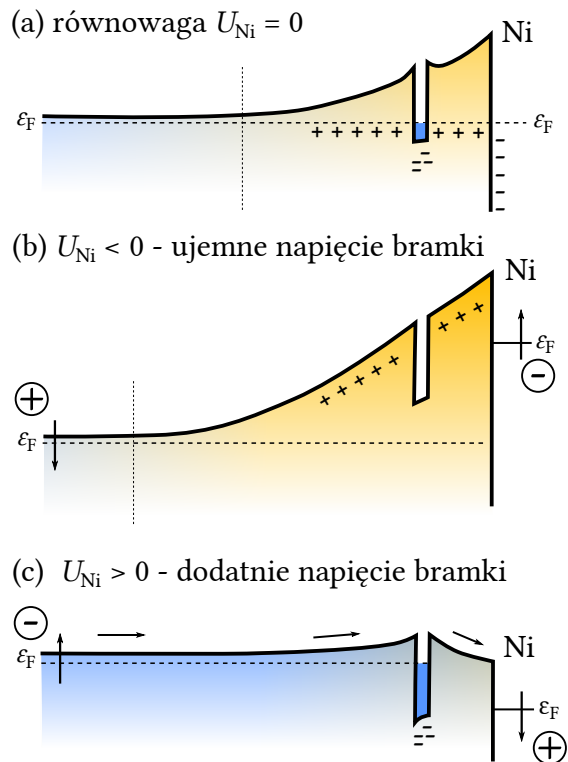
Napięciowe sterowanie koncentracją nośników

W tym rozdziale zaprezentowano wyniki badania wpływu nośników na jony magnetyczne w studni kwantowej z gazem elektronowym. Obecność gazu elektronowego w studni i możliwość jego kontroli jest związana z pokryciem powierzchni próbki metaliczną warstwą niklu. Warstwa ta ma dwojaką funkcję. Po pierwsze, w przedstawianych w poprzednich rozdziałach próbkach ze studniami (Cd,Mn)Te i barierami z (Cd,Mg)Te nośniki dodatnie pochodziły zazwyczaj z powierzchni próbki, która była bardzo blisko warstwy studni (górna bariera 50 nm, [7]). Stany powierzchniowe były stanami akceptorowymi, co skutkowało dodatnio naładowanym gazem nośników w studni kwantowej. W przypadku pokrycia próbki niklem na powierzchni powstaje złącze Schottky'ego – w studni obecny jest gaz elektronowy, rys. 8.1(a). Obecność gazu elektronowego w studni potwierdzają badania w polu magnetycznym (przejście singlet-tryplet). Po drugie warstwa niklu stanowi bramkę elektryczną pozwalającą na sterowanie koncentracją nośników w studni kwantowej poprzez przyłożenie napięcia, rys. 8.1(c,d).

8.1 Pomiary elektryczne i magnetooptyczne

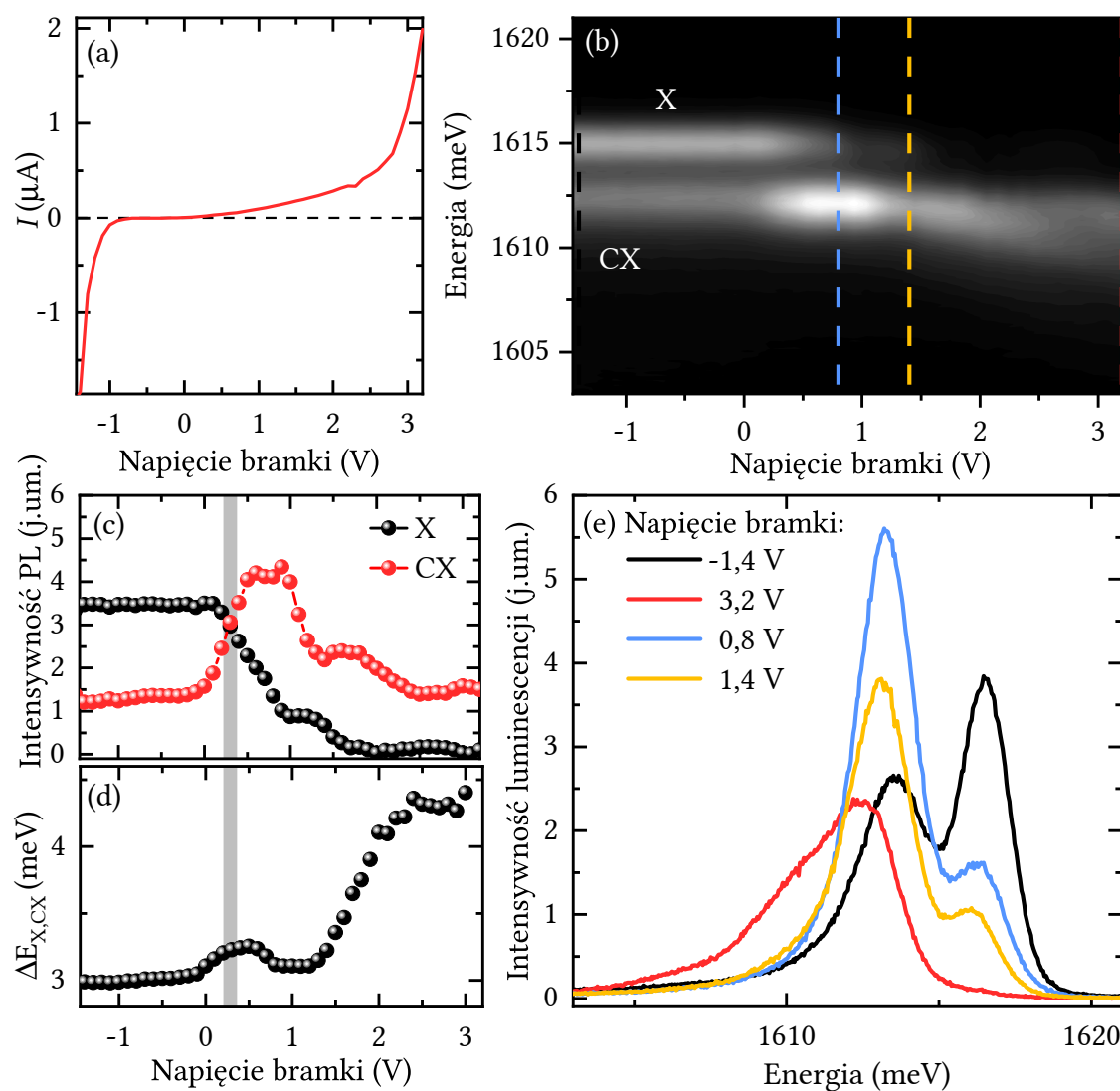
Tak skonstruowana próbka pod względem elektrycznym ma charakterystykę diody Schottky'ego rys. 8.2(a). Dodatnie napięcia bramki oznaczają tu kierunek przewodzenia. W widmie fotoluminescencji, dla napięcia bramki 0 V można zaobserwować dwie linie – związaną z ekscytonem neutralnym X oraz naładowanym CX, rys. 8.2(b). Dla ujemnych napięć bramki widmo luminescencji nie zmienia się w znaczący sposób i stale są w nim obecne dwie linie. W przypadku przeciwnej polaryzacji zmiana napięcia bramki zmienia stosunek intensywności tych linii. Intensywność linii X zmniejsza się wraz ze wzrostem napięcia. Natomiast, maksimum intensywności linii związanej z ekscytonem

Rysunek 8.1: Modelowe zachowanie bramkowanej struktury (dioda Schottky'ego ze studnią) dla różnych napięć bramki górnej: (a) $U_{Ni} = 0$ – stan równowagi, wąskie warstwy zubożone w barierach, zawierające lekko dodatnio zjonizowane donory, w głąb struktury bariera i kolejne warstwy typu n; (b) $U_{Ni} < 0$ – ujemne napięcie na bramce prowadzi do poszerzenia warstwy zubożonej. Jest to kierunek zaporowy diody, w studni nie ma gazu elektronowego. (c) $U_{Ni} > 0$ – dodatnie napięcie na bramce prowadzi do zmniejszania warstwy zubożonej, aż do jej zaniku. Jest to kierunek przewodzenia diody. W studni o asymetrycznym potencjale znajduje się gaz elektronowy.

