

Jan Gaj

*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Półprzewodniki półmagnetyczne – przygoda mojego życia (naukowego)*

**Semimagnetic semiconductors
– the adventure of my (scientific) life**

Abstract: This paper (a talk given at the XXXII Polish Physical Society Meeting) relates in a personal way author's involvement in the physics of semimagnetic (diluted magnetic) semiconductors and presents the origins and some recent developments of the field. In particular, interesting perspectives created by using semimagnetic semiconductors in growing of low-dimensional structures are analyzed.

Wszystko zaczęło się od propozycji Jacka Furdyny, profesora Purdue University w stanie Indiana, zaprzyjaźnionego z fizykami warszawskimi. Ten specjalista w dziedzinie badań materii za pomocą mikrofal wymarzył sobie pomiary rezonansu magnetycznego w ośrodku przewodzącym. Chociaż, jak powszechnie wiadomo, efekt naskórkowy nie pozwala w zasadzie na wnikanie fal elektromagnetycznych do ośrodka przewodzącego, w pewnych warunkach mogą rozchodzić się w nim tzw. mody helikoidalne, przypominające ruch po linii śrubowej. Takich modów chciał użyć Jacek Furdyna do badania rezonansu paramagnetycznego jonów manganu w tellurku rtęci, półprzewodniku o zerowej przerwie energetycznej. Zaczął więc namawiać swoich warszawskich kolegów do wyhodowania kryształów HgTe z manganem.

*Referat wygłoszony na XXXII Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie we wrześniu 1993 r.

Robert Gałązka, profesor w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk, nie był pierwszym, który usłyszał taką propozycję. Nie był nawet pierwszym, który wyhodował proponowane kryształy. Ale od jego kryształów i jego pomysłów naukowych zaczął się wybuch nowych badań, nowych efektów fizycznych, które uzasadniły wyróżnienie klasy półprzewodników zawierających jony metali przejściowych odbrębną nazwą, a Roberta Gałązki – nagrodą imienia Marii Skłodowskiej-Curie, najwyższym w Polsce dowodem uznania dla fizyka.

Moja przygoda z półprzewodnikami półmagnetycznymi zaczęła się, kiedy zrobiwszy doktorat zacząłem rozglądać się za ciekawym tematem do dalszej pracy. Na liście osób, które postanowiłem poprosić o radę znalazł się Robert Gałązka i po rozmowie, w której zaproponował mi badania kryształów pierwszego półprzewodnika półmagnetycznego o dużej przerwie energetycznej – tellurku kadmu z manganem, nie miałem wątpliwości: to jest temat, którego szukam.

Półprzewodnik półmagnetyczny otrzymuje się zastępując pewną część kationów w znanym półprzewodniku przez jony magnetyczne. Tworzy się stopy typu $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, gdzie ułamek molowy x oznaczający zawartość jonu magnetycznego zmienia się od zera (macierzysty półprzewodnik niemagnetyczny) do pewnej maksymalnej wartości wyznaczonej przez termodynamikę wzrostu kryształu. Już sama nazwa (każdy handlowiec wie, że dobra nazwa stanowi połowę sukcesu) budziła emocje. Trudno zresztą się dziwić profesjonalistom magnetyzmu, że oburza ich mądrzenie się dyletantów, jakimi w tej dziedzinie byli półprzewodnikowcy, którzy zabrali się do badań tych materiałów. Słyszało się więc o pół-fizyce półprzewodników półmagnetycznych, żeby nie wspomnieć o głowach tych, co ją uprawiali.

Dziś, po latach, nazwa półprzewodniki półmagnetyczne¹ (semimagnetic semiconductors) współlistnieje pokojowo z używaną chętniej w USA diluted magnetic semiconductors. W tamtych czasach, prawie dwadzieścia lat temu, mówiliśmy sobie: mamy rok, może dwa do dyspozycji. Jeżeli nam się uda i tematem zainteresują się takie ośrodki naukowe jak Instytut Technologiczny Massachusetts czy Laboratoria IBM, możemy iść do domu. Dziś prace w tej dziedzinie publikuje wiele znakomitych laboratoriów w Europie i USA, w tym oba wyżej wymienione, a my nie poszliśmy do domu, o czym świadczy choćby nagroda Polskiego Towarzystwa Fizycznego wręczona na obecnym zjeździe Tomaszowi Storemu z Instytutu Fizyki PAN za wkład w rozwój fizyki półprzewodników półmagnetycznych. Nie przypadkiem nazwa Instytutu Fizyki PAN pojawia się znowu w tym tekście. Jest to odbicie bardzo leżącej mi na sercu sprawy jedności fizyków. Jak wysoka jest cena braku jedności, przekonało się boleśnie wielu uczestników ostatnich wyborów

¹ Po raz pierwszy nazwa ta pojawiła się w pracy R.R. Gałązki [1].

parlamentarnych. Cieszę się, że praca nad półprzewodnikami półmagnetycznymi stanowi przykład dążenia do wspólnego celu kolegów z IF PAN, mojego macierzystego Uniwersytetu i wielu laboratoriów należących zarówno do szkół wyższych jak i PAN.

