

---

# Półprzewodniki półmagnetyczne: od helikonów do ekscytonów, polaronów i jeszcze dalej...

Jacek Furdyna

Wydział Fizyki, Uniwersytet Notre Dame, USA

---

**Streszczenie.** Artykuł poświęcony jest pamięci zmarłego niedawno prof. Roberta Gałązki, którego wielkim osiągnięciem naukowym były badania nad półprzewodnikami półmagnetycznymi, tj. materiałami z pogranicza dwóch bardzo od siebie różnych dziedzin – magnetyzmu i fizyki półprzewodników, co na ogół prowadzi do pojawienia się zupełnie nowych i nieoczekiwanych zjawisk. Omówię tu, w jaki sposób namagnesowanie tych materiałów wpływa na własności elektryczne i optyczne, prowadząc do gigantycznego wzmocnienia efektów zależnych od spinu. Pokażę, że własności elektryczne również wpływają na magnetyczne, jak w przypadku związanego polaronu magnetycznego. Na koniec opiszę zależność własności magnetycznych półprzewodników półmagnetycznych od koncentracji jonów magnetycznych, zaczynając od prostego paramagnetyzmu, poprzez szkło spinowe, do antyferromagnetyków o dalekim zasięgu uporządkowania.

**Słowa kluczowe:** półprzewodniki półmagnetyczne, helikony, fale helikonowe, gigantyczne rozszczepienie spinowe, oddziaływanie wymienne, gigantyczny efekt Faraday'a, związany polaron magnetyczny, szkło spinowe, uporządkowanie antyferromagnetyczne

**Abstract.** This article is dedicated to the memory of the late Prof. Robert Galazka, who has played a key role in the development of semimagnetic semiconductors. These materials lie at the interface of two very different fields: magnetism and semiconductor physics, which has led to the emergence of entirely new and unexpected phenomena. Specifically, in this paper we will discuss the effect of magnetization on electronic and optical semiconducting processes, that lead to giant enhancement of spin-dependent effects. We will show that, similarly, electronic effects also affect magnetic properties, as in the case of bound magnetic polarons. And, finally, we will describe the evolution of magnetic properties of these materials, from paramagnetism, through spin glass behavior, to long-range antiferromagnetic order.

**Keywords:** semimagnetic semiconductors, helicon waves, diluted magnetic semiconductors, giant spin splitting, exchange interaction, giant Faraday effect, bound magnetic polaron, spin glass, antiferromagnetic order

---

Artykuł ten poświęcam pamięci zmarłego niedawno prof. Roberta Gałązki i jego wielkim osiągnięciom naukowym – badaniom nad półprzewodnikami półmagnetycznymi, tj. materiałami z pogranicza dwóch bardzo od siebie różnych dziedzin: magnetyzmu i fizyki półprzewodników, co spowodowało pojawianie się zupełnie nowych i nieoczekiwanych zjawisk. I to właśnie jest wyjątkowo ciekawą cechą półprzewodników półmagnetycznych.

Jest dla mnie ogromną satysfakcją, że zainteresowanie prof. Gałązki tymi materiałami zaczęło się w mojej pracowni na uniwersytecie Purdue w USA. A stało się to tak. Odwiedzając Laboratoria Royal Radar Establishment w Anglii w roku 1964 dowiedziałem się o możliwości hodowania wysokiej jakości kryształów  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  [1].  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  jest półprzewodnikiem o wąskiej przerwie energetycznej, posiadającym elektrony o bardzo wysokiej ruchliwości (a więc i o wysokim przewodnictwie) i dodatkowo zlokalizowane momenty magnetyczne rozsiane po sieci kryształu dzięki obecności jonów manganu. Jednym z moich zainteresowań w tamtym czasie

było użycie *fal helikonowych* do badania rezonansu spinowego w ośrodkach wysokoprzewodzących, a cechy  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  właśnie pozwoliłyby na to. Zaraz po powrocie z Anglii rozmawiałem o tych materiałach z prof. Witoldem Giritatem [2, 3], znanym specjalistą w zakresie hodowania półprzewodników wykorzystujących pierwiastki grup II i VI, jak np.  $\text{HgTe}$  czy  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , a więc blisko spokrewnionych z interesującym mnie materiałem  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ . Profesor Giriata zasugerował, żebym zaprosił jego młodszego kolegę, Roberta Gałązkę, specjalizującego się również w hodowaniu związków grup II i VI [4] do mojej pracowni na uniwersytecie Purdue i tak oto w roku 1969 zaczęła się nasza współpraca – pierwotnie w tematyce  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , a później również w związku z innymi stopami półprzewodników grup II i VI z manganem.

Jak już wspomniałem, „małżeństwo” własności magnetycznych i półprzewodnikowych prowadzi do powstawania zupełnie nowych zjawisk. Ponieważ takich nowych i bardzo różnych od siebie zjawisk w przypadku półprzewodników półmagnetycznych jest wy-

jątkowo wiele, opiszę te nowe własności w dalszych częściach tego artykułu, zaczynając od rezonansu spinowego wzbudzonego helikonami<sup>1</sup>, gdyż to zainteresowało nas przede wszystkim.

### 1. Helikony i rezonans spinowy

Jak wiemy, materiały o wysokim przewodnictwie nie przepuszczają fal elektromagnetycznych z uwagi na efekt naskórkowy. Jednak materiały posiadające nośniki ładunku o wysokiej ruchliwości stanowią ciekawy wyjątek. W obecności pola magnetycznego  $B$  taki ośrodek przewodzący staje się przezroczysty dla fal spolaryzowanych kołowo w kierunku ruchu cyklotronowego ładunków przy spełnieniu warunków:

$$\begin{aligned} \omega_c = eB/m^* &\gg \omega; & \omega_c &\gg 1/\tau; \\ (\omega_p)^2 = ne^2/(m^*\epsilon) &\gg \omega\omega_c, \end{aligned} \quad (1)$$

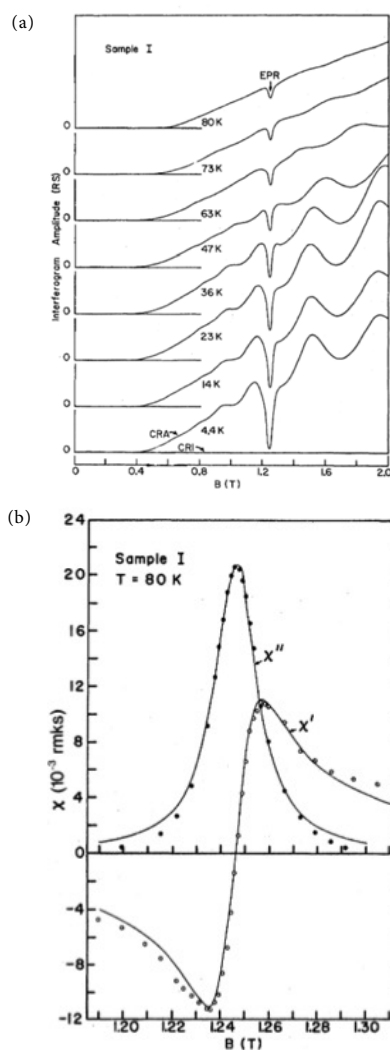
gdzie  $e$  = ładunek elektronu,  $m^*$  = masa efektywna,  $\tau$  = charakterystyczny czas rozpraszania elektronów,  $n$  = koncentracja elektronów,  $\epsilon$  = przenikalność dielektryczna,  $\omega$  = częstotliwość fali elektromagnetycznej [5].