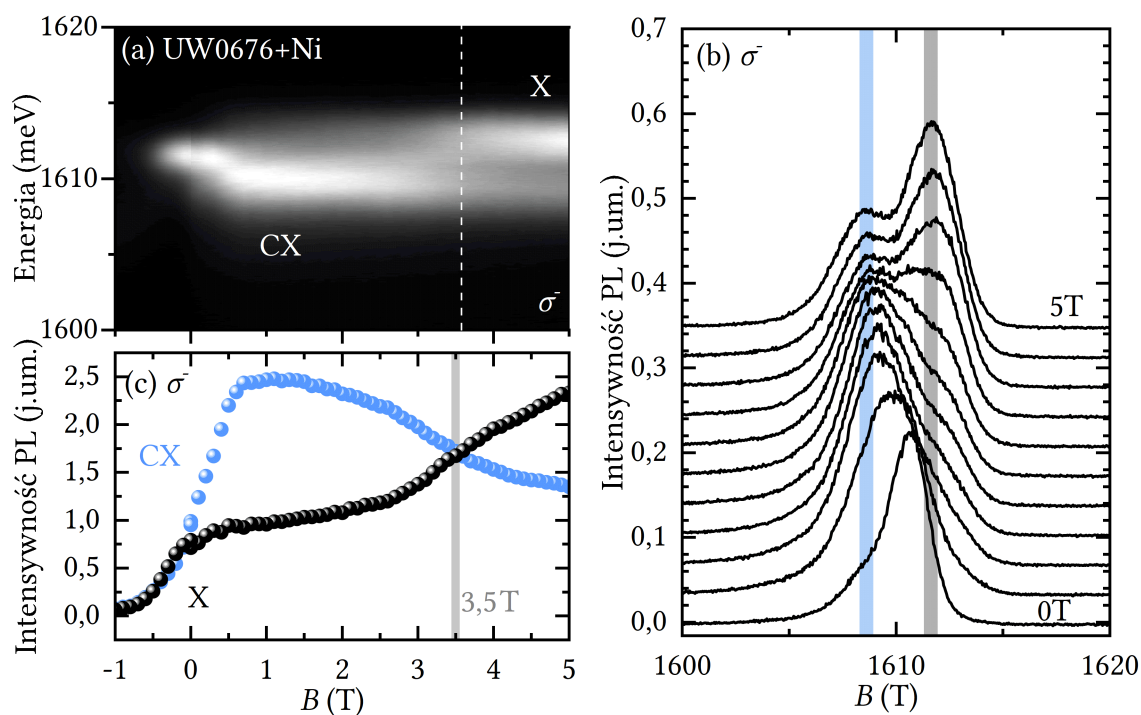


naładowanym jest obserwowana w napięciu około 0,8 V. Dla większych wartości napięć intensywność tej linii spada, aż do całkowitego przeładowania, 8.2(b,c). Wtedy też linia związana z ekscytonem neutralnym przestaje być widoczna, linia związana z ekscytonem naładowanym przesuwa się w kierunku niższych energii. Jednocześnie można zaobserwować pojawienie się dodatkowej linii o niższej energii 8.2(b,e). W badanym zakresie napięć można też zaobserwować zmianę odległości energetycznej pomiędzy linią ekscytonu neutralnego X oraz naładowanego CX co pokazano na rysunku 8.2(d).

Na rysunku 8.3 zaprezentowano mapę fotoluminescencji próbki UW0676+Ni dla napięcia 3 V, w zależności od pola magnetycznego – analogiczny rysunek dla tej próbki bez warstwy niklu to rys. 5.1(b). Podobnie jak w tamtym przypadku możemy zaobserwować, że w miarę zwiększania pola magnetycznego następuje zmniejszenie intensywności ekscytonu naładowanego CX i zwiększenie intensywności ekscytonu neutralnego X, rys. 8.3(b). Podobna intensywność X i CX jest obserwowana w polu ok. 3,5 T. Przed pokryciem próbki warstwą niklu przejście singlet-tryplet występowało w polu ok. 0,5 T – wtedy można było określić, że mamy do czynienia z X^+ . Przeprowadzając rachunki identyczne z tymi zaprezentowanymi w rozdziale 5 dla pasma przewodnictwa i przejścia w polu 3,5 T otrzymujemy energię dysocjacji ekscytonu naładowanego ujemnie ok. 1,25 eV, co wydaje się być wielkością dość małą (odległość energetyczna X i CX wynosi ok. 3 meV). Należy jednak pamiętać, że energia dysocjacji ekscytonu naładowanego



Rysunek 8.2: (a) Charakterystyka prądowo-napięciowa próbki UW0676 z bramką niklową otrzymana przy niskim podświetleniu laserem $\lambda=647$ nm w celu jednoczesnego badania fotoluminescencji; (b) Fotoluminescencja próbki w zależności od napięcia na bramce otrzymana w zerowym polu magnetycznym; (c) Zależność intensywności fotoluminescencji ekscytonu neutralnego X oraz naładowanego CX od napięcia bramki; (d) Odległości energetycznej linii ekscytonu neutralnego X i naładowanego CX w zależności od napięcia bramki; (e) Widma fotoluminescencji próbki dla kilku charakterystycznych punktów, oznaczonych na mapie (b) przerywanymi liniami w odpowiadających kolorach.



Rysunek 8.3: (a) Mapa fotoluminescencji próbki UW0676+Ni w zależności od pola magnetycznego dla napięcia bramki 3 V, energia świecenia została skorygowana o przesunięcie Zeemana, (b) widma fotoluminescencji dla różnych pól magnetycznych. (c) Intensywność fotoluminescencji ekscytynu naładowanego CX oraz neutralnego X w zależności od pola magnetycznego dla próbki UW0676+Ni dla przekrojów zaznaczonych na rysunku (b) niebieską i szarą linią.

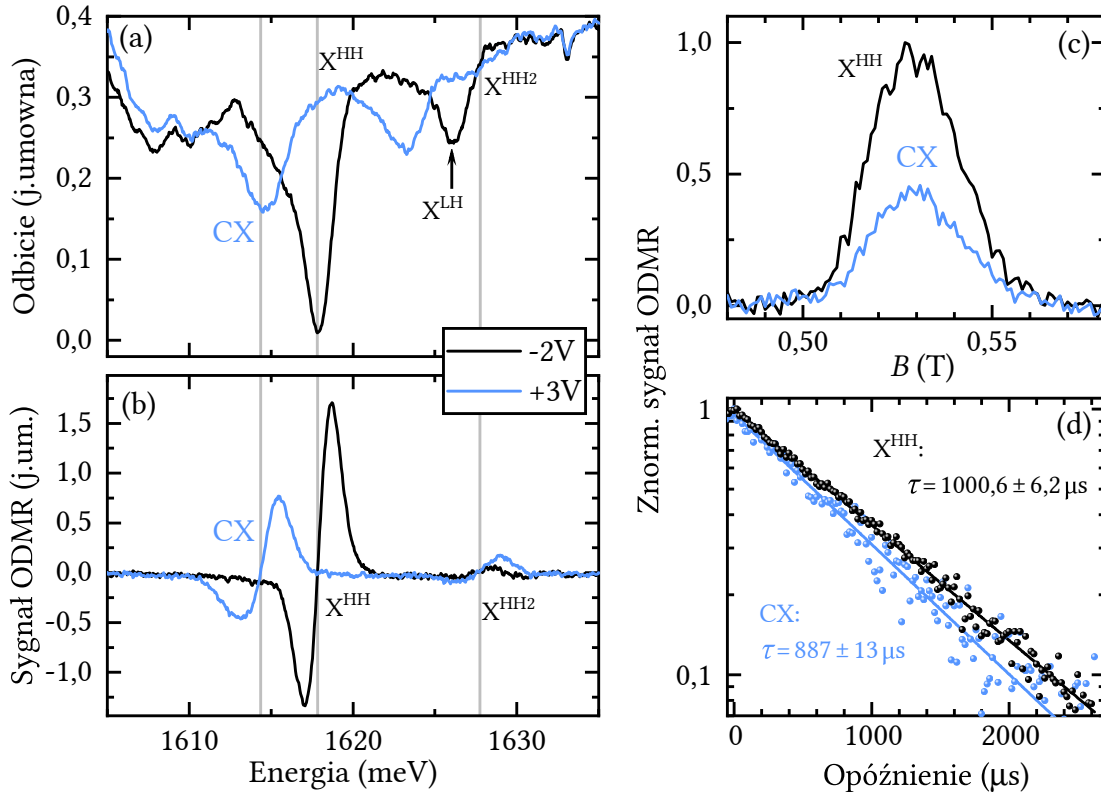
może silnie zależeć od pola elektrycznego w studni kwantowej. Energia ta jest niższa niż analogicznie wyznaczona energia dysocjacji ekscytonu naładowanego dodatnio – 2,3 meV (rozdział 5). W początkowej fazie ewolucji w polu magnetycznym można zaobserwować, że linia ekscytonu naładowanego przesuwa się inaczej niż wynikałoby to z gigantycznego rozszczepienia Zeemana, bądź – pomiędzy liniami X i CX ujawnia się stan innego rodzaju.

8.2 Przesunięcie pola rezonansu

Na rysunku 8.4(a) zaprezentowano widma odbicia dla dwóch różnych napięć na bramce w polu magnetycznym. Można zaobserwować, że podobnie jak w przypadku pomiarów luminescencji mamy tu do czynienia z dwoma reżimami – neutralnym (napięcie bramki -2 V) i ujemnie naładowanym (+3 V). W przypadku próbki neutralnej możemy zaobserwować głęboką linię związaną z ekscytonem neutralnym – podstawowym stanem ciężkodziurowym X^{HH} oraz w energiach powyżej linię związaną z ekscytonem lekkodziurowym X^{LH} . Pomiary w polu magnetycznym oraz pomiary sygnału ODMR ujawniają także linię związaną ze wzbudzonym stanem ciężkodziurowym X^{HH2} o energii nieco wyższej niż X^{LH} . Obserwacja stanu X^{HH2} sugeruje silną asymetrię potencjału studni ze względu na występujące w niej pole elektryczne. Zmiana napięcia na bramce powoduje przeładowanie zarówno ekscytonu ciężkodziurowego, jak i lekkodziurowego.

Rysunek 8.4(b) przedstawia różnicowy sygnał ODMR – różnicę widm odbicia mierzonych w polu magnetycznym rezonansu przy obecności promieniowania mikrofalowego. W przypadku gdy próbka znajduje się w reżimie neutralnym sygnał ODMR można zaobserwować na linii ekscytonu neutralnego X^{HH} oraz na stanie wzbudzonym X^{HH2} . Ekscyton X^{LH} , ze względu na niewielki efektywny g-czynnik dziury lekkiej jest dużo mniej wrażliwy na pole magnetyczne, co pozwala na jego identyfikację, ale też utrudnia pomiary ODMR poprzez obserwację tego stanu. Po przeładowaniu próbki sygnał ODMR obserwowany na linii ekscytonu naładowanego jest mniejszy, niż w przypadku ekscytonu neutralnego, zwiększa się natomiast sygnał związany z ekscytonem wzbudzonym. Zwiększenie sygnału ODMR dla linii X^{HH2} sugeruje zwiększenie pola elektrycznego udozwalającego przejście E1HH2, które w symetrycznej studni jest wzbronione. Brak przesunięcia sygnału związanego z X^{HH2} sugeruje, że w przeciwieństwie do stanu związanego z dziurą lekką nie podlega on przeładowaniu.