Celem tym jest poznanie fascynującej fizyki, która w najrozmaitszych swych wariantach sprowadza się do jednego podstawowego oddziaływania między jonami magnetycznymi a nośnikami prądu, zwanego często oddziaływaniem wymiennym i opisywanego za pomocą hamiltonianu znanego jako hamiltonian Heisenberga lub hamiltonian Konda:

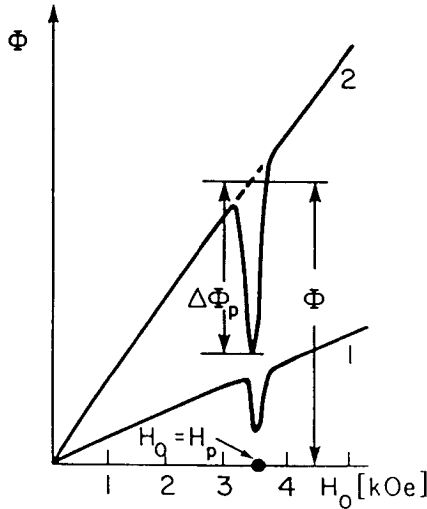
$$H = \sum_i J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{S}_i,$$

w którym $\boldsymbol{\sigma}$ i \mathbf{S}_i są operatorami spinu elektronu przewodnictwa (lub walencyjnego) oraz i -tego jonu magnetycznego zajmującego położenie \mathbf{R}_i w kryształce, natomiast J jest operatorem działającym na położeniową część funkcji falowej elektronu.

Obecność iloczynu skalarnego $\boldsymbol{\sigma} \mathbf{S}_i$ wyraża zależność energii układu od wzajemnego ustawienia spinu jonu magnetycznego i nośnika prądu. Oddziaływanie to, ze względu na stosunkowo niewielką liczbę nośników swobodnych w stosunku do jonów magnetycznych, objawia się przede wszystkim we wpływie stanu jonów magnetycznych na nośniki prądu: w niskich temperaturach jony magnetyczne, uporządkowane zewnętrznym polem magnetycznym wywierają niezwykle silny wpływ na elektrony pasma przewodnictwa czy walencyjnego. Wpływ ten można przedstawić w postaci efektywnego pola magnetycznego (pola wymiany) działającego wyłącznie na spin tych elektronów; pola wielokrotnie silniejszego od zewnętrznego pola magnetycznego. Można więc powiedzieć, że jony magnetyczne stanowią doskonały **wzmacniacz** zewnętrznego pola magnetycznego w działaniu na spiny elektronów pasmowych. Wzmocnienie to prowadzi do takich efektownych zjawisk jak gigantyczny efekt Faradaya (skręcenie płaszczyzny polaryzacji w polu magnetycznym) czy ogromne rozszczepienia energii ekscytonów² w polu magnetycznym (dziesiątki, a nawet setki razy większe niż w półprzewodnikach niemagnetycznych). Pięknym jakościowym dowodem pośredniczącej roli jonów manganu w CdTe jest zaobserwowane przez A.V. Komarowa i współpracowników [2] silne stłumienie efektu Faradaya przy rezonansowym zburzeniu porządku jonów magnetycznych mikrofalami (rys. 1). Ilościowo rola ta znajduje potwierdzenie w proporcjonalności rozszczepień ekscytonowych do namagnesowania, wykazanej

² Ekscyton (Wanniera-Motta) jest parą elektron przewodnictwa – dziura w paśmie walencyjnym, związaną przyciąganiem elektrostatycznym. Znane są też tzw. ekscytony Frenkla, którymi nie będziemy się tu zajmować.

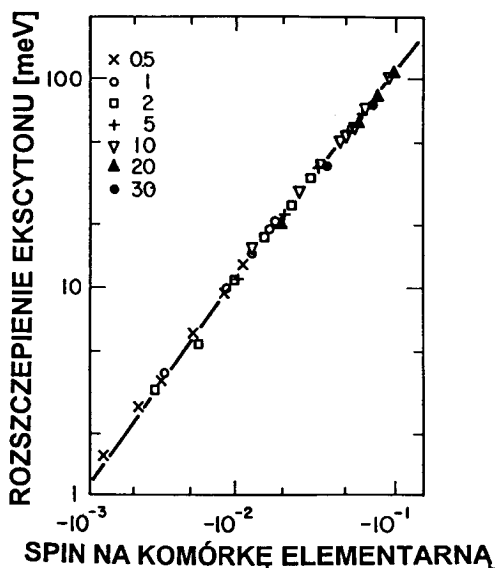
doświadczalnie dla CdMnTe (rys. 2), a następnie dla wielu innych półprzewodników półmagnetycznych. Aby oprócz działania jonów magnetycznych na nośniki prądu zaobserwować działanie w przeciwnym kierunku, należy zmniejszyć dramatyczną przewagę liczebną jonów magnetycznych nad nośnikami prądu, jaka ma miejsce w typowych półprzewodnikach półmagnetycznych. Można to zrobić na mikroskalę lokalizując np. elektron przyciągającą siłą dodatnio naładowanej domieszki – donoru – na obszarze o średnicy kilkudziesięciu angstromów, gdzie będzie miał do czynienia „tylko” z np. kilkudziesięcioma jonami magnetycznymi.