W obszarze opisanym równaniem (1) przewodnik staje się przezroczysty, a więc fala o częstotliwości  $\omega$  może „docierać” do jonów Mn wewnątrz ośrodka jako helikon. Kiedy  $\omega = \omega_S$ , gdzie  $\omega_S$  jest częstotliwością precesji spinów Mn, pole magnetyczne fali sprzęga się z precesją spinu i następuje rezonans spinowy.

Na rys. 1 pokazane są pomiary transmisji fal helikonowych łącznie z silną absorpcją dla częstości  $\omega = \omega_S$ . A więc nasze marzenia o helikonowym rezonansie spinowym zostały spektakularnie spełnione, dzięki wysokiej jakości kryształów  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  uzyskanych przez Roberta Gałązkę i mojego doktoranta Ronalda Holma. Omówiliśmy wyniki tych pomiarów po raz pierwszy na IV Ogólnokrajowym Seminarium Związków Półprzewodnikowych (Jaszowiec, 1973) [6], a później rozszerzyliśmy te badania również na inne materiały półmagnetyczne, np.  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  [7].

### 2. Oddziaływanie $sp-d$ i gigantyczne rozszczepienie spinowe

Chciałbym podkreślić, że to co naprawdę motywowało nas do rozpoczęcia badań takich związków jak  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , to świadomość że bardzo ruchliwe elektrony (lub dziury) poruszające się w obecności spinów Mn rozsianych w danym ośrodku muszą jakoś odczuwać



Rys. 1. (a) Transmisja helikonów przez płytkę  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  domieszko-  
waną indem w różnych temperaturach. CRA oznacza polaryzację ko-  
łową zgodną z ruchem cyklotronowym elektronów; CRI – polaryzację od-  
wrotną, której próbka nie przepuszcza. Absorpcja oznaczona strzałką EPR  
– absorpcję rezonansową jonów  $\text{Mn}^{2+}$ . (b) Część rzeczywista i urojona  
podatności magnetycznej systemu  $\text{Mn}^{2+}$  otrzymanego z rezonansu EPR

magnetyczny wpływ tych spinów. Robert Gałązka i ja spotkaliśmy się z teoretykiem, prof. Jerzym Mycielskim, w celu uzyskania jakiegoś przynajmniej modelowego obrazu, w jaki sposób takie „pole spinów” wpływa na własności (tj. na stany elektronowe) ośrodka. Profesor Mycielski bardzo się tym tematem zainteresował i zaproponował go swojemu doktorantowi – obecnie profesorowi – Jackowi Kossutowi, jako temat jego pracy doktorskiej.

Praca doktorska Jacka Kossuta jest w pełnym tego słowa znaczeniu punktem kluczowym w rozwoju tematyki półmagnetyków. Choć jej centralnym punktem jest rozważenie rozpraszania elektronów przez momenty magnetyczne, to naturalną konsekwencją jest pokazanie, że same stany elektronowe w półprzewodnikach półmagnetycznych typu  $\text{II}_{1-x}\text{Mn}_x\text{VI}$  są silnie modyfikowane w obecności tych momentów magnetycznych i opisane

1. Helikon (zwany też falą helikonową) – termin wprowadzony przez Henri Aigraina dla określenia fal elektromagnetycznych rozchodzących się w ośrodkach o wysokim przewodnictwie, w obecności pola magnetycznego (zob. [https://en.wikipedia.org/wiki/Helicon\\_\(physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Helicon_(physics))).

hamiltonianem w postaci [8]:

$$H_T = H_0 + H_{ex} = H_0 + \sum_i J^{sp-d} (r - R_i) S_i \cdot \sigma. \quad (2)$$

Na tej podstawie można wyprowadzić czynnik określający rozszczepienie spinowe stanów elektronowych (tzw. czynnik  $g$ ) jako

$$g_{eff} = g^* + CM, \quad (3)$$

gdzie  $g^*$  jest normalnym czynnikiem  $g$  wynikającym z własności pasmowych ośrodka,  $M$  jest jego namagnesowaniem, a  $C$  stałą. Wyprowadzenie wzoru (3) czytelnik znajdzie na przykład w pracy [9]. Na potrzeby niniejszego artykułu jest ważne, że człon proporcjonalny do namagnesowania  $CM$  może być o rzędy wielkości większy od czynnika  $g^*$ , co oznacza, że (jak zobaczymy na przykładach poniżej) rozszczepienia spinowe wynikające z hamiltonianu (2) dominują własności fizyczne półprzewodników typu  $II_{1-x}Mn_xVI$  zupełnie zmieniając fizykę tych materiałów.

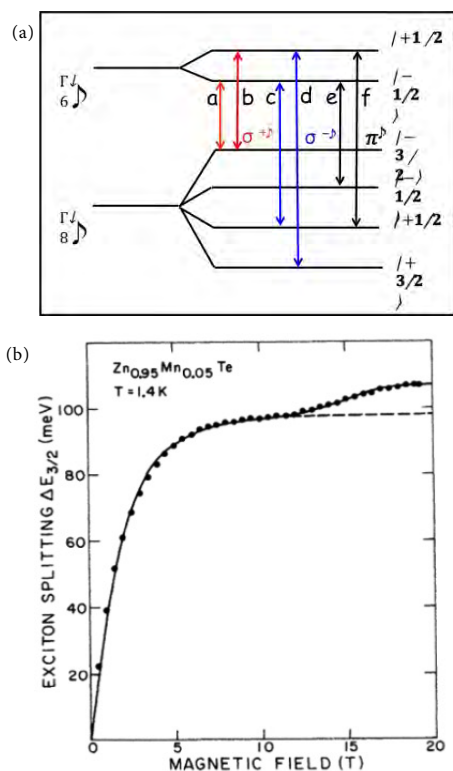
### 3. Oddziaływanie $sp-d$ i własności magnetoptyczne

Zjawiska magnetoptyczne wynikające z oddziaływania  $sp-d$  zostały opisane w pięknym artykule przeglądowym w *Postęпах Fizyki* przez prof. Jana Gaję [10], napisanym z wyjątkową erudycją i znajomością tematu, więc tu ograniczę się tylko do jakościowego wskazania dwóch „szteandarowych” wyników w tej dziedzinie.

#### 3.1. Przejścia międzypasmowe i ekscytonowe

Wykorzystując rezultaty teoretyczne Jacka Kossuta, zmotywowani wyjątkowo ciekawymi zjawiskami magnetoptycznymi otrzymanymi przez Komarowa i Ryabczenkę w Kijowie dla szerokoprzerwowego  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [11], jak również w celu wyjaśnienia własnych obserwacji Jan Gaj, Jerzy Ginter i Robert Gałązka wyprowadzili model optycznych przejść międzypasmowych i ekscytonowych w półmagnetykach w obecności pola magnetycznego [12]. Model ten, potocznie nazywany modelem GGG od nazwisk autorów, jest kamieniem milowym w rozwoju fizyki tych materiałów i został użyty w setkach prac dotyczących własności optycznych półmagnetyków. Model można streścić jak na rys. 2(a), gdzie widzimy, że dozwolone przejścia między pasmami (a więc i wzbudzenie ekscytonu) dla fal o różnej kołowej polaryzacji są – dzięki rozszczepieniu spinowemu stanów na krawędziach pasm przewodnictwa i walencyjnego – względem siebie silnie przesunięte. Przesunięcie to, *nota bene*, jest zgodne z równaniem (3) proporcjonalne do namagnesowania ośrodka. Jako przykład, na rys. 2(b) pokazuję pomiar przejścia ekscytonowego zmierzony w  $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Te$  [13]. Należy zwrócić uwagę na to, że kształt zależności dokładnie odzwierciedla zachowanie się namagnesowania

