

JÓZEF BARNAŚ

## Elektronika spinowa i główne kierunki jej rozwoju

Od dawna już wiadomo, że prąd elektryczny płynący w układach przewodzących, na przykład w metalach lub półprzewodnikach, jest strumieniem elektronów. Elektron, jako cząstka materii odpowiedzialna za wiele jej właściwości fizyko-chemicznych, posiada ładunek elementarny  $e$ . Przepływ elektronów związany jest więc z przepływem ładunku elektrycznego, czyli z prądem elektrycznym. Oprócz ładunku elektrycznego, elektron posiada jednak drugą wielkość fizyczną, mianowicie spin (lub inaczej spinowy moment pędu). Spin elektronu jest dodatkowym stopniem swobody, który przyjmuje dwie wartości – jeśli elektron umieścić w polu magnetycznym, wtedy spin ustawia się zgodnie lub przeciwnie do pola. Z fizycznego punktu widzenia spin elektronu można porównać z momentem pędu związanym z ruchem obrotowym cząstki wokół własnej osi.

Konwencjonalne układy elektroniczne w zdecydowanej większości oparte są na układach półprzewodnikowych. Karierę zrobił tutaj krzem jako główny materiał stosowany w elektronice. Ponieważ krzem, jak i inne stosowane materiały półprzewodnikowe, są niemagnetyczne, czyli nie posiadają spontanicznego namagnesowania (momentu magnetycznego), spin elektronu nie odgrywa tutaj istotnej roli. Elektrony o przeciwnych orientacjach spinu dają taki sam wkład do prądu elektrycznego i przyczynki te właściwie nie są rozróżnialne. Pewna różnica pojawia się dopiero wtedy, gdy układ taki znajdzie się w polu magnetycznym lub gdy w układzie występują oddziaływania spinowo-orbitalne (sprzęgające spin elektronu z jego ruchem orbitalnym).

Sytuacja jest nieco inna w materiałach ferromagnetycznych, na przykład w metalach typu 3d (żelazo, nikiel, kobalt) i stopach magnetycznych. W układach tych istnieje wyróżniony kierunek wyznaczony przez kierunek magnetyzacji. Elektrony w takich materiałach są silnie spinowo spolaryzowane, tzn. ich spin zwrócony jest zgodnie lub przeciwnie do kierunku magnetyzacji. Procesy rozpraszania elektronów, które odpowiedzialne są za oporność elektryczną materiału, są w większości procesami zachowującymi spin elektronu. Prawdopodobieństwo rozpraszania z jednoczesnym odwróceniem spinu jest znacznie mniejsze, aniżeli prawdopodobieństwo rozpraszania z zachowaniem spinu elektronu. Fakt ten ma istotne konsekwencje i prowadzi do tego, że transport elektro-

nowy odbywa się niejako w dwóch równoległych kanałach spinowych – jeden dla elektronów o spinie zgodnym z kierunkiem magnetyzacji, a drugi o spinie przeciwnym. Można to porównać do równoległego połączenia dwóch przewodników. Elektrony o danej orientacji spinu poruszają się w odpowiednim kanale spinowym i tylko procesy rozpraszania z odwróceniem spinu powodują przejścia z jednego kanału spinowego do drugiego. Ta właściwość metali ferromagnetycznych 3d znana jest od dawna. Dwukanałowy model transportu elektronowego w metalach magnetycznych wprowadził Mott [1] blisko pół wieku temu, stąd model ten znany jest jako model Motta.