Rys. 1. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez kryształ CdTe z domieszką manganu, w zależności od pola magnetycznego, przy jednoczesnym naświetlaniu mikrofalami. Widoczne minimum kąta skręcenia występuje w polu, przy którym częstość precesji jonów magnetycznych jest równa częstości mikrofal, co umożliwia rezonansowe pochłanianie mikrofal prowadzące do zburzenia uporządkowania magnetycznego jonów [2]

Powstanie wtedy **związany polaron magnetyczny**, w którym zlokalizowany nośnik prądu uporządkuje spiny oddziałujących z nim jonów magnetycznych, tworząc coś w rodzaju mikrodomeny ferromagnetycznej. Namagnesowanie takiego tworzy, ze względu na swój przypadkowy kierunek nie prowadzi do wystąpienia omawianych powyżej efektów magnetoptycznych, może być jednak wykryte poprzez pomiar energii odwrócenia spinu elektronu w rezonansowym efekcie Rmana (rys. 3). Doświadczenie takie, przeprowadzone po raz pierwszy przez M. Nawrockiego i współpracowników w CdMnSe, stanowiło pierwszą bezpośrednią obserwację związanego polaronu magnetycznego, którego idea została zapropono-

wana znacznie wcześniej. Dokładniejsza analiza, zapoczątkowana przez T. Dietla i J. Spałka [5], wykazała ważną rolę fluktuacji magnetycznych w powstawaniu związanego polaronu magnetycznego.

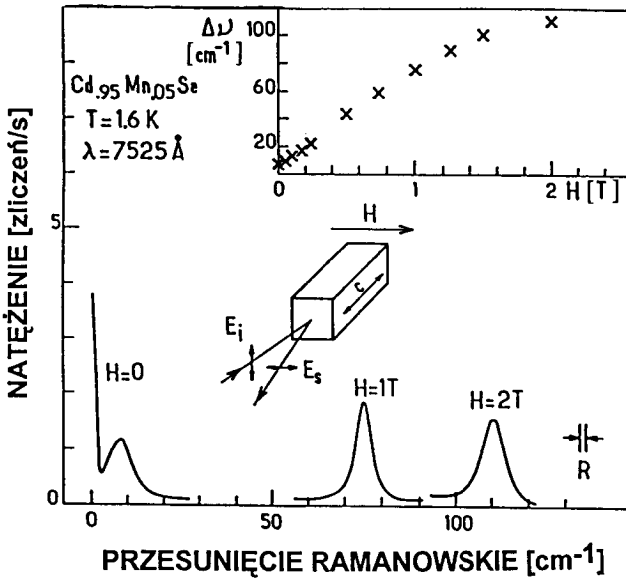


Rys. 2. Rozszczepienie energii ekscytonów CdMnTe w polu magnetycznym przedstawione w funkcji namagnesowania (średnia wartość spinu na komórkę elementarną). Punkty doświadczalne otrzymane dla wielu próbek o różnej zawartości manganu (podanej w % atomowych) i wielu pól magnetycznych układają się wzdłuż prostej reprezentującej proporcjonalność [3]

Oddziaływanie jon-nośnik jest także główną przyczyną oddziaływania między jonami magnetycznymi, gdyż w tym ostatnim pośredniczącą rolę odgrywają elektrony pasma walencyjnego. Oddziaływanie jon-jon faworyzuje uporządkowanie antyferromagnetyczne spinów i jest krótkozasięgowe. Prowadzi ono do zmniejszenia namagnesowania przy dużych zawartościach manganu: pomimo dodawania jonów przeważa wpływ zwiększenia ich wzajemnego oddziaływania na skutek zmniejszenia średniej odległości między jonami.

Omówione powyżej ciekawe efekty stanowią zaledwie niewielką część bogactwa zjawisk jakie otworzyło się przed badaczami półprzewodników półmagnetycznych. Czytelnikowi zainteresowanemu pełniejszą informacją polecam świetny, choć liczący już kilka lat artykuł przeglądowy J. Furdyny [6] oraz wydawnictwa książkowe [7], a także prace popularne po polsku [8].

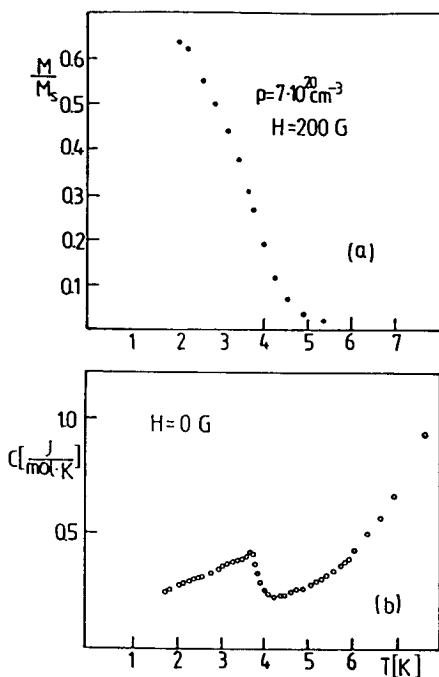
Głównym przedmiotem naszego zainteresowania będą jednak nowe kierunki rozwoju fizyki półprzewodników półmagnetycznych. Omawiając je chciałbym za-