w funkcji pola magnetycznego. Widzimy więc nasycanie



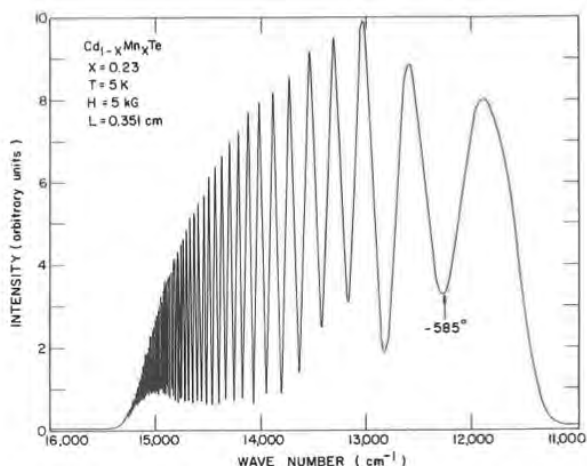
Rys. 2. (a) Rozszczepienie spinowe stanu podstawowego pasma przewodnictwa ( $\Gamma_6$ ) i pasma walencyjnego ( $\Gamma_8$ ) w  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  (wg [12]). (b) Energia przejścia ekscytonowego w pokrewnym materiale  $Zn_{1-x}Mn_xTe$  w funkcji pola magnetycznego. Na rysunku widać, że energia przejścia (tzn. rozszczepienie spinowe) zachowuje się dokładnie tak, jak namagnesowanie materiału, łącznie ze schodkiem w polu ok. 12 T pochodzącym z rozpręgnięcia antyferromagnetycznie sprzężonych par Mn-Mn [13]

namagnesowania i nawet (w najwyższych polach) charakterystyczny „schodek” związany z przkształceniem przez pole antyferromagnetycznie związanej pary Mn-Mn (której wypadkowy moment magnetyczny zeruje się i nie daje wkładu do całkowitego namagnesowania) w dwa paramagnetyczne momenty magnetyczne [13].

#### 3.2. Efekt Faradaya

Na podstawie rys. 2(a) można by powiedzieć, że foton o kołowej polaryzacji  $\sigma_+$  „widzi” przerwę energetyczną materiału określoną przez przejście „a”, a przerwa dla fotonu o odwrotnej polaryzacji  $\sigma_-$  jest przesunięta do dużo wyższej energii „d”. Ponieważ współczynnik załamania dla fotonu o danej energii zależy od tego, jak jego energia jest bliska energii jakiegoś przejścia optycznego, więc współczynnik załamania dla tych dwóch polaryzacji będzie różny. Ze względu na to, że fale o różnych kołowych polaryzacjach rozchodzą się z różnymi prędkościami, powstaje tzw. skręcenie Faradaya, czyli skręcenie płaszczyzny polaryzacji liniowej promieniowania przechodzącego przez płytkę półprzewodnika, określone równaniem

$$\theta = (n_- - n_+)d, \quad (4)$$



Rys. 3. Gigantyczna rotacja Faradaya w  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ . Światło padające na próbkę jest spolaryzowane liniowo i po przejściu przez próbkę pada na drugi liniowy polaryzator (tzw. analizator). Kolejne minima odpowiadają skręceniom płaszczyzny polaryzacji o  $180^\circ$ . Kąt skręcenia wzrasta, kiedy energia fotonu zbliża się do przerwy energetycznej; w efekcie próbka skręca polaryzację fali o tysiące stopni [14]

gdzie  $n_-$  i  $n_+$  są współczynnikami załamania dla polaryzacji  $\sigma_+$  i  $\sigma_-$ , a  $d$  jest grubością płytki. A więc analiza GGG daje nam piękny opis wyników Komarova i in. [11]. Rysunek 3 przedstawia wyniki pomiaru efektu Faradaya wykonanego przez grupę prof. Ramdasa [14], pokazujące skręcenie płaszczyzny polaryzacji liczące kilka tysięcy stopni!

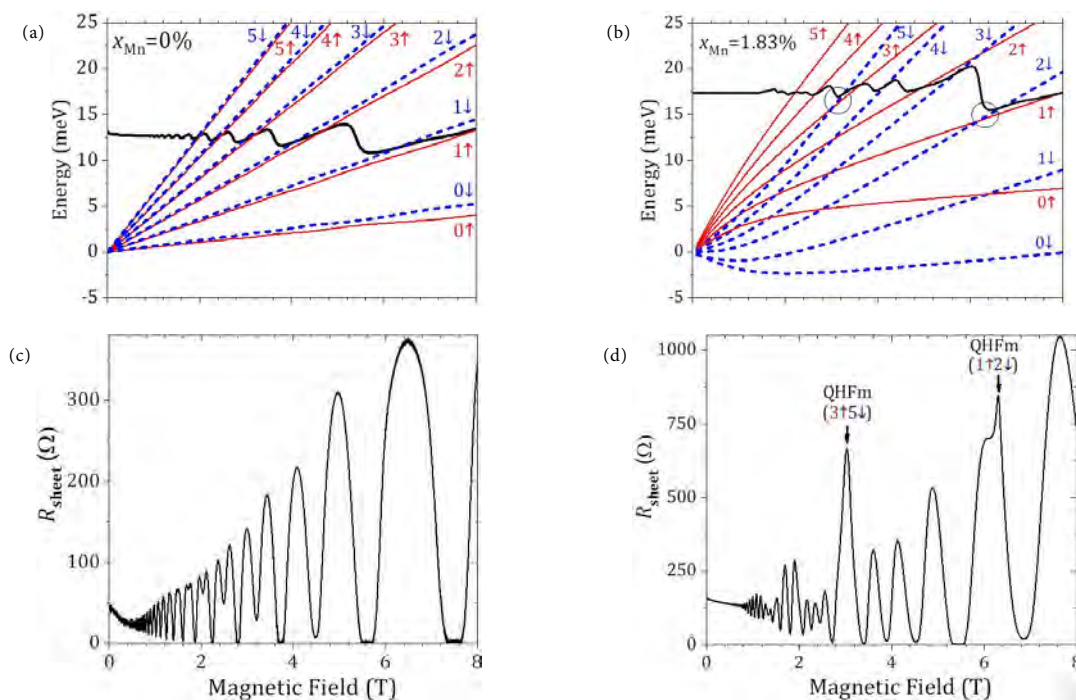
#### 4. Oddziaływanie $sp-d$ i własności elektryczne

##### 4.1. Oscylacje kwantowe

W polu magnetycznym stany elektronowe podlegają tzw. kwantyzacji landauowskiej, określonej równaniem

$$E_n = \hbar \omega_c (n + 1/2), \quad (5)$$

gdzie  $\hbar$  jest stałą Plancka,  $\omega_c = eB/m^*$  jest częstotliwością cyklotronową, a  $n$  określa kolejne stany Landaua. Praca GGG nie uwzględnia tej kwantyzacji, gdyż opisane tam przejścia optyczne dotyczą stanów podstawowych na krawędzi pasm o dużej masie  $m^*$ , a więc rozszczepienia landauowskie są małe w porównaniu do rozszczepienia spinowego. Kwantyzacja Landaua okazuje się natomiast wyjątkowo ważnym narzędziem służącym do badań własności elektrycznych ośrodków przewodzących, prowadząc do oscylacji kwantowych oporu (efekt Szubnikowa-de Haasa), dzięki którym możemy zrozumieć cały szereg własności nośników prądu, począwszy od otrzymania obrazu powierzchni Fermiego, na jakiej te nośniki się poruszają. Na rys. 4(a, b) widzimy na przykładzie niemagnetycznego CdTe, że w miarę wzrostu pola magnetycznego, odległość między poziomami Landaua powiększa się zgodnie z równaniem (5), a kiedy poziom przecina energię Fermiego  $E_F$ , elektrony z tego poziomu obsadzają kolejny poziom poniżej  $E_F$ , zmieniając liczbę