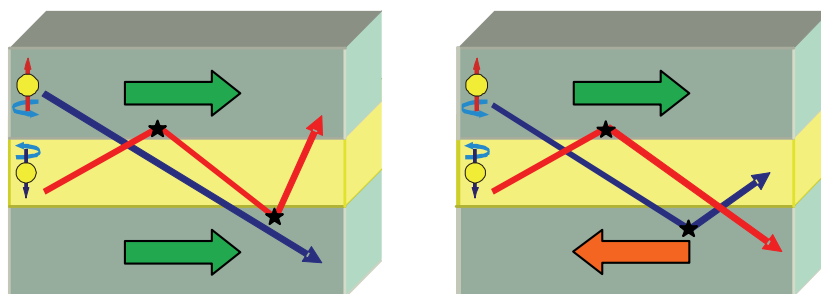
Cechą ferromagnetycznych metali typu 3d jest duża asymetria właściwości transportowych obydwu kanałów spinowych [1] – prawdopodobieństwo rozpraszania w jednym kanale spinowym różni się znacznie od prawdopodobieństwa rozpraszania w drugim kanale spinowym. Przyczyna tej różnicy tkwi w strukturze pasmowej ferromagnetycznych metali 3d, a ściślej w różnej gęstości stanów elektronowych na poziomie Fermiego dla obydwu kierunków spinu. Różnica ta efektywnie odpowiada różnicy w liczbie stanów, do których elektron może ulec rozproszeniu. Innymi słowy, obydwa kanały charakteryzują się różnymi drogami swobodnymi elektronów, czyli średnią odległością między dwoma kolejnymi procesami rozproszenia. Od czasu do czasu elektron ulega rozproszeniu z odwróceniem spinu, a między dwoma takimi procesami porusza się ruchem dyfuzyjnym (rozpraszając się z zachowaniem spinu).

Opisana wyżej właściwość metali ferromagnetycznych 3d jest praktycznie bezużyteczna w materiałach masywnych, których rozmiary są znacznie większe od średniej drogi swobodnej, jak i od długości dyfuzji spinu (średnia odległość, którą pokonuje elektron ruchem dyfuzyjnym, zanim jego spin ulegnie odwróceniu). W materiałach masywnych nie ma bowiem możliwości sterowania kanałami spinowymi za pomocą zewnętrznego parametru, czyli kontrolowanego przenoszenia elektronu z jednego kanału spinowego do drugiego. Możliwości takie pojawiły się dopiero w układach, których rozmiary są porównywalne z obydwojema charakterystycznymi długościami. Pierwszymi układami tego typu były magnetyczne struktury warstwowe, składające się na przemian z warstw magnetycznych i niemagnetycznych o grubościach rzędu od kilku do kilkuset nanometrów, czyli porównywalnych ze średnią drogą swobodną i/lub długością dyfuzji spinu. Jeśli spin elektronu jest zachowany na odległościach większych aniżeli grubości poszczególnych warstw, wówczas elektron o danej orientacji spinu, przechodząc z jednej warstwy magnetycznej do drugiej, zachowuje swoją orientację spinu. Jednakże należy teraz rozróżnić dwie sytuacje. Jeśli warstwy są namagnesowane w tym samym kierunku, wówczas elektron, przechodząc z jednej warstwy do drugiej, pozostaje w tym samym kanale spinowym (łatwo lub trudno przewodzącym). Jeśli jednak momenty magnetyczne warstw są przeciwne, wówczas elektron, przechodząc do drugiej warstwy magnetycznej, zmienia kanał spinowy – w jednej warstwie jest to kanał dobrze przewodzący a w dru-

giej słabo przewodzący. W takim razie zmiana kierunku magnetyzacji warstw pozwala sterować kanałami spinowymi, w których poruszają się elektrony. Możliwość taka pojawiła się dopiero w układach z dostatecznie cienkimi warstwami.