Rys. 3. Wyniki pomiarów rezonansowego efektu Ramana z odwróceniem spinu elektronu według pracy [4] dla różnych pól magnetycznych. Liczba falowa, przy której występuje maksimum widma ramanowskiego określa energię odwrócenia spinu. Widać, że nawet bez pola magnetycznego jest ona niezerowa, co stanowi dowód istnienia związanego polaronu magnetycznego

cząć od prac Tomasza Storego nagrodzonych na obecnym zjeździe. Dotyczą one drugiego sposobu skorygowania omawianej poprzednio przewagi liczbowej jonów magnetycznych nad nośnikami prądu. Okazuje się, że można otrzymać kryształy PbSnTe z manganem z dostatecznie dużą liczbą swobodnych dziur w paśmie walencyjnym, aby to, co w CdMnSe zachodzi w skali polaronu magnetycznego wytworzonego przez elektron zlokalizowany na donorze, w PbSnMnTe pojawiło się w skali całego kryształu: faza ferromagnetyczna! Rysunki 4 i 5 wykazują obecność fazy ferromagnetycznej oraz jej związek z koncentracją swobodnych dziur w paśmie walencyjnym. Drugą interesującą nowością, którą chciałbym wymienić, są efekty wprowadzenia jonu chromu do związku półprzewodnikowego ZnSe o szerokiej przerwie energetycznej ($E_g \approx 3$ eV). W odróżnieniu od dotychczas wprowadzonych do półprzewodników półmagnetycznych jonów manganu, żelaza i kobaltu, stan podstawowy jonu chromu ma symetrię T w sieci kubicznej ZnSe, co powoduje znacznie silniejsze sprzężenie stanów jonu z drganiami sieci krystalicznej. Prowadzi ono do tzw. statycznego efektu Jahna-Tellera, tzn. spontanicznego obniżenia symetrii otoczenia jonu chromu, czyli powstania lokalnej deformacji w jednym z trzech równoważnych kierunków (100) – wzdłuż krawę-

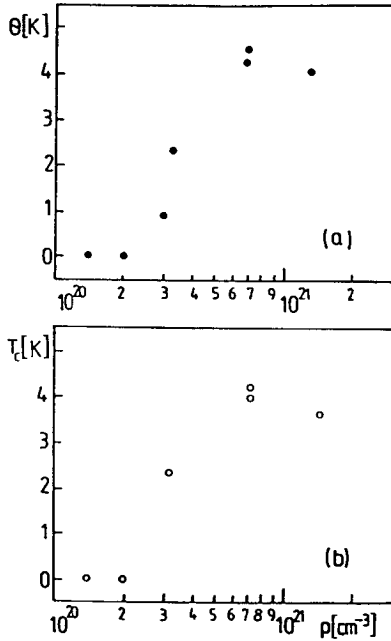
dzi sześcienną komórki elementarnej. Również sama struktura elektronowa jonu chromu powoduje, że jego oddziaływanie z elektronami pasmowymi powinno, poza opisanym tu poprzednio członem heisenbergowskim, zawierać dodatkowe człony o innej symetrii. Według pracy teoretycznej J. Blinowskiego i P. Kacmana [10] należy się spodziewać wystąpienia zupełnie nowego zjawiska: w dotychczas zbadanych półprzewodnikach półmagnetycznych, jony Mn^{++} , Fe^{++} czy Co^{++} stanowią silny wzmacniacz zewnętrznego pola magnetycznego w działaniu na elektrony pasmowe, w związkach kubicznych z chromem jego jony pełniłyby rolę analogicznego wzmacniacza w stosunku do przyłożonego ciśnienia jednoosiowego.



Rys. 4. Zależności temperaturowe namagnesowania (a) i ciepła właściwego (b) kryształu PbSnMnTe świadczące o występowaniu fazy ferromagnetycznej [9]

Ściskając kryształ kubiczny ZnSe powodujemy rozszczepienie jego pasma walencyjnego w punkcie Γ na dwie składowe – rozszczepienie to powinno zostać silnie wzmocnione w obecności jonów Cr^{++} . Pierwsze eksperymenty wykonane przez W. Maca i współpracowników [11] z kryształami ZnCrSe nie potwierdziły wprawdzie tej hipotezy, doprowadziły natomiast do stwierdzenia, że znak oddziaływania jon – elektron walencyjny jest w tym materiale przeciwny do obserwowanego dla

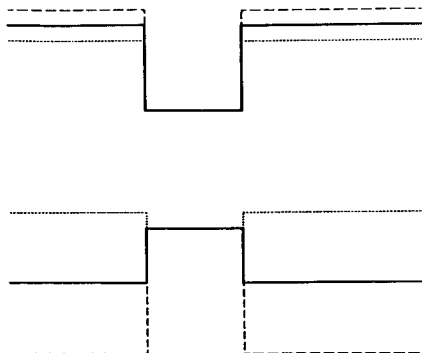
dotychczas zbadanych materiałów: podczas gdy jony Mn^{++} , Co^{++} i Fe^{++} próbują ustawić spin elektronu walencyjnego antyrównolegle do własnego, w przypadku chromu z ZnSe oddziaływanie faworyzuje równoległe ustawienie obu spinów.



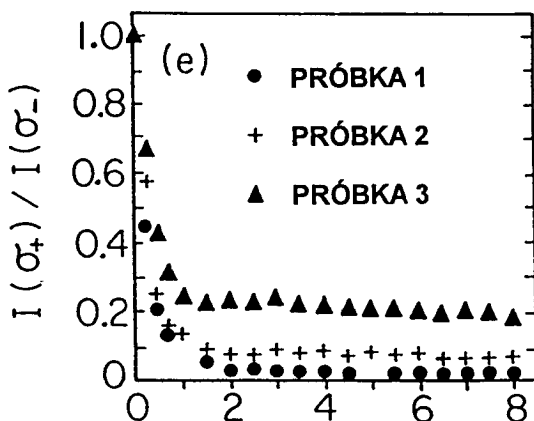
Rys. 5. Zależność od koncentracji nośników swobodnych w PbSnMnTe: a) paramagnetycznej temperatury Curie (ekstrapolowana osobliwość w podatności), b) temperatury przejścia do fazy ferromagnetycznej [9]