Rys. 4. (a, c) Symulacja rozszczepienia stanu podstawowego dwuwymiarowego gazu elektronowego w studni kwantowej  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  dla  $x = 0$  (a) oraz  $x = 0,0183$  (c) na podpoziomy Landaua z uwzględnieniem spinu. Liczba oznacza numer poziomu Landaua, a strzałkami  $\uparrow \downarrow$  oznaczono odpowiednio podpoziomy ze spinem równoległym (linie ciągłe) i antyrównoległym (linie przerywane) do pola magnetycznego przyłożonego prostopadle do powierzchni. Gruba pofalowana linia ciągła przedstawia poziom Fermiego; (b, d) eksperymentalnie obserwowana zależność oporu studni kwantowej  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  od pola magnetycznego. Przy wartościach pól, dla których na rysunku (b) kółkami zaznaczono miejsca przecinania się podpoziomów z odwrotnym spinem, pojawiają się dodatkowe piki na wykresie oporu związane z formowaniem się stanu kwantowego ferromagnetyka Halla (oznaczone QHFm) (dzięki uprzejmości Zbigniewa Adamusa)

poziomów Landaua poniżej  $E_F$  (a więc poziomów zajętych) i prowadząc jednocześnie do oscylacji oporu. Ponadto widzimy na rys. 4(a), że każdy poziom Landaua jest rozszczepiony spinowo (strzałki  $\uparrow$  oraz  $\downarrow$  oznaczają kierunek spinu w stosunku do kierunku pola), choć rozszczepienie to nie jest specjalnie duże. Natomiast w półmagnetykach rozszczepienie spinowe jest ogromne, co z kolei prowadzi do szeregu nowych zjawisk w transporcie elektrycznym, np. niemonotoniczne zachowanie się amplitudy oscylacji oraz przecinanie się kolejnych poziomów Landaua z różnym spinem, jak na rys. 4(b). Oba te przypadki widzimy na rys. 4(c) i 4(d): pierwszy w postaci *złudnień* oscylacji dla pól poniżej 3 T, drugi w postaci dodatkowych pików dla pól  $B \sim 3$  T i  $B \sim 6,3$  T, dla których w okolicy poziomu Fermiego przecinają się odpowiednio poziomy  $3\uparrow z 5\downarrow$  oraz  $1\uparrow z 2\downarrow$ . Te dodatkowe piki związane są z powstawaniem tzw. kwantowego ferromagnetyka Halla [15].

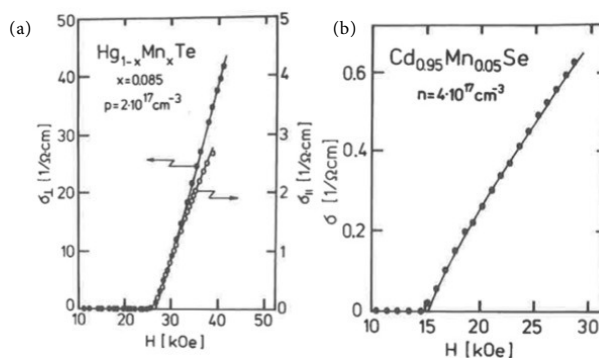
Ciekawym przykładem wyjątkowego zachowania oporu w półmagnetykach są też termooscylacje. Jak pamiętamy, rozszczepienie spinowe wynika z wartości czynnika  $g$ , który w tych materiałach jest ogromny i jest proporcjonalny do namagnesowania. Ponieważ namagnesowanie zmienia się wraz z temperaturą, Małgorzata Dobrowolska, wówczas doktorantka prof. Gałązki, pokazała w swojej pracy doktorskiej, że oscylacje kwantowe w półmagnetyku można zaobserwować nie tylko w funkcji pola magnetycznego, lecz także w funkcji temperatury [16]. Wynik ten podkreśla niezwykle własności materiałów półmagnetycznych, nieistniejące w innych materiałach.

Nie ma miejsca w tym krótkim artykule na opisanie innych zjawisk, jakie związane są z kwantowaniem landauowskim w półmagnetykach – ograniczę się jedynie do wskazania zainteresowanemu czytelnikowi kilku ciekawych wyników tych badań: ułamkowy kwantowy efekt Halla [17] oraz nowy typ tranzystora spinowego wykorzystującego przestrzennie zmienne pole magnetyczne działające na półmagnetyk [18].

#### 4.2. Przejście izolator-metal

Ciekawym i nieoczekiwanym zjawiskiem badanym przez Tomasza Wojtowicza (którego promotorem rozprawy doktorskiej był Robert Gałązka), Andrzeja Mycielskiego i innych [19, 20] jest przejście izolator-metal w  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ,  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  i  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ . Wyobraźmy sobie  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  domieszkowany pewną koncentracją akceptorów, np.  $p = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Domieszki te są rozrzucone chaotycznie po sieci kryształu, a w niskiej temperaturze dziury pozostają przywiązane do macierzystej domieszki i nie oddziałują ze sobą ze względu na ich przestrzenną separację. Ośrodek jest wtedy izolatorem i jego przewodnictwo  $\sigma$  w zerowej temperaturze

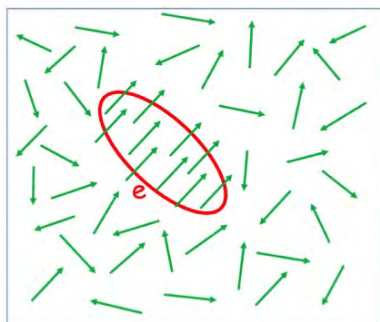
jest zerowe. Na skutek oddziaływania  $sp-d$  funkcje falowe dziur, zlokalizowanych w położeniach akceptorów, rosną na skutek przyłożonego pola magnetycznego (po prostu „puchną”, w odróżnieniu od sytuacji w niemagnetycznych półprzewodnikach, gdzie funkcje falowe się kurczą) i przy pewnej wartości pola, zależnej od koncentracji akceptorów, zaczynają się stykać i nakładać. Powstaje wtedy pasmo domieszkowe, w którym nośniki mogą się poruszać, tak jak poruszają się w normalnym paśmie, a więc ośrodek zmienia fazę z izolatora na metal. Można to zobaczyć w pięknych rezultatach eksperymentalnych pokazanych na rys. 5(a), na którym widzimy, że w pewnym polu materiał dotychczas izolujący (tj. którego  $\sigma = 0$ ) nagle staje się przewodzący, z  $\sigma > 0$  [21]. Analogiczne, indukowane polem magnetycznym przejście izolator-metal zachodzi też w  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  typu n (rys. 5(b)).