Kluczowym problemem jest więc wytworzenie układów wielowarstwowych, w których grubości warstw magnetycznych są mniejsze od drogi swobodnej i/lub długości dyfuzji spinu. Pionierami badań nad technologią wytwarzania takich ultracienkich struktur wielowarstwowych, złożonych z warstw magnetycznych metali przejściowych (np. żelaza, Fe) przedzielonych warstwami niemagnetycznymi (np. chromu, Cr), byli Peter Grünberg (Julich/Niemcy) i Albert Fert (Orsay/Francja). Główny nacisk w pierwotnych badaniach położony był na doskonalenie jakości strukturalnej takich układów, a przy okazji na uzyskanie materiałów o nowych właściwościach będących wynikiem „zszycia” właściwości materiałów magnetycznych i niemagnetycznych. Okazuje się, że właściwości takie mogą w sposób istotny różnić się od właściwości obydwu składowych materiałów. Ważnym krokiem w tych badaniach było odkrycie przez Petera Grünberga antyferromagnetycznego międzywarstwowego oddziaływania wymiennego w strukturach Fe/Cr/Fe [2]. Wykorzystując technikę brillouinowskiego rozpraszania światła na falach spinowych, Peter Grünberg pokazał, że przy grubościach warstw chromu rzędu kilku płaszczyzn atomowych warstwy żelaza sprzężone są antyferromagnetycznie i w stanie podstawowym (bez zewnętrznego pola magnetycznego) ich magnetyzacje zwrócone są w przeciwne strony. Parametr tego oddziaływania wyznaczony został później z dopasowania częstości fal spinowych obliczonych teoretycznie do wyników eksperymentalnych [3]. Występowanie antyferromagnetycznego sprzężenia okazało się kluczowe, gdyż stwarza wspomnianą wyżej możliwość sterowania kanałami spinowymi. Sterowanie to możliwe jest za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego, które wymusza ustawienie magnetyzacji obydwu warstw w tym samym kierunku (kierunku pola). Jeśli więc oddziaływanie wymienne dawało ustawienie antyrównoległe w zerowym polu magnetycznym, to powyżej pewnej wartości progowej pola magnetycznego ustawienie to staje się równoległym. I to właśnie doprowadziło do odkrycia efektu gigantycznego magnetooporu (GMR) w magnetycznych strukturach wielowarstwowych przez Alberta Fertę [4] i niezależnie przez Petera Grünberga [5], za które to odkrycie obaj zostali uhonorowani w 2007 roku Nagrodą Nobla z fizyki. Okazało się, że prąd elektryczny płynący w płaszczyźnie warstw przy stałym napięciu rośnie (opór elektryczny maleje) podczas zmiany konfiguracji magnetycznej z antyrównoległej bez pola magnetycznego do równoległej w polu magnetycznym niezależnie od tego, czy pole magnetyczne zwrócone jest prostopadle do płaszczyzny warstw, czy też leży w ich płaszczyźnie i zwrócone jest wzdłuż kierunku przepływu prądu lub do niego prostopadle. Zmiana oporu była rzędu kilku procent w strukturach zawierających dwie warstwy magnetyczne Fe przedzielone warstwą niemagnetyczną Cr i około 50% w strukturach wielowarstwowych zawiera-

jących kilkadziesiąt warstw Fe oddzielonych od siebie warstwami Cr. Spadek oporu w strukturach trójwarstwowych zachodził w polu rzędu 0,1 tesli, natomiast w układach wielowarstwowych był on w polach rzędu kilku tesli. Ta zmiana oporu elektrycznego znana jest właśnie jako efekt GMR.



Ryc. 1. Fizyczny mechanizm efektu GMR. W konfiguracji równoległej (po lewej) opór elektryczny jest znacznie mniejszy niż w konfiguracji antyrównoległej (po prawej)

Fizyczny mechanizm prowadzący do efektu GMR jest konsekwencją opisanego wyżej przełączania między kanałami spinowymi przy zmianie konfiguracji magnetycznej układu. Pokazano to schematycznie na rycinie 1. Jeśli w konfiguracji równoległej jeden kanał spinowy jest dobrze przewodzący, a drugi słabo, to w konfiguracji antyrównoległej obydwa kanały przewodzą słabo, gdyż elektron o danej orientacji spinu, jeśli nie w jednej to w drugiej warstwie, jest silnie rozpraszany [6]. Przejście od konfiguracji antyrównoległej do równoległej prowadzi więc do „zwarcia” w jednym kanale spinowym (ryc. 1). Mechanizm ten pokazuje, że efekt GMR nie zależy od oddziaływania wymiennego między warstwami magnetycznymi. Oddziaływanie to jest jedynie „narzędziem” do uzyskania antyrównoległej konfiguracji magnetycznej. Konfigurację antyrównoległą, a tym samym i efekt GMR, można otrzymać również w strukturach bez takiego oddziaływania [7]. Jeżeli w odpowiednio silnym polu magnetycznym obydwie magnetyzacje zwrócone są wzdłuż pola magnetycznego, to przy zmianie kierunku pola wprawdzie odwraca się moment magnetyczny warstwy magnetycznie miękkiej, a później odwraca się moment warstwy magnetycznie twardszej. Zmieniając pole magnetyczne w obszarze pętli histerezy magnetycznej, dwukrotnie pojawia się pewien zakres pola magnetycznego, w którym magnetyzacje obydwu warstw skierowane są w przeciwne strony. Opór elektryczny układu rośnie, jeśli osiągnięta jest konfiguracja antyrównoległa. Można też moment magnetyczny jednej warstwy przymocować do antyferromagnetycznego podłoża dzięki tzw. anizotropii wymiennej. Moment magnetyczny drugiej warstwy obraca się wówczas zgodnie z przyłożonym polem magnetycznym. Istotną cechą takich układów (nazywanych zaworami spinowymi) jest to, że pole magnetyczne potrzebne do przełączenia