Wymienione dwa przykłady nowych wyników w fizyce półprzewodników półmagnetycznych dotyczą kryształów objętościowych (trójwymiarowych), które stanowią szybko ostatnio kurczącą się domenę badań półprzewodnikowych, ustępującą pod naporem nowej fizyki stymulowanej rozwojem technik epitaksjalnych i dotyczącej struktur o obniżonym wymiarze: tzw. studni, drutów oraz kropek kwantowych. Struktury te zawojuwały również fizykę półprzewodników półmagnetycznych, która w rewanżu obdarzyła je dodatkowym stopniem swobody – możliwością manipulowania energią stanów pasmowych za pośrednictwem jonów magnetycznych. Rysunek 6 przedstawia schematycznie potencjały elektronu oraz dziury (ciężkiej) dla niemagnetycznej studni kwantowej z barierami zawierającymi jony magnetyczne: bez pola oraz w zewnętrznym polu magnetycznym. Widać, że pod wpływem pola magnetycznego nastąpiło dla jednej ze składowych spinowych pasma walencyjnego przejście od typu I, w którym elektron i dziura

zlokalizowane są w tej samej (niemagnetycznej) warstwie, do typu II gdzie dziura przechodzi do warstwy magnetycznej, podczas gdy elektron pozostaje w obszarze niemagnetycznym. Takie przejście zostało zaobserwowane przez X. Liu i innych [12] w studniach kwantowych ZnSe/ZnMnSe (rys. 7) poprzez gwałtowną zmianę siły oscylatora międzypasmowego przejścia optycznego na skutek geometrycznego oddzielenia stanów elektronowych od dziurowych.

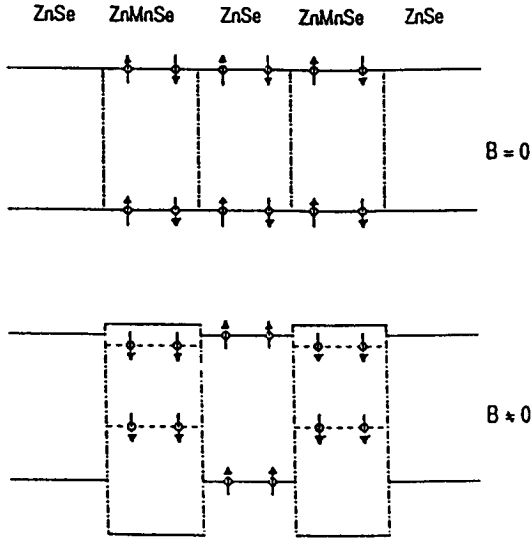


Rys. 6. Schematyczne przedstawienie potencjału w niemagnetycznej studni kwantowej między barierami zawierającymi jony magnetyczne: bez pola magnetycznego (linia ciągła) oraz w polu magnetycznym dla dwóch składowych spinowych elektronu i dziury ciężkiej „w górę” (linia przerywana) i „w dół” (linia kropkowana). W tym ostatnim przypadku maksymalna energia pasma walencyjnego leży w obszarze zawierającym jony magnetyczne, powodując powstanie struktury typu II



Rys. 7. Silne zmniejszenie siły oscylatora w funkcji pola magnetycznego (w teslach) na skutek przejścia typ I - typ II w studni kwantowej z barierami zawierającymi jony magnetyczne [12]

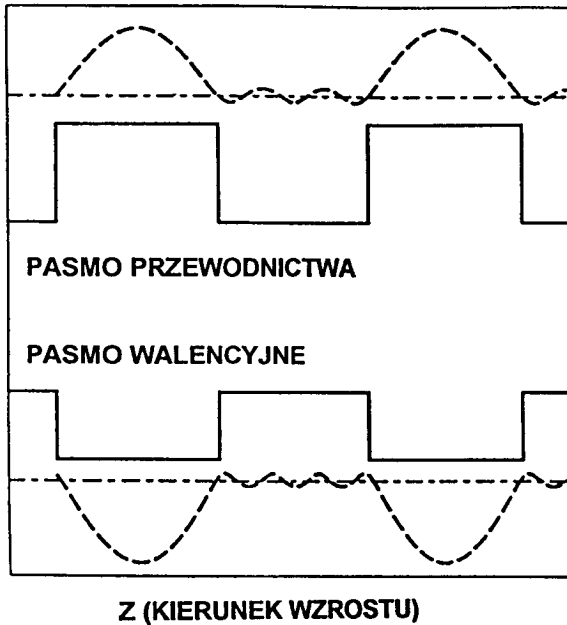
Ten sam dodatkowy stopień swobody wprowadzony przez obecność jonów magnetycznych umożliwił wytworzenie przez N. Dai i innych [13] i niezależnie przez W.C. Chou i innych [14] „supersieci spinowych” – periodycznych struktur pojawiających się pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego. W strukturach tych następuje przestrzenne rozdzielenie składowych spinowych zarówno elektronu jak i dziury (ciężkiej). Rysunek 8 przedstawia taką sytuację w supersieci ZnSe/ZnMnSe.