Rys. 5. Przejście ze stanu izolującego do stanu przewodzącego występujące wskutek rozszczepienia stanów dziurowych w  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  (a) oraz stanów elektronowych w  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  (b) [21]

#### 5. Związany polaron magnetyczny

Omawiając dotychczas oddziaływanie  $sp-d$  rozważaliśmy je jako działające w „jednym kierunku”, tzn., jako wpływ namagnesowania ośrodka (który naturalnie wynika z wprowadzonych do sieci jonów magnetycznych) na stany elektronowe. Oddziaływanie  $sp-d$  może jednak działać w obydwie strony, tzn. obecność elektronu może również wpływać na namagnesowanie. Pięknym przykładem tego jest *związany polaron magnetyczny*, przewidziany teoretycznie przez profesorów Dietla i Spałka [22] i wielokrotnie potwierdzony eksperymentalnie. Wyobraźmy sobie donor (np. atom Ga w lub  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ) w niskiej temperaturze. Elektron przywiązany do donora można w przybliżeniu opisać w ten sposób, że porusza się po wodoropodobnej orbicie Bohra. W półmagnetyku  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  wewnątrz orbity Bohra znajduje się pewna liczba jonów Mn. Elektron oddziałuje wtedy ze spinami tych jonów zgodnie z mechanizmem  $sp-d$ , a ponieważ sam ma określony spin, ustawia spiny manganowe, jeden po drugim, w tym samym kierunku, podobnie jak to ma miejsce w ferromagnetyku, i całość zachowuje się



Rys. 6. Schematyczny obraz polaronu magnetycznego związanego z donorem w półmagnetycznym półprzewodniku, takim jak  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  typu n. Elektron „organizuje” spiny manganu w swojej orbicie bohrowskiej przez oddziaływanie *sp-d*, tworząc w ten sposób mikroskopijny magnes

jak wiązka momentów magnetycznych manganu, a więc jak nanomagnes (rys. 6), co daje również wkład do namagnesowania, jak zostało pokazane z wykorzystaniem efektu *fotopamięci* w pracy [23].

## 6. Nowe metody hodowania kryształów i ich wpływ na dalszy rozwój badań nad półmagnetykami

Postępy w metodach hodowania kryształów odegrały ogromną rolę w rozszerzeniu badań półmagnetyków, a przede wszystkim w obszarze nanostruktur wykorzystujących te materiały. Rozważmy możliwości, jakie dała nowoczesna metoda epitaksji<sup>2</sup> z wiązek molekularnych, znana pod angielską nazwą *molecular beam epitaxy* (MBE).

Metodą MBE można hodować cienkie warstwy o różnych składach chemicznych, jak również układy wielowarstwowe, takie jak studnie kwantowe i supersieci, a dodatkowo metoda ta otwiera drogę do badań płaszczyzny styku dwóch warstw. Co więcej, metoda MBE pozwala także na wytwarzanie obiektów kwazi-, jedno- i zerowymiarowych, takich jak nanodruły lub kropki kwantowe.

Rozważmy więc kilka przykładów począwszy od studni kwantowej. Struktura zwana studnią kwantową powstaje, kiedy warstwa półprzewodnika o mniejszej przerwie energetycznej (studnia) znajduje się między warstwami o przerwie większej, które nazywamy barierami. Elektrony i dziury są wtedy zlokalizowane w warstwie pomiędzy barierami (a więc w studni). Stany tych elektronów (lub dziur) w takiej studni podlegają kwantyzacji wynikającej ze stosunku rozmiaru studni do długości fali de Broglie’a elektronu czy dziury. Głębokość studni oraz wysokość barier wynika z wartości przerw energetycznych materiałów tworzących studnię. Jak już pokazaliśmy, przerwy energetyczne „widziane” przez

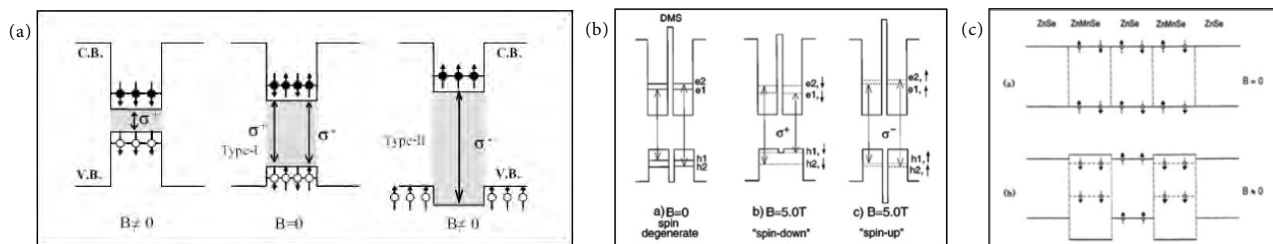
światło w półmagnetyku w obecności pola magnetycznego są różne dla światła spolaryzowanego lewo- lub prawoskrętnie i ta różnica jest wielka. Tak więc, jeżeli materiał studni jest półmagnetykiem, w polu magnetycznym głębokość studni „widziana” przez światło zwiększa się dla jednej polaryzacji kołowej, a zmniejsza się dla odwrotnej. Jeżeli natomiast mamy półmagnetyczne bariery, rosną one w pomiarach wykonanych jedną polaryzacją, a maleją dla odwrotnej.

Opiszę teraz kilka przykładów, w których warstwy półmagnetyczne odgrywają rolę w identyfikowaniu funkcji falowych lub są istotne dla synchronizacji stanów w celu umożliwienia tunelowania między studniami, czy też dla przelewania się nośników prądu z jednej warstwy do sąsiedniej. Wyobraźmy sobie kwantową studnię półmagnetyczną (np.  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ) między niemagnetycznymi barierami (np.  $\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$ ). Jak już wspomniano, w polu magnetycznym krawędzie pasm przewodnictwa i walencyjnego przesuwają się (rys. 7 (a)) zupełnie zmieniając własności studni, a w dodatku zmieniając je inaczej dla jednego spinu i inaczej dla drugiego. Jak pokazano po lewej stronie rysunku, dla spinu „minus” studnia robi się głębsza zwiększając koncentrację obydwu nośników, przesuwając przejście optyczne do niższej energii i zwiększając jego intensywność. Natomiast dla spinów „plus” studnia robi się płytsza, a nawet (jak pokazano dla dziur po prawej stronie rysunku) zmiany takie mogą prowadzić do przesunięcia krawędzi pasma walencyjnego tak, że nośniki znajdują się jest poza studnią.

Wyobraźmy sobie teraz dwie niemagnetyczne studnie kwantowe oddzielone magnetyczną barierą (rys. 7(b)) [24]. W tej sytuacji możemy magnetycznie „dostrajać” sprzężenie stanów w sąsiadujących studniach. Inny ciekawy przykład pokazany jest na rys. 7 (c): mając materiał składający się z wielu warstw o takiej samej przerwie energetycznej, w tym przypadku  $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ , i przyłożony pole magnetyczne, osiągamy sytuację, kiedy warstwa  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  dla jednego spinu staje się studnią, a dla drugiego barierą. Następuje wtedy periodyczna separacja nośników o różnych spinach, czyli supersieć spinowa [25]. Taka możliwość strojenia przerwy energetycznej i ekscytonów w półmagnetykach jest bez precedensu, umożliwiając tworzenie wielu interesujących sytuacji i pozwalając m.in. na kontrolowanie lokalizacji ekscytonów, badanie położenia funkcji falowej, badanie własności obszaru, gdzie materiały się stykają i innych. Podobne badania stosować można również w takich nanostrukturach, jak kropki i druty kwantowe.

Metoda MBE nie jest, oczywiście, jedyną metodą wytwarzania nanostruktur półprzewodnikowych. W szczególności wśród chemików popularne są koloidalne kropki kwantowe otrzymywane z roztworów odpowiednio przygotowanych mieszanin związków chemicznych

2. Epitaksja (*epi* – na, *taxis* – uporządkowanie) to nakładanie warstw monokrystalicznych na monokrystaliczne podłoże, wymuszające strukturę krystaliczną warstwy (przyp. red.)



Rys. 7. (a) półmagnetyczna studnia kwantowa między niemagnetycznymi barierami [24]; (b) dwie studnie niemagnetyczne oddzielone półmagnetyczną barierą [24]; (c) supersieć spinowa [25]

zwanych prekursorami. Takimi metodami można także otrzymać półmagnetyczne kropki, ale ze względu na szczupłość miejsca pominiemy w tym artykule badania nad takimi obiektami.