W przypadku tej próbki pole magnetyczne rezonansu dla ekscytonu naładowanego CX pokrywa się z tym, w którym występuje rezonans dla linii neutralnej, rys. 8.4(c). Jak już wcześniej było to opisane, spodziewane efekty związane z przesunięciem Knigha w obecności gazu elektronów powinny być mniejsze niż w przypadku oddziaływa-

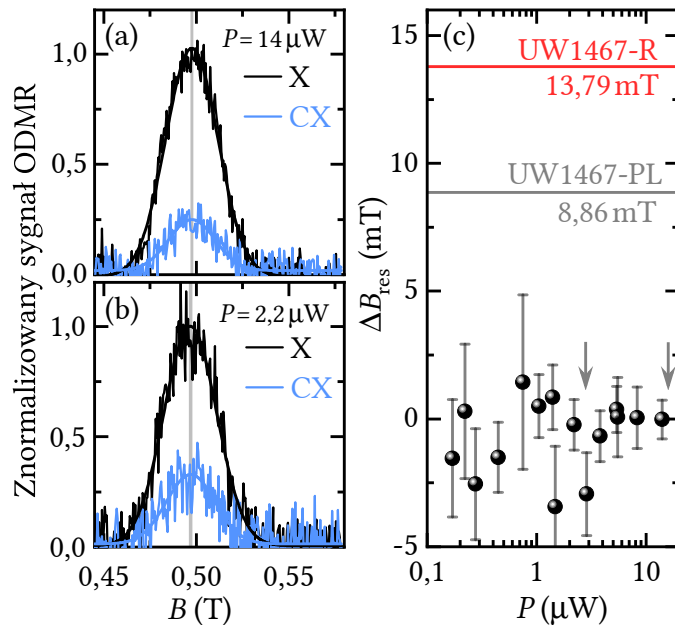


Rysunek 8.4: (a) Niskotemperaturowy pomiar widma odbicia dla próbki UW0676+Ni dla dwóch różnych napięć bramki; (b) Różnicowy sygnał ODMR dla częstotliwości 14,5 GHz, dla różnych napięć bramki. Liniami pionowymi zaznaczono minimum linii ekscytacyjnych: ekscytynu naładowanego (ujemnie) CX, ekscytynu neutralnego ciężkodziurowego – X^{HH} oraz stanu wzbudzonego – X^{HH2} , w energiach poniżej stanu wzbudzonego znajduje się stan lekkodziurowy X^{LH} , który nie wykazuje sygnału ODMR (prawdopodobnie przez niewielki efektywny g-czynnik); (c) Sygnał ODMR w zależności od wartości pola magnetycznego zmierzony poprzez obserwację odbicia linii ekscytynu naładowanego ciężkodziurowego (X^{HH}) oraz ekscytynu naładowanego CX; (d) Zależność relaksacji spinowej mierzonego jako sygnał ODMR poprzez obserwację linii X^{HH} oraz CX.

nia z dziuram, tak jak różnią się stałe α i β . Natomiast niewielkie przyspieszenie czasu relaksacji spinowej w obecności nośników jest obserwowane także w przypadku gazu elektronów, rys. 8.4(d).

Analogicznie jak w przypadku próbki p-typu omówionej w poprzednich rozdziałach (UW1467) zbadano zależności różnicy pola rezonansu (ΔB_{res}) od mocy pobudzania fotoluminescencji. Ze względu na to, że ta próbka została pokryta warstwą niklu stosunkowo dużo światła padającego na nią odbijało się od jej powierzchni. W związku z tym pomiary fotoluminescencji można było przeprowadzić w dużo niższym zakresie mocy pobudzania – dla małych mocy sygnał optyczny ze studni kwantowej był już zbyt słaby, aby móc na jego podstawie mierzyć sygnał ODMR.

Na rysunkach 8.5(a-b) zaprezentowano przykładowe widma ODMR dla dwóch różnych mocy pobudzania. Pomiary zostały wykonane dla napięcia bramki 0 V (próbka zwarta). Widmo ODMR otrzymane na ekscyte nie neutralnym X i naładowanym CX nie wykazują przesunięcia względem siebie, niezależnie od mocy pobudzania. Dla całego zbadanego zakresu nie można stwierdzić aby pole rezonansu dla ekscytonu naładowanego różniło się od tego dla ekscytonu neutralnego 8.5 (c). Należy jednak pamiętać, że efekt przesunięcia pola rezonansu B_{res} związany z oddziaływaniem z gazem elektronów jest czterokrotnie mniejszy niż w przypadku oddziaływania z taką samą koncentracją gazu dziurowego. W przypadku tej próbki badając widmo odbicia trudno jest oszacować koncentrację nośników – linie w odbiciu są słabo rozdzielone dla napięcia 0 V. Jednak ob-



Rysunek 8.5: Sygnał ODMR otrzymany jako różnica widm fotoluminescencji linii X oraz CX przy obecności i nieobecności mikrofal (różnica sygnału „ON” - „OFF”), dla mocy pobudzania ($\lambda = 647$ nm) : (a) $P = 14 \mu\text{W}$, (b) $P = 2,2 \mu\text{W}$; (c) Różnica pola rezonansu obserwowanego na liniach X i CX w zależności od mocy pobudzania, strzałkami zaznaczono wyniki dla mocy pobudzania z paneli (a-b), liniami zaznaczono poziomy różnic mierzonych w próbce UW1467 (dodatkowo naładowanej) w pomiarze fotoluminescencji (PL) oraz odbicia (R).

serwując widmo luminescencji dla tego napięcia można uznać, że cały czas znajdujemy się w reżimie niskich koncentracji nośników.

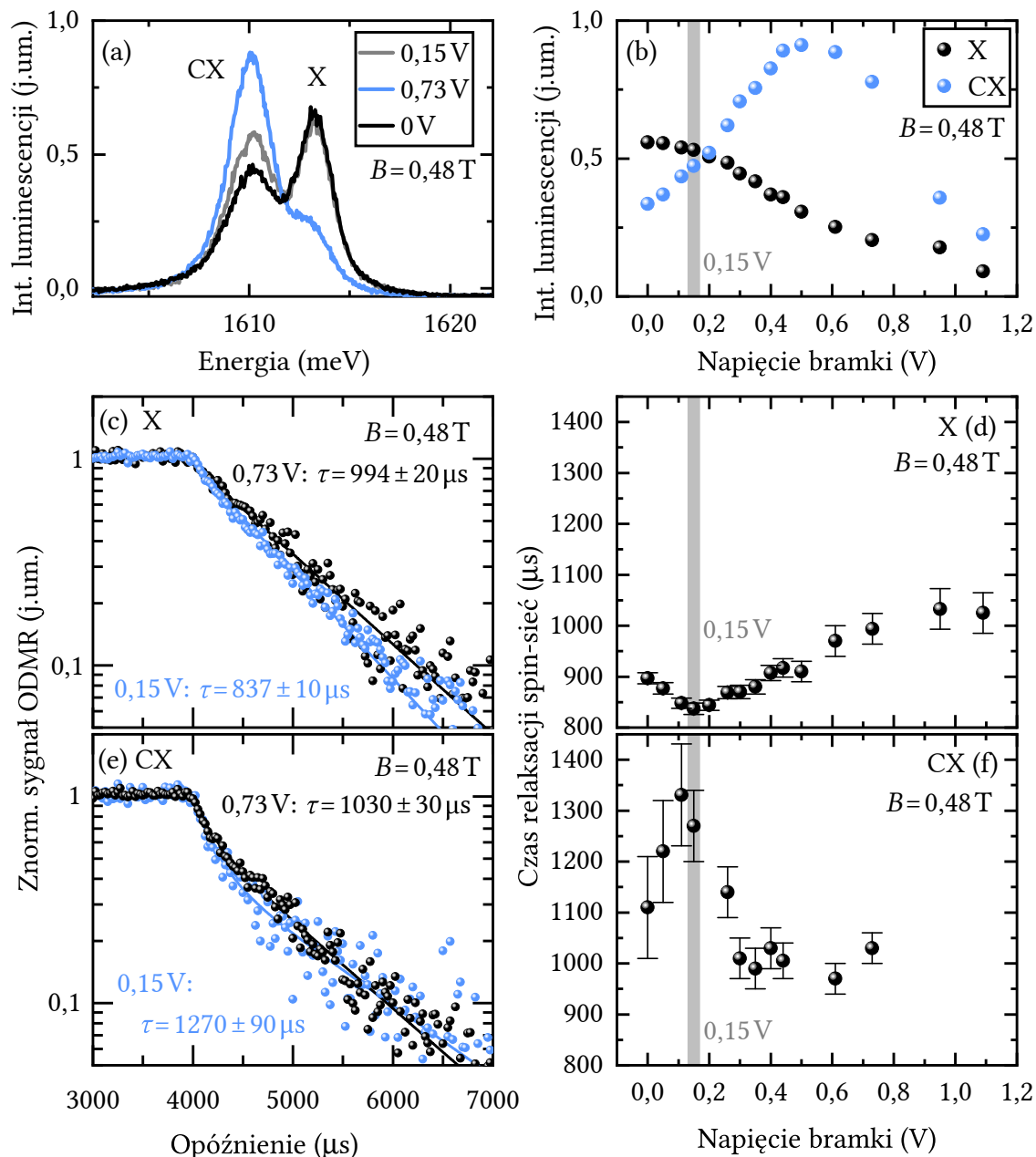
8.3 Zależność czasu relaksacji spinowej od napięcia bramki

Już w przypadku pomiarów ODMR na podstawie widma odbicia pokazano, że mimo braku widocznego przesunięcia Knighta, czas relaksacji spinowej jest czuły na zmiany napięcia bramki (rys. 8.4(c,d)). Efekt ten można zaobserwować również przy badaniu widm fotoluminescencji. Na rysunku 8.6(a) zaprezentowano widma fotoluminescencji dla różnych napięć bramki. Można zauważyć, że zmiana napięcia zmienia wzajemną intensywność luminescencji linii związanej z ekscytonem neutralnym X i naładowanym CX. Do widma dopasowano gaussowskie kształty linii widmowych aby móc prześledzić ich zmiany intensywności. Dla wyższych napięć obserwowano przesunięcie ku niższym energiom (jak na rys. 8.2(c)) – zostało to oddane jako pojawienie się dodatkowej linii o niższej energii. W ten sposób otrzymane zmiany intensywności przedstawiono na rysunku 8.6(b).