Rys. 8. Schematyczne przedstawienie pojawienia się supersieci spinowej w systemie ZnSe/ZnMnSe pod wpływem pola magnetycznego [13]

Inną interesującą możliwością, jaką oferują struktury półmagnetyczne, jest strojona podwójna studnia, w której badamy tunelowanie przez barierę oddzielającą dwie studnie kwantowe. Zmieniając energie zlokalizowanych stanów kwantowych zewnętrznym polem magnetycznym możemy doprowadzić do ich rezonansu objawiającego się silnym wzrostem prawdopodobieństwa tunelowania [15]. Jony magnetyczne zapewniły też możliwość identyfikacji rezonansowych stanów w supersieci półprzewodnikowej, w których nośniki przebywają w głównej mierze w barierach, a nie w studniach (rys. 9). F.C. Zhang i inni [16] przeprowadzili taką identyfikację za pomocą pomiarów absorpcji supersieci w polu magnetycznym.

Badania superstruktur półmagnetycznych poszerzyły też wiedzę o polaronach magnetycznych. Prace D. Jakowlewa i współpracowników [17] wykazały, że w takich strukturach polarony magnetyczne tworzą się łatwiej niż w jednorodnym materiale. Wreszcie trudno nie wspomnieć o podejmowanych m.in. przez



Rys. 9. Potencjał (linia ciągła), funkcja falowa (linia przerywana) i energia zlokalizowanych w barierach stanów elektronowych i dziurowych w supersieci $\text{Zn}_{0.86}\text{Cd}_{0.14}\text{Se}/\text{Zn}_{0.75}\text{Mn}_{0.25}\text{Se}$ [16]

panią L.A. Kolodziejski i innych [18] próbach zbadania wpływu wymiaru ośrodka na właściwości magnetyczne poprzez wytworzenie supersieci zawierającej cienkie (kilkuangstromowe) warstwy antyferromagnetycznego MnSe oddzielone grubszymi warstwami niemagnetycznego ZnSe.

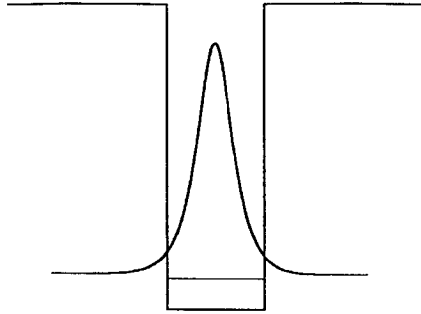
Ta wzmianka stanowi najlepsze wprowadzenie do ostatniego epizodu mojej przygody z półprzewodnikami półmagnetycznymi. Wiąże się on z moim kilkumiesięcznym pobytem w Grenoble, gdzie francuscy koledzy uruchomili aparaturę do epitaksji z wiązki molekularnej półprzewodników grupy II-VI. Kiedy zaczęli z powodzeniem wprowadzać mangan do wytwarzanych przez siebie struktur, pojechałem tam w nadziei rozszerzenia badań naszego warszawskiego zespołu na struktury dwuwymiarowe. Pierwsze dwa miesiące upłynęły mi na uczeniu się fizyki struktur półprzewodnikowych otrzymywanych techniką epitaksji molekularnej. Choć z daleka przypomina ona ćwiczenia praktyczne z elementarnej fizyki mechaniki kwantowej, fizyka ta ma swoje liczne subtelnosci i trudne do rozwiązania zagadki. Potem przez wiele tygodni próbowałem wnieść coś od siebie do prac tam prowadzonych i na dziesięć dni przed zakończeniem mojego pobytu miałem wrażenie kompletnej bezowocności tych wysiłków. Problem był następujący: od

chwili wytworzenia pierwszych studni kwantowych CdTe z barierami CdMnTe, wyznaczone eksperymentalnie rozszczepienia stanów ekscytonowych w tych studniach były większe od wynikających z rachunków modelowych. Początkowo próbowano to tłumaczyć posługując się, zarzuconą później, ideą lokalizacji ekscytonów na powierzchni granicznej między studnią a barierą. Taki ekscyton miałby większy kontakt z pośredniczącymi w tym efekcie jonami magnetycznymi bariery niż ekscyton swobodny w studni. Model ten nie wytrzymał jednak konfrontacji z danymi doświadczalnymi. R. Romestain i współpracownicy z Uniwersytetu w Grenoble mieli swój pomysł: za zwiększenie efektu Zeemana odpowiedzialne jest rozmycie powierzchni granicznej między studnią a barierą. W okolicy powierzchni granicznej będziemy więc mieli do czynienia z **rozcieńczeniem** jonów magnetycznych w porównaniu z ich koncentracją w barierze. To rozcieńczenie osłabia oddziaływanie między jonami stanowiące przeszkodę dla porządkowania ich przez pole magnetyczne. Dzięki rozcieńczeniu namagnesowanie w okolicy powierzchni granicznej będzie większe, zwiększając w konsekwencji rozszczepienia stanów ekscytonowych.