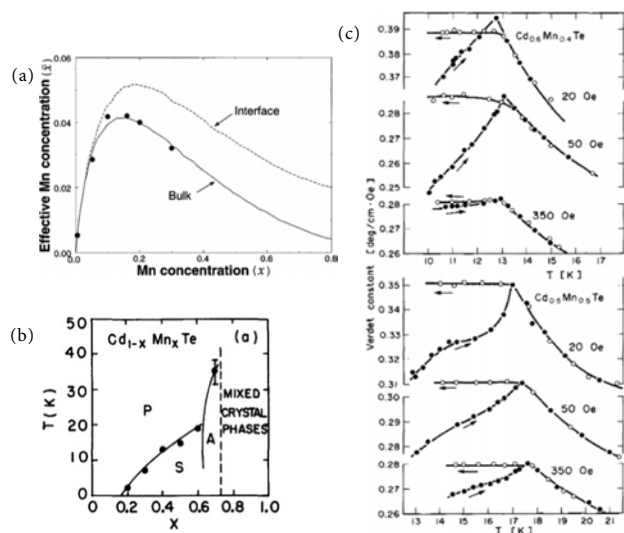
## 7. Własności magnetyczne półmagnetyków

Własności opisane powyżej, wynikające z oddziaływania  $sp-d$ , występują najsilniej, kiedy gęstość momentów magnetycznych (a więc np. Mn) jest względnie mała (5% do 20%). W takim magnetycznie „rozcieńczonym” obszarze jony Mn zachowują się niezależnie i reagują na przyłożone pole magnetyczne jak zwyczajny paramagnetyk. Namagnesowanie półmagnetyka jednak nie wzrasta, kiedy przekraczamy ten obszar, a raczej – paradoksalnie – maleje. Powodem tego jest fakt, że jony Mn mają tendencję ustawiania się antyferromagnetycznie jeden względem drugiego. Na przykład para jonów Mn w sąsiednich węzłach sieci kryształu ustawia swoje momenty magnetyczne w odwrotnych kierunkach kasując swój wkład do namagnesowania ośrodka, tzn. zmniejszając

efektywne namagnesowanie (rys. 8(a)). Tak więc, z jednej strony zwiększanie koncentracji Mn prowadzi do malenia ciekawych efektów  $sp-d$  diskutowanych powyżej [24], z drugiej jednak strony wtedy pojawiają się bardzo ciekawe własności interesujące badaczy magnetyków.

### 7.1. Szkoło spinowe

Punktem zwrotnym w badaniach własności magnetycznych półmagnetyków są prace rozpoczęte przez prof. Gałązkę z kolegami na uniwersytecie Purdue, które pokazały, że kiedy zwiększamy koncentrację jonów Mn w ośrodkach takich jak  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , pojawia się nowe zjawisko, tj. powstawaje szkło spinowe. Ten stan magnetyczny można opisać następująco. Wyobraźmy sobie paramagnetyk, gdzie momenty magnetyczne są rozrzucone chaotycznie, każdy moment skierowany niezależnie od sąsiadów. W paramagnetyku kierunki momentów magnetycznych „tańczą” pod wpływem temperatury. Jeżeli więc moglibyśmy zrobić dwa kolejne zdjęcia tego ośrodka, będą one zupełnie inne. Poprzez skomplikowane oddziaływania Mn-Mn, na omówienie których niestety nie ma tu miejsca, przy obniżaniu temperatury następuje sytuacja, kiedy takie chaotyczne ustawienie momentów magnetycznych zamarza. To znaczy, że te dwa kolejne zdjęcia rozkładu momentów magnetycznych w przypadku szkła spinowego będą identyczne – spiny są „zamrożone” na stałe. Pojawienie się takiego stanu przy obniżaniu temperatury materiału w obecności pola magnetycznego objawia się jako załamanie temperaturowej zależności ciepła właściwego, jak również namagnesowania. Z kolei po schłodzeniu materiału bez pola i w trakcie jego podgrzewania pojawia się pik temperaturowych zależnościach tych wielkości. Takie właśnie zjawiska odkrył po raz pierwszy prof. Gałązka z kolegami w szeregu kryształów półmagnetycznych, obserwując w nich maksima ciepła właściwego, namagnesowania lub innych efektów pośrednio zależnych od namagnesowania ośrodka [26]. Diagram fazowy z tej pracy pokazany jest na rys. 8(b). Pamiętajmy, że zjawiska wynikające z oddziaływania  $sp-d$ , jak na przykład efekt Faradaya, stanowią *de facto* miernik namagnesowania. Na rys. 8(c) widzimy pomiary efektu Faradaya wykazujące pik w temperaturowej zależności faradayowskiego kąta skręcenia, pięknie pokazując przej-



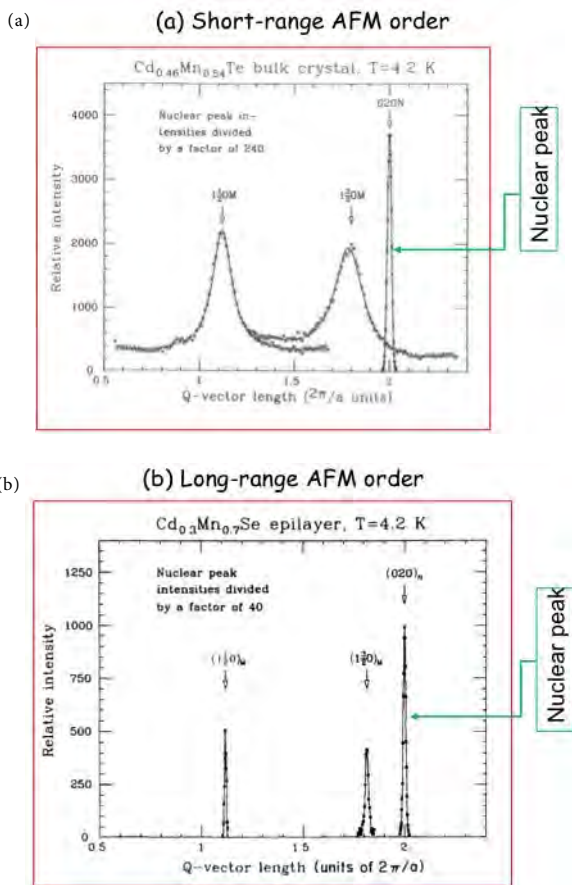
Rys. 8. (a) Zależność efektywnego namagnesowania od koncentracji manganu. Zauważmy, że po przekroczeniu ok. 20% koncentracji Mn namagnesowanie maleje z dalszym wzrostem koncentracji, w pobliżu miejsca, gdzie zaczynają dominować antyferromagnetyczne korelacje momentów Mn; (b) magnetyczny diagram fazowy zaproponowany przez R. R. Gałązkę dla  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , oddzielający fazę szkła spinowego (S) od fazy paramagnetycznej (P) oraz sugerujący początek fazy antyferromagnetycznej (A); (c) charakterystyczne piki namagnesowania w funkcji temperatury zmierzone efektem Faradaya ((a) [24], (b) [26], (c) [27])

ście do szkła spinowego, ilustrując przy tym również niezwykle ważną specyfikę półmagnetyków, w których zjawiska wynikające z oddziaływania *sp-d* naprawdę mierzą namagnesowanie [27].