Wykonano pomiary czasoworozdzielczego sygnału ODMR w zależności od napięcia bramki. W całym badanym zakresie napięć relaksacja spin-sieć mierzona na linii ekscytonu neutralnego X jest jednowykładnicza (rys. 8.6(c)), a czas relaksacji zmienia się wraz ze zmianą napięcia, rys. 8.6(d). W zakresie od 0 do około 0,15 V czas ten zmniejsza się, od około 950 μs do 850 μs . Po przekroczeniu napięcia bramki 0,15 V zaczyna rosnąć do około 1050 μs dla 1 V.

Relaksacja w obecności nośników – badana poprzez obserwację linii ekscytonu naładowanego CX ma inny charakter, rys. 8.6(e). W tym przypadku zanik sygnału w czasie nie jest jednowykładniczy – podczas dopasowywania krzywej zaniku założono tu relaksację dwuwykładniczą, z niezależną od napięcia krótką składową 200 μs . Przy takim założeniu znaleziono czas charakterystyczny dłuższej składowej dla różnych napięć bramki. Dłuższa składowa relaksacji rośnie w zakresie od 0 do 0,10 V, gdzie osiąga maksimum na poziomie około 1350 μs . Po przekroczeniu tych wartości relaksacja przyspiesza a wartość dłuższej składowej czasu relaksacji zmniejsza się. Dla wyższych wartości napięć bramki amplituda dłuższej składowej zmniejsza się na tyle, że trudno wyznaczyć jej czas charakterystyczny, dominować zaczyna szybka składowa.

Można zauważyć, że napięcia, dla których następuje maksimum czasu charakterystycznego dłuższej składowej relaksacji sygnału ODMR mierzonego jako zmiana CX oraz minimum czasu relaksacji mierzonego jako zmiana X dość dobrze się pokrywają – oba efekty następują dla napięcia bramki ok. 0,1-0,15 V. Jednocześnie, dla napięcia około 0,2 V linie X oraz CX zrównują swoje intensywności w widmie luminescencji, jak pokazano



Rysunek 8.6: (a) Widma fotoluminescencji dla kilku przykładowych napięć na bramce (b) Zależność intensywności luminescencji linii ekscytonu neutralnego X i naładowanego CX w zależności od napięcia bramki; Zależność sygnału ODMR obserwowanego dla częstotliwości mikrofal 13,65 GHz ($B = 0,48$ T) poprzez obserwację linii: (c) ekscytonu neutralnego X oraz (e) ekscytonu naładowanego od opóźnienia pomiędzy impulsami. Do przebiegów w czasie dopasowano zależność wykładniczą w przypadku sygnału otrzymanego na linii ekscytonu neutralnego oraz dwuwykładniczą w przypadku zależności na linii ekscytonu naładowanego; (d) Czas relaksacji spin-sieć obserwowanej na ekscytonie neutralnym w zależności od napięcia bramki; (f) Zależność dłuższej składowej dwuwykładniczego zaniku sygnału ODMR otrzymanego przez obserwację linii CX od napięcia bramki, krótka składowa była stała dla wszystkich punktów na wykresie i wynosiła 200μ s.

na rysunku 8.6(b).

8.4 Podsumowanie

Zgodnie z oczekiwaniami efekty związane z oddziaływaniem jonów z elektronami są znacznie słabsze, niż w przypadku oddziaływania z gazem dziurowym. Dla tej próbki nie zaobserwowano różnicy pola rezonansu B_{res} dla sygnałów ODMR otrzymanych na ekscytynie neutralnym X i naładowanym CX. Zaobserwowano niewielką zmianę czasu relaksacji spinowej w obecności nośników – ok. 10% dla linii ekscytynu neutralnego dla przypadku przeładowanej i nieprzeładowanej próbki (w przypadku gazu dziurowego było to ok. 20%, rozdział 7). Wynika z tego, że gaz elektronowy pozwala na mniej efektywną relaksację w porównaniu z gazem dziurowym. Wynika to z silniejszego oddziaływania wymiany p-d, wyższej gęstości stanów dziurowych (dla tej samej koncentracji n) oraz występowania mechanizmu rozpraszania spinu i energii w podpaśmie dziur ciężkich przez mieszanie z dziurami lekkimi [16].

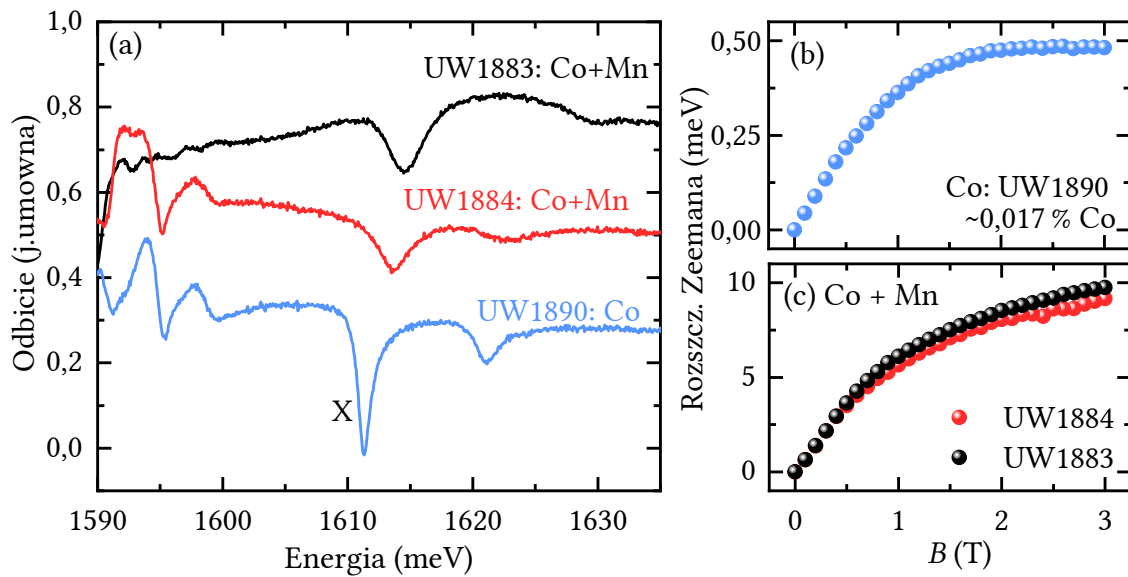
Rozdział 9

Wpływ jonów kobaltu na relaksację jonów manganu

Jednym z celów, które przyjęto na początku przedstawionych w tej pracy badań było zbadanie przy pomocy techniki ODMR jonów magnetycznych kobaltu Co^{2+} . Jon kobalt ma niezerowy moment orbitalny powłoki d, stan podstawowy tego jonu jest dużo bardziej czuły na naprężenie, niż ma to miejsce w przypadku jonu Mn^{2+} . W związku z tym wykorzystanie jonów Co^{2+} pozwoliłoby znacznie podnieść czułość metody ODMR do badań lokalnych naprężeń w próbkach. Jednocześnie równoległe użycie jonów Mn^{2+} o dobrze znanych parametrach pozwoliłoby na skalibrowanie pomiaru naprężenia.

Użycie kobaltu ma też niestety pewne wady. Dodatek jonów kobaltu w tellurku kadmu powoduje silne gaszenie fotoluminescencji. Wynika to z faktu, że przejścia wewnątrzcentrowe domieszki mają niższą energię niż energia przerwy materiału, w którym są umieszczone [69, 70, 71]. W związku z tym efekty optyczne dużo trudniej jest badać w próbkach z dodatkiem jonów Co^{2+} . Aby nie doszło do całkowitego wygaszenia efektów optycznych zawartość jonów kobaltu musi być odpowiednio mała – jednocześnie mniejsza koncentracja jonów oznacza mniej widoczne efekty magnetyczne czy magnetoptyczne. Jednocześnie należy tu zauważyć jak niezwykłym jonem jest Mn^{2+} , w przypadku którego przejścia wewnątrzcentrowe mają energię ok. 2,1 eV, czyli wyższą niż przerwa energetyczna CdTe i dużej części innych półprzewodników. W związku z tym dodatek manganu nie gasi w ten sposób fotoluminescencji, nawet przy relatywnie dużych jego zawartościach [72].

W związku z charakterystyką jonów kobaltu, które trudno jest mierzyć magnetoptycznie założono, że ich właściwości mogą być badane przy wykorzystaniu współistniejących w próbce, dobrze znanych jonów Mn^{2+} . W tym celu zaprojektowano i wytworzono studnie kwantowe zawierające oba pierwiastki, jak i próbki referencyjne, tak jak zostało to przedstawione w tabeli 2.2 rozdziale 2.



Rysunek 9.1: (a) Niskotemperaturowe widma (1,6 K) odbicia studni kwantowych z jonami kobaltu (UW1890) oraz jednoczesnym domieszkowaniem jonami kobaltu i manganu (UW1883, UW1884); Rozszczepienie Zeemana dla próbek (b) UW1890, zawierającej jony kobaltu, koncentracja jonów została wyznaczona na około 0,017 % na podstawie dopasowania funkcji Brillouina, (c) zawierających jony manganu oraz kobaltu.