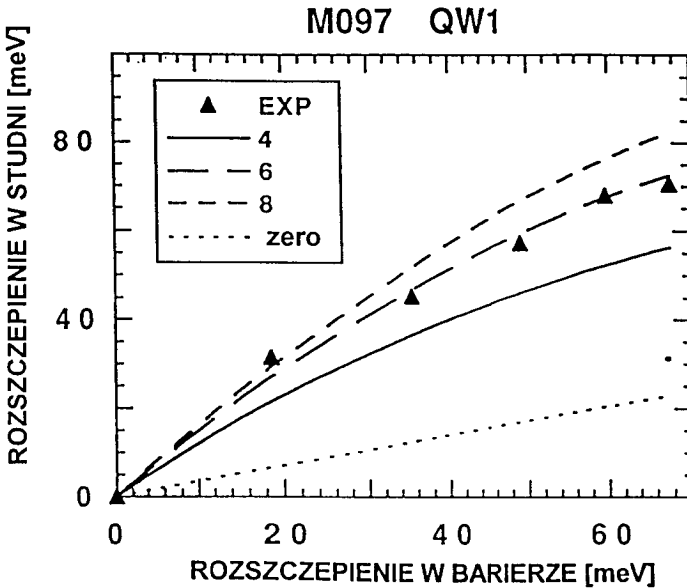
Uznawszy tę ideę za swoją, próbowałem osiągnąć spójny opis ilościowy wyników doświadczeń magnetoptycznych przeprowadzanych dla studni kwantowych tego typu. Bezskutecznie. I wtedy pojawiła się próbka M 097, zawierająca 32% manganu w barierach, znacznie więcej niż w dotychczas badanych próbkach. I nagle wszystko zaczęło się składać: uzyskaliśmy opis ilościowy, który naszym zdaniem stanowił dowód decydującej roli rozmycia powierzchni granicznej w obserwowanym efekcie. Dalsze doświadczenia pozwoliły nam się umocnić w tym przekonaniu i powiększyć naszą wiedzę o powierzchni granicznej CdTe/CdMnTe. Ale spróbujmy przyjrzeć się całej sprawie szczegółowo.

Dla wprowadzenia w ideę pomysłu, spójrzmy na rys. 10, na którym przedstawiono studnię kwantową z zaznaczonym obszarem barier, w którym znajdują się jony magnetyczne, oraz funkcję falową zlokalizowanego w studni nośnika, powiedzmy elektronu przewodnictwa. Kwadrat modułu funkcji falowej jest, jak wiemy, gęstością prawdopodobieństwa przebywania elektronu w danym punkcie. Zadaajmy sobie pytanie: gdzie jest obszar najważniejszy dla wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na nasz elektron? Pamiętając, że wpływ ten dokonuje się przede wszystkim za pośrednictwem jonów magnetycznych, możemy odpowiedzieć: nie w obszarze studni – bo nie ma tam tych jonów, nie głęboko w barierze – bo nie ma tam elektronu, a więc w obszarze **powierzchni granicznej** studnia–bariera. Wynika stąd, że efekt Zeemana stanu zlokalizowanego w studni kwantowej powinien być czuły na stan tej powierzchni granicznej, a więc stanowi on naturalne narzędzie badania tej powierzchni. Przejdźmy jednak do konkretnych. Na rysunku 11 przedstawiono rozszczepienie w polu magnetycznym energii

eksycytanu zlokalizowanego w jednej ze studni kwantowych próbki M 097 w zależności od wywołanego polem magnetycznym rozszczepienia barier. Oprócz danych



Rys. 10. Schematyczne przedstawienie potencjału i funkcji falowej w niemagnetycznej studni kwantowej z barierami zawierającymi jony magnetyczne



Rys. 11. Rozszczepienie stanu podstawowego eksycytanu w studni kwantowej o szerokości ok. 5 warstw atomowych (próbka M 097) w funkcji rozszczepienia potencjału w barierach. Punkty oznaczają dane doświadczalne, linie – wyniki obliczeń dla studni idealnej (bez rozmycia) oraz z rozmyciem o wartościach zaznaczonych na wykresie (w angstrmach) [20]

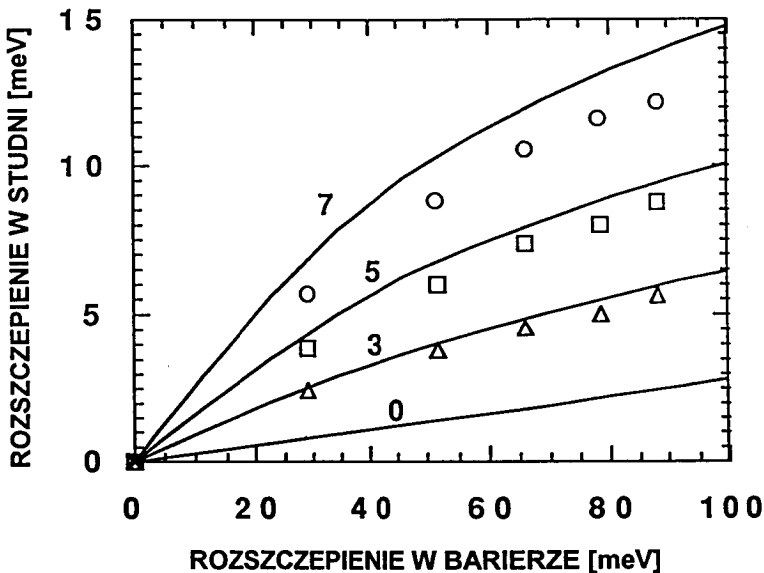
doświadczalnych rys. 11 zawiera wyniki obliczeń przeprowadzonych dla idealnej (skokowej) powierzchni granicznej oraz dla kilku różnych wartości rozmycia tej powierzchni mierzonych długością charakterystyczną założonego wykładniczego profilu rozmycia. Wyniki te prowadzą do następujących wniosków:

1. Choć gęstość prawdopodobieństwa przebywania ekscytonu w niemagnetycznej studni jest większa niż w zawierających jony magnetyczne barierach, rozszczepienie tego ekscytonu w polu magnetycznym może nawet przekroczyć wartość rozszczepienia barier.

2. Rachunki dla studni idealnej (bez rozmycia) przewidują, zgodnie z najprostszą intuicją, rozszczepienie ekscytonu zlokalizowanego w studni znacznie mniejsze od rozszczepienia barier.