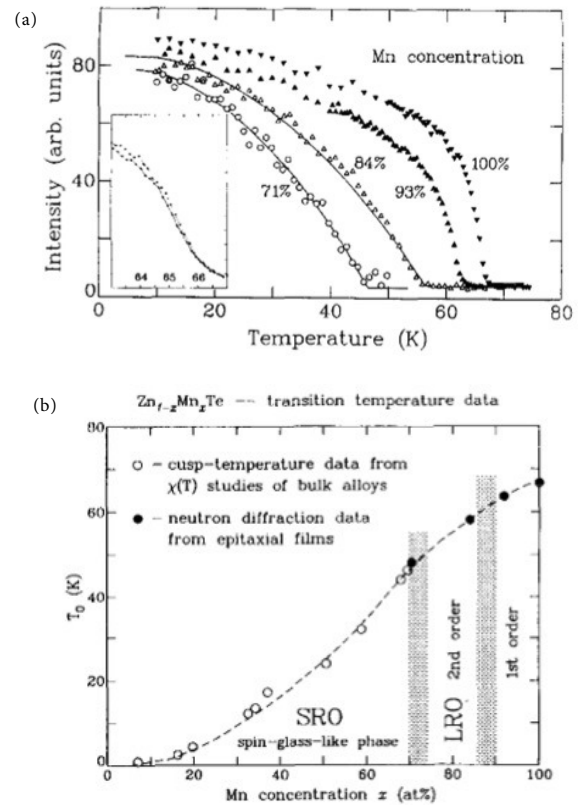
### 7.2. Uporządkowanie antyferromagnetyczne i ferromagnetyczne

Kiedy koncentracja manganu w sieci pierwiastków grup II i VI dalej się zwiększa, ośrodek wykazujący własności szkła spinowego powoli przekształca się w uporządkowany antyferromagnetyk, w którym początkowo uporządkowanie występuje w ograniczonych obszarach, ale obszary te powiększają się wraz z rosnącą koncentracją jonów Mn, aż w końcu obejmują całą objętość kryształu. Postęp dalekozasięgowego uporządkowania widać pięknie na rys. 9. W zidentyfikowaniu rodzajów uporządkowania i ich dogłębnym badaniu metodą dyfrakcji neutronów wiodącą rolę odegrał mój kolega, prof. Tomasz Giebułtowicz, którego poznałem dzięki prof. Gałązce [28, 29]. Wyniki otrzymane przez prof. Giebułtowicza (rys. 10 (a)) pokazują przejście do uporządkowania anty-

ferromagnetycznego: temperatura Néela wzrasta ze wzrostem koncentracji manganu. Te badania z kolei prowadzą do wykreślenia diagramu fazowego półmagnetyków dla całego obszaru koncentracji Mn (od zera do 100%), poczynając od obszaru paramagnetycznego, poprzez szkło spinowe, obszar uporządkowania krótkiego zasięgu, aż po klasyczny obszar antyferromagnetyczny osiągnięty dla najwyższych koncentracji (rys. 10(b)).



Rys. 9. (a) Piki dyfrakcji neutronowej dla litego kryształu  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ,  $x = 0,54$ , oraz (b) dla kryształu  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  hodowanego metodą MBE. Szerokość pików jest miarą uporządkowania antyferromagnetycznego (AFM): czym węższy pik, tym większy zasięg uporządkowania. Zwróćmy uwagę, że przy  $x = 0,70$  uporządkowanie AFM jest już zupełnie porównywalne z uporządkowaniem krystalicznym, oznaczonym na rysunkach przez „nuclear peak” [31].



Rys. 10. (a) Zależność dyfrakcji neutronowej od temperatury dla  $Zn_{1-x}Mn_xTe$ , ukazująca zależność temperatury Néela (tzn. temperatury zanikania porządku AFM) od składu próbki. Dane otrzymane dla próbek hodowanych metodą MBE, która pozwala na otrzymanie składów o  $x$  od 0,0 do 1,0; (b) pełny diagram fazowy dla  $Zn_{1-x}Mn_xTe$ , określający przechodzenie materiału od szkła spinowego, poprzez obszar o krótkim uporządkowaniu AFM (oznaczony SRO), do uporządkowania AFM o dalekim zasięgu [30]

Tu należy wspomnieć że, podobnie jak w przypadku zjawisk wykorzystujących oddziaływanie *sp-d*, postępy w epitaksjalnym hodowaniu kryształów odegrały ogromną rolę w rozszyfrowywaniu własności magnetycznych z dwóch powodów. Po pierwsze, metody epitaksjalne oparte są na wzroście kryształów bez równowagi termodynamicznej, to znaczy, że kiedy atom wbudowuje się w kryształ, epitaksja nie pozwala mu na znalezienie najlepszego dla siebie miejsca, wymuszając w ten sposób formowanie się kryształów niewystępujących w naturze. W wyniku tego możemy uzyskać związki  $II_{1-x}Mn_xVI$  w całym przedziale wartości  $x$  od 0,0 do 1,0. Po drugie, epitaksja pozwala nam też na kontrolowanie naprężenia w warstwach hodowanych tą metodą, np. hodując



supersieć ZnTe/MnTe, wprowadzamy naprężenie w obydwu warstwach wynikające z różnicy stałych sieci sąsiednich warstw, wpływając w ten sposób na własności magnetyczne zależne od naprężenia w warstwach MnTe [30, 31, 32].

Nawiasem mówiąc, pełne uporządkowanie magnetyczne w materiałach typu  $\text{II}_{1-x}\text{Mn}_x\text{VI}$  zostało wykazane w badaniach neutronowych, które udowodniły, że materiały te są magnetykami w pełnym tego słowa znaczeniu. W wyniku tych badań, na określenie tego rodzaju materiałów powstała alternatywna nazwa – rozcieńczone półprzewodniki magnetyczne (ang. *diluted magnetic semiconductors*).

W końcu nie można nie wspomnieć o fakcie, że w materiałach  $\text{II}_{1-x}\text{Mn}_x\text{VI}$  możliwe jest również indukowanie stanu ferromagnetycznego zarówno w kryształach litych, jak i studniach kwantowych, w których sprzężenie ferromagnetyczne Mn-Mn jest „mediowane” przez dziury [33] i z sukcesem opisywane modelem Zenera [34]. Tego typu ferromagnetyzm zaobserwowany został po raz pierwszy w innym rodzaju półmagnetykach, w związkach  $\text{IV}_{1-x}\text{Mn}_x\text{VI}$ , przez prof. Gałązkę i jego ówczesnego doktoranta, obecnie profesora Tomasa Storego [35].

## 8. Posłowie

Osiągnięcia polskich fizyków w dziedzinie półmagnetyków, zainicjowanej w Polsce przez prof. Roberta Gałązkę, odbiły się głośnym echem na całym świecie. Miarą tego są setki publikacji naukowych na ten temat, w tym wyjątkowo duża liczba prac obcokrajowców – fizyków z całego świata, które powstały w wyniku współpracy z polskimi fizykami. Począwszy od współpracy z ośrodkami francuskimi i amerykańskimi, po dzisiejsze wspólne badania półmagnetyków na całym świecie, wykorzystujące w dużej mierze materiały pochodzące z polskich pracowni oraz pomiary doświadczalne wykonywane w polskich laboratoriach, jak też prace polskich teoretyków, badania dotyczące półmagnetyków przynoszą polskiej nauce wyjątkowy rozgłos w skali międzynarodowej. Co więcej, badania w tej dziedzinie – tak w Polsce jak i za granicą – mimo że zaczęły się w latach 70. XX w., cieszą się dzisiaj takim samym zainteresowaniem co pół wieku temu.