Na rysunku 9.1 (a) przedstawiono widma odbicia próbek zawierających jony kobaltu (UW1890) oraz zarówno jony kobaltu jak i manganu (UW1883, UW1884). We wszystkich strukturach, w widmie odbicia można zaobserwować linię związaną z ekscytonem neutralnym. Zbadano zależność widma odbicia od pola magnetycznego. Na rysunku 9.1(b) przedstawiono rozszczepienie Zeemana linii ekscytonowej w próbce UW1890 (z jonami kobaltu). Dopasowując do danych pomiarowych funkcję Brillouina dla jonu kobaltu Co^{2+} ($S=3/2$) można wyznaczyć zawartość jonów w studni [73, 74]. Wynosi ona około 0,017 %. Nominalnie ta próbka zawierała 0,005 % Co^{2+} , co było obliczone z kalibracji strumieni pierwiastków w maszynie MBE, według [69]. W tej serii próbek zostały wyhodowane także próbki o wyższej nominalnej zawartości kobaltu, nie dawały one jednak wystarczającego sygnału optycznego – w odbiciu nie widać było ostrej linii ekscytonowej – nie zostały więc wytypowane do dalszych pomiarów.

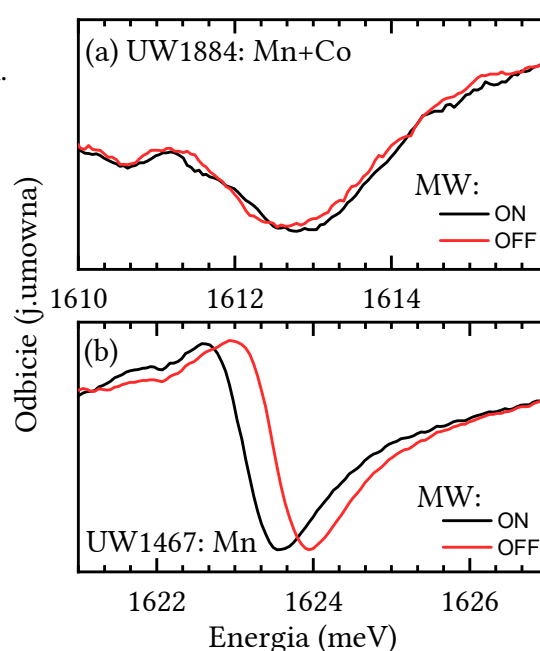
Na wykresie 9.1(c) przedstawiono rozszczepienie Zeemana dla próbek zawierających zarówno jony manganu, jak i jony kobaltu. Warto zauważyć, że skale pionowe na wykresach 9.1 (b) oraz (c) są bardzo różne. Rozszczepienie Zeemana dla próbek zawierających także mangan jest około dwadzieścia razy większe. Wynika to głównie z faktu, że nominalnie, zawartość jonów Mn^{2+} w tych próbkach była większa niż zawartość jonów kobaltu w próbce UW1890. Wynosiła około 0,3 %, jednocześnie nominalna zawartość

jonów kobaltu wynosiła ok. 0,09 %. W przypadku próbek zawierających jedynie kobalt, taka zawartość jonów Co^{2+} wygaszała całkowicie sygnał optyczny – zarówno w luminescencji, jak i w odbiciu nie można było zaobserwować linii ekscytonowych. W przypadku gdy podczas hodowania próbek w warstwie studni wbudowywały się oba pierwiastki, sygnał optyczny jest widoczny, nawet przy wyższych wartościach strumienia kobaltu. Stąd można wnioskować, że przy obecności manganu, kobalt wbudowuje się w matrycę CdTe w mniejszym stopniu.

W przypadku próbek zawierających zarówno jony Mn^{2+} , jak i Co^{2+} zależność rozszczepienia od pola magnetycznego jest bardziej skomplikowana, trudno jest określić zawartość obu rodzajów jonów, jedynie na podstawie pomiarów magnetoptycznych.

Po wstępnej charakteryzacji próbek dokonano próby znalezienia sygnału ODMR. Badania dla różnych częstotliwości promieniowania mikrofalowego, w szerokim zakresie pól magnetycznych, w trybie modulacyjnym nie doprowadziły do zaobserwowania zmian w położeniu linii ekscytonowej w próbce UW1890. Jeśli chodzi o próbki UW1883 oraz UW1884 nie zaobserwowano zmian rezonansowych – także w polach odpowiadających g-czynnikowi Mn^{2+} , jedynie przesunięcie związane ze wzrostem temperatury przy użyciu dużych mocy promieniowania mikrofalowego. Na rysunku 9.2(a) zamieszczono widma odbicia próbki UW1884 przy obecności i nieobecności promieniowania mikrofalowego. Mimo, że przesunięcie Zeemana dla tej próbki jest duże, to w obecności mikrofal linia odbicia nie zmienia położenia w sposób znaczący, tak jak ma to miejsce w przypadku próbek zawierających jedynie jony manganu o porównywalnej koncentracji jonów Mn^{2+} ok. 0,3%, 9.2(b). Jest to wynik nieco zaskaku-

jący – nawet niewielka ilość jonów kobaltu zmienia charakterystykę jonów manganu na tyle, że nie obserwujemy działania promieniowania mikrofalowego w typowym po-



Rysunek 9.2: Widma odbicia ekscytonu neutralnego w obecności pola magnetycznego i odpowiadającej mu rezonansowej częstotliwości promieniowania mikrofalowego ($f = 16,15$ GHz) dla próbek: (a) UW1884, zawierającej jony manganu oraz niewielką koncentrację jonów kobaltu; (b) UW1467, która zawiera jedynie jony manganu. Koncentracja jonów manganu w obu próbkach jest podobna i wynosi około 0,3%.

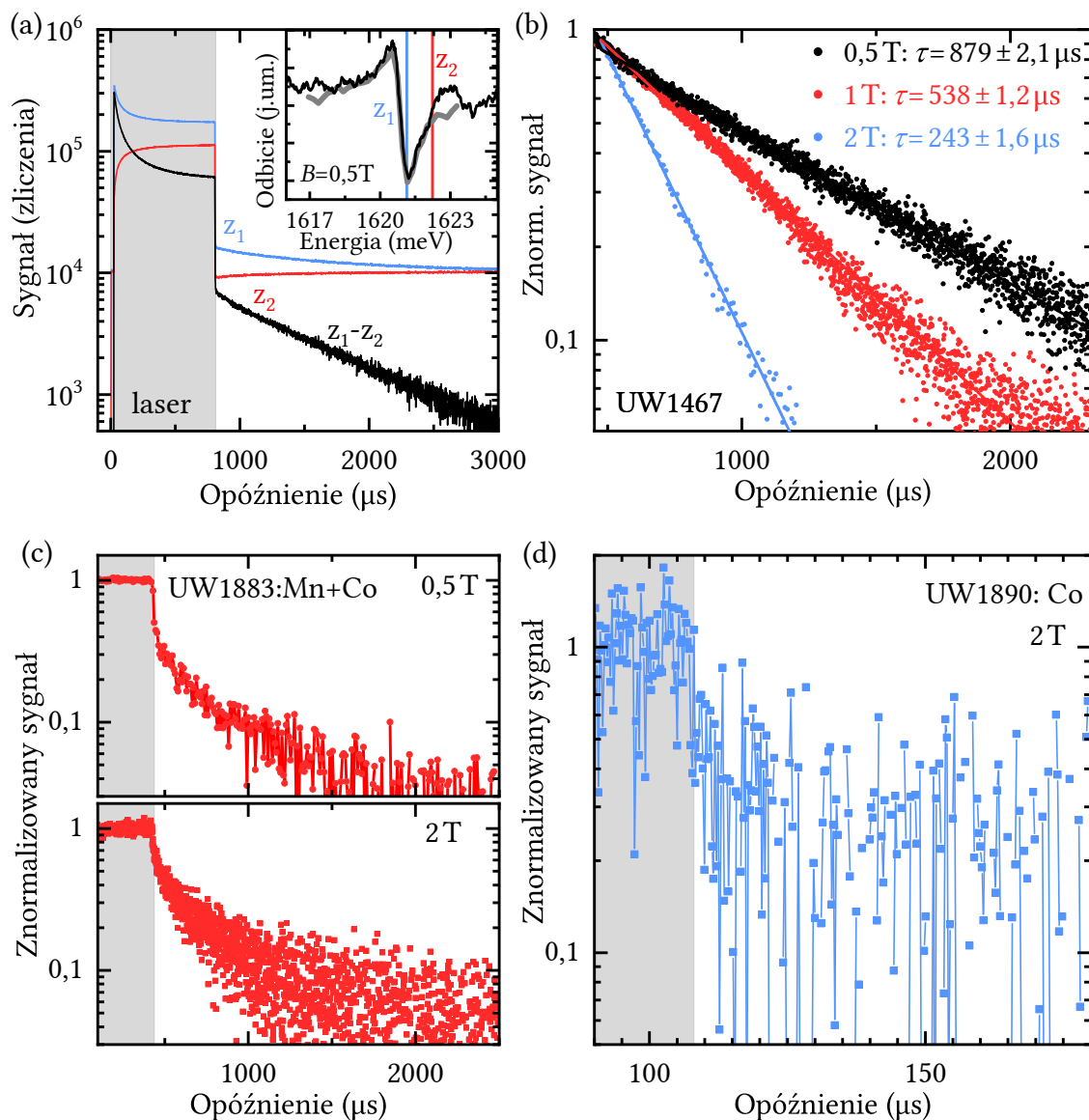
miarze ODMR.

Jednym z powodów dla których nie obserwujemy sygnału ODMR dla próbek, które poza jonami manganu zawierają także jony kobaltu może być zmiana szybkości relaksacji spinowej. W takim przypadku w naszym układzie nawet przy stałym pobudzaniu promieniowaniem mikrofalowym, moc chwilowa dostarczana do systemu jonów może być zbyt mała. W takiej sytuacji jony magnetyczne nie zdezorientują się w sposób wystarczający, dający sygnał ODMR. Jednocześnie zwiększając moc mikrofal zwiększamy również efekty związane z nierezonansowym grzaniem.

Przy braku obserwacji sygnału ODMR wykorzystano inną technikę do pomiaru relaksacji spinowej jonów. Czasy relaksacji spinowej zmierzono przy użyciu techniki opierającej się na depolaryzacji jonów poprzez silny impuls laserowy. Za pomoc w tych pomiarach chciałabym podziękować mgr. Kacprowi Oreszczukowi.