3. Uwzględnienie rozmycia, dzięki rozcieńczeniu jonów magnetycznych w obszarze powierzchni granicznej, powoduje znaczny wzrost efektu Zeemana i daje możliwość osiągnięcia ilościowej zgodności z wynikami doświadczalnymi.

Tak wielka czułość efektu Zeemana na stan powierzchni granicznej czyni ten efekt subtelnym narzędziem badania tej powierzchni i umożliwia użycie go np. do optymalizacji warunków wzrostu struktur epitaksjalnych. Rysunek 12 zawiera



Rys. 12. Wykres jak na rys. 11 dla trzech studni kwantowych wyhodowanych w temperaturach 310°C (kółka), 280°C (kwadraty) oraz 250°C (trójkąty). Widać silny wpływ temperatury wzrostu na rozmycie powierzchni granicznej [20]

wykres analogiczny do rys. 11, wykonany dla trzech próbek zawierających studnie kwantowe CdTe z barierami $\text{Cd}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{Te}$ wyhodowane w temperaturach od 250°C do 310°C . Widać, że temperatura wzrostu silnie wpływa na poszerzenie powierzchni granicznej.

Dokładniejsza analiza wyników otrzymanych przy użyciu opisanej tu metody wprowadza nas w całe bogactwo subtelności, na omówienie których nie ma miejsca w niniejszym artykule. W szczególności ujawnia ona, jak ważne jest uwzględnienie rozmycia powierzchni granicznej dla poprawnej analizy wyników badań właściwości magnetycznych cienkich warstw, na przykład MnSe z pracy [18]. Za zainteresowanym proponuję zapoznanie się z pracami oryginalnymi [19,20].

Nie wiem, czy udało mi się choć w części przekazać, jak fascynującą przygodą było dla mnie, i jest nadal, zajmowanie się półprzewodnikami półmagnetycznymi. Czytelnikowi tego artykułu życzę doznania podobnych przeżyć. Myślę, że nadal jest to możliwe w omówionej tu dziedzinie, która ciągle potwierdza swą wielką żywotność.

Literatura

- [1] R.R. Gałązka, *Proc. XIV Int. Conf. Phys. Semicond.*, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 43 (1979), s. 133.
- [2] A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, V. Terletsii, I.I. Zheru, R.D. Ivanchuk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **73**, 608 (1977).
- [3] J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman, *Sol. State Commun.* **29**, 435 (1979).
- [4] M. Nawrocki, R. Planel, G. Fishman, R.R. Gałązka, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 735 (1981).
- [5] T. Dietl, J. Spalek, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 355 (1982).
- [6] J.K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
- [7] *Diluted Magnetic Semiconductors* t. 25, w serii *Semiconductors and Semimetals*, red. J. Furdyna, J. Kossut (Academic Press, New York 1988); J. Kossut, W. Dobrowolski, „Diluted Magnetic Semiconductors”, rozdz. 4 w: *Handbook of Magnetic Materials*, t. 7, red. K.H.J. Buschow (Elsevier, 1993).
- [8] R.R. Gałązka, *Postępy Fizyki* **28**, 602 (1977); R.R. Gałązka, *ibid.* **30**, 537 (1979); J. Gaj, rozprawa habilitacyjna, Uniwersytet Warszawski (1981).
- [9] T. Story, R.R. Gałązka, R.B. Frankel, P.A. Wolff, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 777 (1986).
- [10] J. Blinowski, P. Kacman, *Phys. Rev. B* **46**, 12298 (1992).
- [11] W. Mac, Nguyen The Khoi, A. Twardowski, J.A. Gaj, M. Demianiuk, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2327 (1993).
- [12] X. Liu, A. Petrou, J. Warnock, B.T. Jonker, G.A. Prinz, J.J. Krebs, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2280 (1989).
- [13] N. Dai, H. Luo, F.C. Zhang, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3824 (1991).
- [14] W.C. Chou, A. Petrou, J. Warnock, B.T. Jonker, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3820 (1991).

Jan Gaj

- [15] Th. Pier, K. Hieke, B. Henninger, W. Heimbrod, O. Goede, H.-E. Gumlich, J.E. Nicholls, M. O'Neil, S.J. Weston, B. Lunn, *zostanie opublikowane w J. Cryst. Growth.*
- [16] F.C. Zhang, N. Dai, H. Luo, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, L.R. Ram-Mohan, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3220 (1992).
- [17] D. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, R.N. Bicknell-Tassius, G. Landwehr, K.V. Kavokin, A.V. Kavokin, I.N. Uraltsev, A. Pohlmann, *Proc. XXI Int. Conf. Phys. Semicond.*, Beijing 1992, red. Ping Jiang, Hou-Zhi Zheng (World Scientific, 1992), s. 1136.
- [18] L.A. Kolodziejski, R.L. Gunshor, N. Otsuka, B.P. Gu, Y. Hefetz, A.V. Nurmikko, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1482 (1986).
- [19] J.A. Gaj, C. Bodin-Deshayes, P. Peyla, J. Cibert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigné, R. Romestain, A. Wasiela, *Proc. XXI Int. Conf. Phys. Semicond.*, Beijing 1992, red. Ping Jiang, Hou-Zhi Zheng (World Scientific, 1992), s. 1936.
- [20] J.A. Gaj, W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Cibert, G. Feuillet, Y. Merle d'Aubigné A. Wasiela, *zostanie opublikowane.*