## Literatura

- [1] R. T. Delves, B. Lewis „Zinc blende type HgTe-MnTe solid solutions”, *J. Chem. Phys. Solids* **24**, 549 (1963).
- [2] W. Giriat „Struktura energetyczna chalcogenidków rtęci” *Postępy Fizyki* **21**, 591 (2001).
- [3] A. Mycielski „Witold Giriat 1927 – 2001” *Postępy Fizyki* **52**, 192 (1970).
- [4] R. R. Gałązka, L. Sosnowski „Conduction Band Structure of  $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$ ” *Phys. Status Solidi B* **20**, 113 (1967).
- [5] R. T. Holm, J. K. Furdyna „Microwave helicon propagation and helicon-excited electron paramagnetic resonance in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ” *Phys. Rev. B* **15**, 844 (1977).
- [6] R. T. Holm i J. K. Furdyna „Pobudzenie rezonansu spinowego falami helikonowymi w  $\text{Hg}_{1-k}\text{Mn}_k\text{Te}$ ”, *Materiały IV Ogólnokrajowego Seminarium Związków Półprzewodnikowych A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>* (Jaszowiec 1973) p. 185.
- [7] D. P. Mullin, R. R. Gałązka, J. K. Furdyna „Microwave helicon propagation and the dynamic magnetic susceptibility in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ” *Phys. Rev. B* **24**, 355 (1981).
- [8] J. Kossut „Scattering of Conduction Electrons by Magnetic-Impurities in Semiconductors of InSb-Type and HgTe-Type Band-Structure” *Phys. Status Solidi B* **72**, 359 (1975).
- [9] J. K. Furdyna „Diluted Magnetic Semiconductors” *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
- [10] J. A. Gaj „Półprzewodniki polmagnetyczne – przystępna moja historia (naukowa)” *Postępy Fizyki* **45**, 125 (1994).
- [11] A. V. Komarov, S. M. Ryabchenko, O. V. Terletskii „Magneto-optical investigations of the exciton band in  $\text{CdTe: Mn}^{2+}$ ” *J. Exp. Teor. Phys.* **46**, 606 (1977).
- [12] J. A. Gaj, R. R. Gałązka, J. Ginter „Exchange Interaction of Manganese  $3d^5$  States with Band Electrons in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ” *Phys. Status Solidi B* **89**, 655 (1978).
- [13] R. L. Aggarwal, S. N. Jasperson, P. Becla, J. K. Furdyna „Optical determination of the antiferromagnetic exchange constant between nearest neighbor Mn<sup>+</sup> ions in  $\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}$ ” *Phys. Rev. B* **34**, 5894 (1986).
- [14] D. V. Bartholomew, J. K. Furdyna, A. K. Ramdas „Interband Faraday Rotation in Diluted Magnetic Semiconductors -  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  and  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ” *Phys. Rev. B* **34**, 6943 (1986).
- [15] J. Jaroszyński, T. Andrearczyk, G. Karczewski, J. Wróbel, T. Wojtowicz, E. Papis, E. Kamińska, A. Piotrowska, D. Popovic, T. Dietl „Ising quantum Hall ferromagnet in magnetically doped quantum wells” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 266802 (2002).
- [16] M. Dobrowolska, W. Dobrowolski, R. R. Gałązka J. Kossut „Thermo-Oscillations of Magnetoresistance in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ” *Solid State Commun.* **28**, 25 (1979).
- [17] C. Betthausen, P. Giudici, A. Iankilevitc, C. Preis, V. Kolkovsky, M. Wiater, G. Karczewski, B. A. Piot, J. Kunc, M. Potemski, T. Wojtowicz, D. Weiss „Frac-

- tional quantum Hall effect in a dilute magnetic semiconductor" *Phys. Rev. B* **90**, 1153021 (2014).
- [18] C. Betthausen, T. Dollinger, H. Saarikoski, V. Kolkovsky, G. Karczewski, T. Wojtowicz, K. Richter, D. Weiss „Spin-Transistor Action via Tunable Landau-Zener Transitions" *Science* **337**, 324 (2012).
- [19] T. Wojtowicz, A. Mycielski "Magnetic field induced nonmetal-metal transition in the open-gap  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ " *Physica B+C* **117-118**, 476 (1983).
- [20] T. Wojtowicz, T. Dietl, M. Sawicki, W. Plesiewicz, J. Jaroszynski "Metal-insulator transition in semimagnetic semiconductors" *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2419 (1986).
- [21] T. Wojtowicz „Wpływ oddziaływania wymiennego na zjawiska transportu w  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ " praca doktorska, Instytut Fizyki PAN (1987), s. 97.
- [22] T. Dietl J. Spałek „Effect of Fluctuations of Magnetization on the Bound Magnetic Polaron – Comparison with Experiment" *Phys. Rev. Lett.* **48**, 355 (1982).
- [23] T. Wojtowicz, S. Kolesnik, I. Miotkowski, J. K. Furdyna „Magnetization of bound magnetic polarons: direct determination via photomemory effect" *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2317 (1993).
- [24] S. Lee, M. Dobrowolska, J. K. Furdyna, H. Luo, L. R. Ram-Mohan „Magneto-optical study of interwell coupling in double quantum wells using diluted magnetic semiconductors" *Phys. Rev. B* **15**, 16939 (1996).
- [25] N. Dai, H. Luo, F. C. Zhang, N. Samarth, M. Dobrowolska, J. K. Furdyna „Spin Superlattice Formation in  $\text{ZnSe}/\text{ZnMnSe}$  Multilayers" *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3824 (1991).
- [26] S. Nagata, R. R. Gałazka, G. D. Khattak, C. D. Amarasekara, J. K. Furdyna, P. H. Keesom „Spin Glass Transition in a diluted Frustrated Lattice:  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ,  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , and  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ " *Physica B* **107**, 311 (1978).
- [27] E. Kierzek-Pecold, W. Szymańska R. R. Gałazka, „Dynamical behavior of spin-glass  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  from low field Faraday rotation measurements", *Solid State Commun.*, **50**, 685 (1984).
- [28] T. Giebultowicz, W. Minor, B. Buras, B. Lebech, R. R. Gałazka, „Neutron Diffraction Study of Magnetic Ordering in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ", *Solid State Commun.* **40**, 499 (1981).
- [29] T. Giebultowicz, H. Kepa, B. Buras, K. Clausen, R. R. Galazka, „Neutron Scattering Studies of the Antiferromagnetic Phase of  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ", *Phys. Scr.* **25**, 731 (1982).
- [30] T. M. Giebultowicz, P. Kłosowski, N. Samarth, H. Luo, J. K. Furdyna, J. J. Rhyne „Neutron-diffraction studies of zinc-blende  $\text{MnTe}$  epitaxial films and  $\text{MnTe}/\text{ZnTe}$  superlattices: The effect of strain and dilution on a strongly frustrated fcc antiferromagnet" *Phys. Rev. B* **48**, 12817 (1993).
- [31] J. K. Furdyna, M. Dobrowolska, H. Luo, „Semiconductors, Diluted Magnetic", *Encyclopedia of Applied Physics* vol. 17, p. 373, VCH Publishers (1996).
- [32] N. Samarth, H. Luo, J. K. Furdyna, T. M. Giebultowicz, D. D. Awschalom „Static and Dynamic Spin Organization in Magnetic Semiconductor Nanostructures" *APP A* **82**, 573 (1992).
- [33] A. Hauray, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tarentenko, T. Dietl, Y. Merle d'Aubigné, „Observation of a Ferromagnetic Transition Induced by Two-Dimensional Hole Gas in Modulation-Doped  $\text{CdMnTe}$  Quantum Wells" *Phys. Rev. Lett.* **79**, 511 (1997).
- [34] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand „Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors" *Science* **287**, 1019 (2000).
- [35] T. Story, R. R. Gałazka, R. B. Frankel, P. A. Wolff „Carrier-concentration-induced ferromagnetism in  $\text{PbSnMnTe}$ " *Phys. Rev. Lett.* **56**, 777 (1986).