Na rysunku 9.3(a) przedstawiono czasoworozdzielczą odpowiedź układu na impuls laserowy dla próbki referencyjnej UW1467. Na panelu wewnętrznym rysunku 9.3(a) zaprezentowano widmo odbicia obserwowane na kamerze CCD (czarna krzywa) oraz na fotodiodzie (szara krzywa). Próbka znajdowała się w pewnym polu magnetycznym, więc jony magnetyczne były w niej częściowo spolaryzowane, a linia odbicia ekscytynu znajdowała się w pewnym położeniu energetycznym. Pod wpływem podgrzania próbki poprzez silny impuls laserowy, jony były depolaryzowane, co można było zaobserwować zmianą położenia linii. W rzeczywistości zmiana położenia linii była obserwowana poprzez zmianę intensywności sygnału odbicia dla dwóch różnych energii odpowiadających zboczom linii ekscytynowej – wznoszącym i opadającym – z_1 oraz z_2 . Zmiana liczby zliczeń w czasie przedstawiona jest na rysunku 9.3(a). W początkowej fazie pomiaru, w czasie trwania impulsu laserowego sygnał był dominowany przez pobudzaną laserem fotoluminescencję. W dalszym przebiegu różnica pomiędzy sygnałami na zboczach z_1 i z_2 informowała o ponownej polaryzacji jonów w czasie – pozwalała więc wyznaczyć czas relaksacji spin-sieć. Na rysunku 9.3(b) zaprezentowano wyniki pomiarów czasoworozdzielczych dla próbki referencyjnej wykonanych w trzech różnych polach magnetycznych. Narastanie polaryzacji jonów ma tu charakter jednowykładniczy, tak samo jak miało to miejsce w przypadku pomiaru czasu relaksacji spin-sieć na podstawie sygnału ODMR. W przypadku pomiarów ODMR otrzymywano czasy relaksacji spinowej wyższe, niż w przypadku pomiarów z wykorzystaniem silnego impulsu laserowego (dla pola 0,5 T: $\tau_{\text{ODMR}} \sim 1400 \mu\text{s}$). Może być to związane z faktem, że w przypadku pomiarów ODMR dezorientacja jonów miała głównie charakter rezonansowego pobudzenia a wpływ efektów nierezonansowych, a więc i zmian temperatury próbki, był dużo mniejszy.

Zupełnie inny charakter ma zmiana sygnału w czasie dla próbki zawierającej jony



Rysunek 9.3: (a) Schemat pomiaru relaksacji spinowej na podstawie depolaryzacji silnym impulsem laserowym, przebiegi czasowe z_1 oraz z_2 odpowiadają zmianom dwóch różnych zboczy linii ekscytonowej zaznaczonym na widmie odbicia (czarna linia odpowiada widmie odbicia obserwowanemu na kamerze CCD, natomiast szara na fotodiodzie). Wy-szarzeniem zaznaczono czas trwania depolaryzującego impulsu laserowego. Zależność sygnału od czasu zmierzona: (b) dla próbki referencyjnej UW1467 zmierzona dla trzech różnych pól magnetycznych; (c) dla próbki UW1883 zawierającej jony manganu z dodatkiem jonów kobaltu dla dwóch różnych pól magnetycznych; (d) dla próbki UW1890 zawierającej jedynie jony kobaltu.

Mn^{2+} i Co^{2+} przedstawiona na rysunku 9.3(c). W tym przypadku mamy do czynienia z relaksacją wielowykładniczą. Dopasowanie przebiegu dwu wykładniczego dla pomiaru w polu 0,5 T pozwala na określenie szybkiej składowej $\tau_1 = 30 \pm 2 \mu s$ oraz składowej dłuższej $\tau_2 = 620 \pm 30 \mu s$. Obie te składowe są szybsze niż analogiczny pomiar dla próbki zawierającej jedynie jony manganu. W przypadku tej próbki zwiększenie pola magnetycznego w bardzo niewielkim stopniu zmienia czasu relaksacji 9.3(c).

W przypadku próbki zawierającej jedynie jony kobaltu przesunięcie Zeemana linii ekscytonowej było względnie małe, wykonano więc pomiar czasu relaksacji spinowej jedynie dla pola 2 T. Wynik zaprezentowano na wykresie 9.3(d). Można zaobserwować, że czas relaksacji spinowej w tym przypadku jest bardzo szybki (warto zwrócić uwagę na inną skalę czasową niż w przypadku poprzednich wykresów w tym rysunku). Czas relaksacji spinowej w przypadku jonów kobaltu wynosi $10 \pm 7 \mu s$.

9.1 Podsumowanie

Otrzymane wyniki jasno pokazują, że czas relaksacji spinowej jonów kobaltu jest dużo szybszy niż w przypadku jonów manganu, nawet przy bardzo małych koncentracjach. Jednocześnie dodatek nawet bardzo małej koncentracji jonów kobaltu do próbki ze znaczącą zawartością jonów manganu sprawia, że proces relaksacji spinowej robi się dużo szybszy i wielowykładniczy. Obserwacja ta sugeruje, że jony kobaltu działają jako centra relaksacji spinowej dla systemu jonów Mn^{2+} . A czas tej drugiej jest głównie ograniczony czasem dyfuzji spinu w CdMnTe do Co^{2+} .

Biorąc pod uwagę koncentrację jonów kobaltu, która jest dość niska – jej górne oszacowanie to 0,09 % a dolne 0,005 %, i zakładając, że domieszki są równomiernie rozłożone, można oszacować średnią odległość pomiędzy jonami kobaltu. Średnia odległość pomiędzy jonami wynosi wtedy odpowiednio $d_r = 3,617 a$ oraz $d_r = 9,473 a$, gdzie a to stała sieci. Biorąc pod uwagę koncentrację jonów manganu $x = 0,3\%$ na jeden jon kobaltu przypada od 3 do 60 jonów Mn^{2+} – odpowiednio dla koncentracji kobaltu 0,09 % i 0,005 %. Fakt, że nawet tak niskie koncentracje jonów kobaltu wpływają na relaksację jonów manganu sugeruje, że oddziaływania kobaltu i manganu są daleko zasięgowe. Potencjalnym mechanizmem takiego oddziaływania może być tu wywoływanie przez jon kobaltu w pozycji kationu propagującego się w sieci naprężenia.

Rozdział 10

Podsumowanie pracy

W pracy zostały opisane wyniki pomiarów magnetoptycznych i optycznie wykrywanego rezonansu magnetycznego dla studni kwantowych (Cd,Mn)Te w barierach (Cd,Mg)Te prowadzone w kontekście badań oddziaływań pomiędzy jonami magnetycznymi Mn^{2+} oraz gazem nośników (p- oraz n-typu). Każdy rozdział pracy zawiera oddzielne podsumowanie przedstawionych w nim wyników i wniosków z nich płynących.

Oryginalne wyniki i podjęte w celu ich uzyskania działania podsumowuje następująca lista:

1. Wykorzystanie techniki czasoworozdzielczego ODMR do badania czasów relaksacji spin-sieć:

- Opracowanie metody pomiarów czasoworozdzielczego ODMR przy wykorzystaniu zarówno widm fotoluminescencji jak i odbicia co pozwoliło między innymi na badanie czasów relaksacji spinowej przy użyciu stanów wzbudzonych.
- Zbadanie zależności relaksacji spin-sieć przy obecności nośników występujących w studni kwantowej oraz w zależności od przekrycia pomiędzy nośnikami i aktywną objętością, w której są zawarte jony magnetyczne
- Zbadanie zależności czasów relaksacji od pola magnetycznego.

2. Wykorzystanie jonów magnetycznych do badania lokalnych naprężeń w nanostrukturach półprzewodnikowych z modulacją domieszkowania wzdłuż osi wzrostu [75]:

- Badanie sygnału ODMR oraz czasoworozdzielczego ODMR na wzbudzonych stanach ekscytonowych widocznych w widmie odbicia w studniach kwantowych z jonami magnetycznymi umieszczonymi intencjonalnie w różnych płaszczyznach wzdłuż osi wzrostu.

- Badania czasoworodzielczego ODMR – obserwacja zależności czasu relaksacji spin-sieć od położenia jonów magnetycznych w studni dla małych pól magnetycznych.

3. Wykorzystanie ODMR do badań oddziaływań jonów magnetycznych z gazem nośników w studni:

- Badania energii dysocjacji ekscytynu naładowanego dla różnych energii pobudzenia [62]
- Obserwacja zależności czasu relaksacji spin-sieć od lokalnej koncentracji nośników w studni [75]
- Obserwacja sygnału ODMR jednocześnie na linii ekscytynu neutralnego jak i naładowanego. Widoczne różnice w tych sygnałach – przesunięcie ku niższym polom magnetycznym sygnału mierzonego na ekscytynie naładowanej (przesunięcie Knighta)
- Zbadanie zależności przesunięcia Knighta od kąta θ przyłożonego pola magnetycznego.
- Obserwacja przyspieszenia relaksacji spin-sieć w zależności od pobudzania – przyspieszenie czasów relaksacji w obecności nośników
- Wytworzenie bramkowanej struktury n-typu – możliwość zmiany pola elektrycznego w próbce i koncentracji nośników w obszarze studni kwantowej.
- Obserwacja zmian szybkości relaksacji spin-sieć w zależności od napięcia bramki.

4. Obliczenia numeryczne:

- Obliczenia numeryczne stanów nośników w studni z polem elektrycznym, zmian kształtu funkcji falowych i ich przekrycia z poszczególnymi obszarami studni wzdłuż osi kwantyzacji w zależności od koncentracji nośników.
- Obliczenia numeryczne zmian widma ODMR w zależności od kąta θ przyłożonego pola magnetycznego i temperatury, przy braku oddziaływania z nośnikiem i w obecności nośnika.

5. Badania wpływu niewielkiej domieszki jonu kobaltu na relaksację spinową jonów manganu.

Bibliografia

- [1] H. Boukari, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, P. Kossacki, and J.A. Gaj, Magneto-optical spectroscopy of gated p-doped CdMnTe quantum wells, *Physica Status Solidi (B)* **241**, 718–721 (2004).
- [2] P. Kossacki, J. Cibert, D. Ferrand, Y. M. d'Aubigné, A. Arnoult, A. Wasiela, S. Tatarenko, and J.A. Gaj, Neutral and positively charged excitons: A magneto-optical study of a p-doped $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ quantum well, *Physical Review B* **60**, 16018 (1999).
- [3] P. Kossacki, H. Boukari, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, J. A. Gaj, B. Deveaud, V. Ciulin, and M. Potemski, Photoluminescence of p-doped quantum wells with strong spin splitting, *Physical Review B* **70**, 195337 (2004).
- [4] AV. Scherbakov, DR. Yakovlev, AV. Akimov, IA. Merkulov, B. König, W. Ossau, LW. Molenkamp, T. Wojtowicz, G. Karczewski, G. Cywinski, and Kossut, J, Acceleration of the spin-lattice relaxation in diluted magnetic quantum wells in the presence of a two-dimensional electron gas, *Physical Review B* **64**, 155205 (2001).
- [5] M. K. Kneip, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L. W. Molenkamp, and A. Waag, Spin-lattice relaxation of Mn ions in ZnMnSe/ZnBeSe quantum wells measured under pulsed photoexcitation, *Physical Review B* **73**, 045305 (2006).
- [6] P. Kossacki, D. Ferrand, M. Goryca, M. Nawrocki, W. Pacuski, W. Maślana, S. Tatarenko, and J. Cibert, Relaxation dynamics of ferromagnetic domains in (Cd,Mn)Te quantum wells, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **32**, 454–457 (2006).
- [7] W. Maślana, P. Kossacki, M. Bertolini, H. Boukari, D. Ferrand, S. Tatarenko, J. Cibert, and J. A. Gaj, P-type doping of II–VI heterostructures from surface states: Application to ferromagnetic $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ quantum wells, *Applied Physics Letters* **82**, 1875–1877 (2003).

- [8] M. Bertolini, W. Maślana, H. Boukari, B. Gilles, J. Cibert, D. Ferrand, S. Tatarenko, P. Kossacki, and J.A. Gaj, New structures for carrier-controlled ferromagnetism in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ quantum wells, *Journal of Crystal Growth* **251**, 342–346 (2003).
- [9] P. Kossacki, Optical Studies of charged excitons in II-VI semiconductor quantum wells, *Journal of Physics: Condensed Matter* **15**, R471–R493 (2003).
- [10] AV. Komarov, SM. Ryabchenko, OV. Terletsii, II. Zheru, et al., Magneto-optical investigations of the exciton band in CdTe: Mn^{2+} , *JETP* **46**, 318 (1977).
- [11] M. L. Sadowski, M. Byszewski, M. Potemski, A. Sachrajda, and G. Karczewski, Optical detection of electron paramagnetic resonance in CdMnTe single quantum wells, *Applied Physics Letters* **82**, 3719–3721 (2003).
- [12] M. Byszewski, D. Plantier, M. Sadowski, M. Potemski, A. Sachrajda, Z. Wilamowski, and G. Karczewski, Optical studies of Mn^{2+} spin resonance in $(\text{Cd,Mn})\text{Te}$ quantum wells, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **22**, 652–655 (2004).
- [13] V. Y. Ivanov and M. Godlewski, ODMR study of $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}$ and $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn})\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$ diluted magnetic semiconductor quantum wells, *Applied Magnetic Resonance* **39**, 31–47 (2010).
- [14] D. Wolverson, L. C. Smith, S. J. Bingham, and J. J. Davies, Coherent Raman spectroscopy of the quantum-entangled exciton- Mn^{2+} state in CdTe , *Physical Review B* **86**, 155209 (2012).
- [15] A. V. Scherbakov, A. V. Akimov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut, Spin-lattice relaxation in semimagnetic $\text{CdMnTe}/\text{CdMgTe}$ quantum wells, *Physical Review B* **62**, R10641–R10644 (2000).
- [16] AV. Akimov, AV. Scherbakov, DR. Yakovlev, IA. Merkulov, M. Bayer, A. Waag, and LW. Molenkamp, Multiple transfer of angular momentum quanta from a spin-polarized hole to magnetic ions in $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{Zn}_{1-y}\text{Be}_y\text{Se}$ quantum wells, *Physical Review B* **73**, 165328 (2006).
- [17] A. Abragam and B. Bleaney. *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Oxford Classic Texts in the Physical Sciences. (Oxford University Press, Oxford), (2012).
- [18] A. Bogucki and M. Goryca, Sample holder patent WO 2021/064687 A1 (2021).

- [19] T. Story, CHW. Swüste, PJT. Eggenkamp, HJM. Swagten, and WJM. De Jonge, Electron paramagnetic resonance Knight shift in semimagnetic (diluted magnetic) semiconductors, *Physical Review Letters* **77**, 2802 (1996).
- [20] B. König, I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, S. M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut, Energy transfer from photocarriers into the magnetic ion system mediated by a two-dimensional electron gas in (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te quantum wells, *Physical Review B* **61**, 16870–16882 (2000).
- [21] FJ. Teran, M. Potemski, DK. Maude, D. Plantier, AK. Hassan, A. Sachrajda, Z. Wilamowski, J. Jaroszynski, T. Wojtowicz, and G. Karczewski, Collective character of spin excitations in a system of Mn^{2+} spins coupled to a two-dimensional electron gas, *Physical Review Letters* **91**, 077201 (2003).
- [22] J. König and A. H. MacDonald, EPR and ferromagnetism in diluted magnetic semiconductor quantum wells, *Physical Review Letters* **91**, 077202 (2003).
- [23] A. S. Gurin, D. O. Tolmachev, N. G. Romanov, B. R. Namozov, P. G. Baranov, Yu. G. Kusrayev, and G. Karczewski, ODMR evidence of the electron cascade in multiple asymmetrical (CdMn)Te quantum wells, *JETP Letters* **102**, 230–234 (2015).
- [24] V. Yu. Ivanov, M. Godlewski, D. R. Yakovlev, M. K. Kneip, M. Bayer, S. M. Ryabchenko, and A. Waag, Optically detected magnetic resonance in (Zn,Mn)Se/(Zn,Be)Se quantum wells, *Physical Review B* **78** (2008).
- [25] J. A. Gaj and J. Kossut, eds. *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors*, Springer Series in Materials Science. (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg), (2010).
- [26] JA. Gaj, R. Planel, and G. Fishman, Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of Mn^{2+} ions in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Solid State Communications* **88**, 927–930 (1993).
- [27] J. A. Gaj, W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Cibert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigné, and A. Wasiela, Magneto-optical study of interface mixing in the CdTe-(Cd,Mn)Te system, *Physical Review B* **50**, 5512–5527 (1994).
- [28] T. Wojtowicz, M. Kutrowski, M. Surma, K. Kopalko, G. Karczewski, J. Kossut, M. Godlewski, P. Kossacki, and N. The Khoi, Parabolic quantum wells of diluted magnetic semiconductor $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Applied Physics Letters* **68**, 3326–3328 (1996).

- [29] A. Waag, F. Fischer, Th. Litz, B. Kuhn-Heinrich, U. Zehnder, W. Ossau, W. Spahn, H. Heinke, and G. Landwehr, Wide gap $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$: Molecular beam epitaxial growth and characterization, *Journal of Crystal Growth* **138**, 155–160 (1994).
- [30] E. Dynowska, E. Janik, J. Bąk-Misiuk, J. Domagała, T. Wojtowicz, and J. Kossut, Direct measurement of the lattice parameter of thick stable zinc-blende MgTe layer, *Journal of Alloys and Compounds* **286**, 276–278 (1999).
- [31] Y. Sun, S. E. Thompson, and T. Nishida. *Strain Effect in Semiconductors: Theory and Device Applications*. (Springer Science & Business Media), (2009).
- [32] S. L. Chuang. *Physics of Photonic Devices*, Wiley Series in Pure and Applied Optics. (John Wiley & Sons, Hoboken, N.J), 2nd ed edition, (2009).
- [33] R. D. Greenough and S. B. Palmer, The elastic constants and thermal expansion of single-crystal CdTe, *Journal of Physics D: Applied Physics* **6**, 587–592 (1973).
- [34] P. Peyla, Y. Merle d’Aubigné, A. Wasiela, R. Romestain, H. Mariette, M. D. Sturge, N. Magnea, and H. Tuffigo, Exciton binding energies and the valence-band offset in mixed type-I–type-II strained-layer superlattices, *Physical Review B* **46**, 1557–1563 (1992).
- [35] A. Bogucki, M. Goryca, A. Łopion, W. Pacuski, K. Połczyńska, J. Domagała, M. Tokarczyk, T. Fąs, A. Golnik, and P. Kossacki, Angle-resolved optically detected magnetic resonance as a tool for strain determination in nanostructures, *Physical Review B* **105**, 075412 (2022).
- [36] H. Mathieu, P. Lefebvre, and P. Christol, Simple analytical method for calculating exciton binding energies in semiconductor quantum wells, *Physical Review B* **46**, 4092–4101 (1992).
- [37] P. Christol, P. Lefebvre, and H. Mathieu, Fractional-dimensional calculation of exciton binding energies in semiconductor quantum wells and quantum-well wires, *Journal of Applied Physics* **74**, 5626–5637 (1993).
- [38] J. Cibert, R. André, C. Bodin, L. S. Dang, G. Feuillet, and P.-H. Jouneau, Piezoelectric effects in II-VI heterostructures, *Physica Scripta* **1993**, 487 (1993).
- [39] E. Vanelle, A. Alexandrou, J.-P. Likforman, D. Block, J. Cibert, and R. Romestain, Ultrafast in-well screening of the piezoelectric field in (111) quantum wells, *Physical Review B* **53**, R16172 (1996).

- [40] S. Geschwind, R. J. Collins, and A. L. Schawlow, Optical detection of paramagnetic resonance in an excited state of Cr^{3+} in Al_2O_3 , *Physical Review Letters* **3**, 545–548 (1959).
- [41] D. O. Tolmachev, A. S. Gurin, N. G. Romanov, A. G. Badalyan, R. A. Babunts, P. G. Baranov, B. R. Namozov, and Y. G. Kusrayev, Optically detected magnetic resonance of Mn-related excitations in (Cd,Mn)Te quantum wells, *JETP Letters* **96**, 231–235 (2012).
- [42] D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, N. G. Romanov, P. G. Baranov, B. R. Namozov, Y. G. Kusrayev, S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, Optically detected magnetic resonance in CdMnSe/ZnSe submonolayer quantum wells, *Physica Status Solidi (B)* **247**, 1511–1513 (2010).
- [43] S. J. Bingham, D. Suter, A. Schweiger, and A. J. Thomson, Optical detection of transition metal ion electron paramagnetic resonance by coherent Raman spectroscopy, *Chemical Physics Letters* **266**, 543–547 (1997).
- [44] S. J. Bingham, J. J. Davies, and D. Wolverson, High-resolution optical detection of electron spin resonance in epitaxial semiconductor layers by coherent Raman spectroscopy, *Physical Review B* **65**, 155301 (2002).
- [45] X. Lu, S. Venugopalan, H. Kim, M. Grimsditch, S. Rodriguez, and A. Ramdas, Level mixing and anisotropy effect in resonant Raman electron paramagnetic transitions in ruby for B perpendicular to c, *Physical Review B* **83**, 195126 (2011).
- [46] M. Qazzaz, G. Yang, S. H. Xin, L. Montes, H. Luo, and J. K. Furdyna, Electron paramagnetic resonance of Mn^{2+} in strained-layer semiconductor superlattices, *Solid State Communications* **96**, 405–409 (1995).
- [47] W. D. Knight, Nuclear magnetic resonance shift in metals, *Physical Review* **76**, 1259 (1949).
- [48] T. Strutz, A. M. Witowski, and P. Wyder, Spin-lattice relaxation at high magnetic fields, *Physical Review Letters* **68**, 3912–3915 (1992).
- [49] M. Goryca, M. Koperski, T. Smoleński, Ł. Cywiński, P. Wojnar, P. Plochocka, M. Potemski, and P. Kossacki, Spin-lattice relaxation of an individual Mn^{2+} ion in a CdTe/ZnTe quantum dot, *Physical Review B* **92** (2015).
- [50] T. Strutz, A. M. Witowski, and P. Wyder, Principles and performance of a high-field time domain magnetic spectrometer, *Review of Scientific Instruments* **64**, 1853–1861 (1993).

- [51] V. Huard, RT. Cox, K. Saminadayar, A. Arnoult, and S. Tatarenko, Bound states in optical absorption of semiconductor quantum wells containing a two-dimensional electron gas, *Physical Review Letters* **84**, 187 (2000).
- [52] K. Kheng, RT. Cox, M. Y. d'Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, and S. Tatarenko, Observation of negatively charged excitons X^- in semiconductor quantum wells, *Physical Review Letters* **71**, 1752 (1993).
- [53] S. Tatarenko, M. Bertolini, W. Maślana, H. Boukari, B. Gilles, J. Cibert, D. Ferrand, P. Kossacki, and J. A. Gaj, Control of ferromagnetism in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ quantum wells, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, Solid State Crystals 2002: Crystalline Materials for Optoelectronics* **5136**, 249–255 (2003).
- [54] A. Golnik, P. Kossacki, K. Kowalik, W. Maślana, JA. Gaj, M. Kutrowski, and T. Wojtowicz, Microphotoluminescence study of local temperature fluctuations in n-type (Cd, Mn) Te quantum well, *Solid State Communications* **131**, 283–288 (2004).
- [55] W. Maślana, P. Kossacki, P. Płochocka, A. Golnik, JA. Gaj, D. Ferrand, M. Bertolini, S. Tatarenko, and J. Cibert, Microphotoluminescence study of p-type (Cd, Mn)Te quantum wells, *Applied Physics Letters* **89**, 052104 (2006).
- [56] W. Grieshaber, C. Bodin, J. Cibert, J. Gaj, Y. Merle d'Aubigné, A. Wasiela, and G. Feuillet, Rough versus dilute interfaces in semiconductor heterostructures: The role of growth conditions, *Applied Physics Letters* **65**, 1287–1289 (1994).
- [57] B. Deveaud, JY. Emery, A. Chomette, B. Lambert, and M. Baudet, Observation of one-monolayer size fluctuations in a GaAs/GaAlAs superlattice, *Applied Physics Letters* **45**, 1078–1080 (1984).
- [58] A. Regreny, P. Auvray, A. Chomette, B. Deveaud, G. Dupas, JY. Emery, and A. Poudulec, Growth and interface characterization of GaAs/GaAlAs superlattices, *Revue de Physique Appliquée* **22**, 273–278 (1987).
- [59] P. Kossacki, Nguyen The Khoi, J. A. Gaj, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, and K. V. Rao, Interface characterisation in (Cd,Mn)Te quantum wells and superlattices, *Solid State Communications* **94**, 439–443 (1995).
- [60] J. Lambe and C. Kikuchi, Paramagnetic resonance of CdTe: Mn and CdS: Mn, *Physical Review* **119**, 1256–1260 (1960).
- [61] A. Wolos, M. Palczewska, M. Zajac, J. Gosk, M. Kaminska, A. Twardowski, M. Boczkowski, I. Grzegory, and S. Porowski, Optical and magnetic properties of Mn in bulk GaN, *Physical Review B* **69**, 115210 (2004).

- [62] A. Łopion, A. Bogucki, K. E. Połczyńska, W. Pacuski, A. Golnik, T. Kazimierczuk, and P. Kossacki, Charged exciton dissociation energy in (Cd,Mn)Te quantum wells with variable disorder and carrier density, *Journal of Electronic Materials* (2020).
- [63] C. Aku-Leh, F. Perez, B. Jusserand, D. Richards, W. Pacuski, P. Kossacki, M. Menant, and G. Karczewski, Measuring the spin polarization and Zeeman energy of a spin-polarized electron gas: Comparison between Raman scattering and photoluminescence, *Physical Review B* **76**, 155416 (2007).
- [64] A. Haury, A. Wasiela, t. A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl, and Y. M. d'Aubigné, Observation of a ferromagnetic transition induced by two-dimensional hole gas in modulation-doped CdMnTe quantum wells, *Physical Review Letters* **79**, 511 (1997).
- [65] T. Dietl, o. H. Ohno, a. F. Matsukura, J. Cibert, and e. D. Ferrand, Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors, *Science* **287**, 1019–1022 (2000).
- [66] P. Kossacki, A. Kudelski, J. Gaj, J. Cibert, S. Tatarenko, D. Ferrand, A. Wasiela, B. Deveaud, and T. Dietl, Light Controlled and Probed Ferromagnetism of (Cd,Mn)Te Quantum Wells, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **12**, 344–350 (2002).
- [67] H. Boukari, P. Kossacki, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, A. Wasiela, JA. Gaj, and T. Dietl, Light and electric field control of ferromagnetism in magnetic quantum structures, *Physical Review Letters* **88**, 207204 (2002).
- [68] E. M. Chudnovsky, D. A. Garanin, and R. Schilling, Universal mechanism of spin relaxation in solids, *Physical Review B* **72**, 094426 (2005).
- [69] P. Piotrowski and W. Pacuski, Photoluminescence of CdTe quantum wells doped with cobalt and iron, *Journal of Luminescence* **221**, 117047 (2020).
- [70] M. J. Grzybowski, A. Golnik, M. Sawicki, and W. Pacuski, Effect of magnetic field on intraionic photoluminescence of (Zn,Co)Se, *Solid State Communications* **208**, 7–10 (2015).
- [71] M. Papaj, J. Kobak, J. G. Rousset, E. Janik, M. Nawrocki, P. Kossacki, A. Golnik, and W. Pacuski, Photoluminescence studies of giant Zeeman effect in MBE-grown cobalt-based dilute magnetic semiconductors, *Journal of Crystal Growth* **401**, 644–647 (2014).

- [72] A. Golnik, J. Ginter, and J.A. Gaj, Magnetic polarons in exciton luminescence of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **16**, 6073 (1983).
- [73] M. Zielinski, C. Rigaux, A. Mycielski, and M. Menant, Zeeman spectrum of the 1s exciton in very diluted $\text{Cd}_{1-x}\text{Co}_x\text{Te}$ compounds, *Physical Review B* **63** (2000).
- [74] H. Alawadhi, I. Miotkowski, V. Souw, M. McElfresh, A. K. Ramdas, and S. Miotkowska, Excitonic Zeeman effect in the zinc-blende II-VI diluted magnetic semiconductors $\text{Cd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Te}$ ($\text{Y} = \text{Mn}, \text{Co}, \text{and Fe}$), *Physical Review B* **63** (2001).
- [75] A. Łopion, A. Bogucki, W. Kraśnicki, K. E. Połczyńska, W. Pacuski, T. Kazimierzczuk, A. Golnik, and P. Kossacki, Magnetic ion relaxation time distribution within a quantum well, *Physical Review B* **106**, 165309 (2022).

Przedstawiona praca była realizowana na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, w Laboratorium Ultraszybkiej Magnetospektroskopii. Próbki zostały wyhodowane w Laboratorium Epitaksji z Wiązek Molekularnych Wydziału Fizyki. Badania przedstawione w tej pracy były wspierane przez Narodowe Centrum Nauki w trakcie realizacji grantów: DEC-2016/23/B/ST3/03437, DEC-2015/18/E/ST3/00559, DEC-2020/38/E/ST3/00364, DEC-2020/39/B/ST3/03251. Chciałabym także podziękować programowi Descartes za wsparcie mojego rozwoju osobistego – zarówno naukowego jak i pozanaukowego.