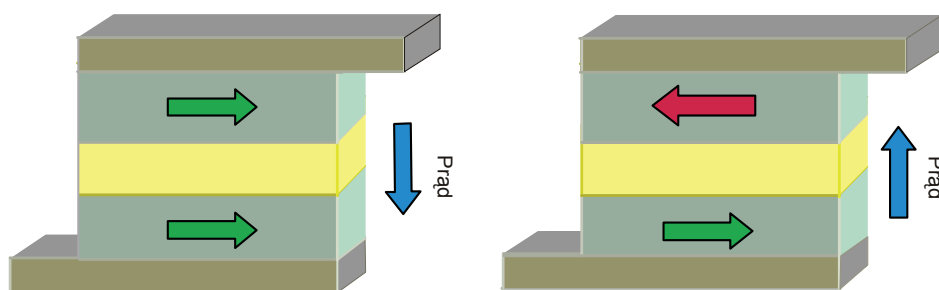
między obydwoma magnetycznymi konfiguracjami jest dużo mniejsze aniżeli w strukturach z międzywarstwowym oddziaływaniem wymiennym [8].

Znaczenie praktyczne efektu GMR polega na tym, że udało się skonstruować takie struktury, w których zmiana konfiguracji magnetycznej, a tym samym i skok oporu elektrycznego, zachodzi w bardzo małych polach magnetycznych, porównywalnych z polem magnetycznym wytwarzanym przez komórki pamięci stosowane w nośnikach informacji. Dzięki temu zawory spinowe okazały się doskonałym elementem do zastosowania w głowicach odczytujących informacje zapisane na twardych dyskach i zastąpiły stosowane wcześniej głowice oparte na tzw. anizotropowym magnetooporze. Ponieważ głowice wykorzystujące GMR są bardziej czułe (większe zmiany oporu) i mają znacznie mniejsze rozmiary, pozwoliło to zwiększyć gęstość zapisu informacji na dyskach o kilka rzędów wielkości. Był to początek intensywnego rozwoju elektroniki spinowej.

Okazało się, że efekt GMR występuje również, gdy prąd elektryczny płynie prostopadle do płaszczyzny warstw. Co więcej, efekt w takiej konfiguracji jest w ogólności większy niż w konfiguracji z prądem płynącym w płaszczyźnie warstw. To pozwoliło dalej zredukować rozmiary zaworów spinowych. Okazało się również, że efekt magnetooporowy występuje, jeśli metaliczną warstwę niemagnetyczną rozdzielającą warstwy magnetyczne zastąpić warstwą izolatora. Wpływ konfiguracji magnetycznej na transport jest wówczas istotny tylko wtedy, gdy prąd płynie prostopadle do warstw. Przepływ prądu w takim przypadku jest możliwy dzięki kwantowemu efektowi tunelowemu (układy takie nazywane są ferromagnetycznymi złączami tunelowymi) [9].

Magnetyczne zawory spinowe oparte na wielowarstwach metalicznych lub złączach tunelowych stwarzają jeszcze inne możliwości. Spinowo-spolaryzowanemu prądowi elektrycznemu w takich strukturach towarzyszy prąd spinowy, albo inaczej prąd spinowego momentu pędu. W przeciwieństwie do prądu ładunkowego, prąd spinowy nie musi być zachowany. Może on być zaabsorbowany całkowicie lub częściowo w jakimś elemencie układu. Zgodnie z drugą zasadą mechaniki klasycznej prowadzi to do powstania momentu siły działającego na magnetyzację tego elementu [10]. Jeśli w ten sposób generowany moment siły jest na tyle duży, aby pokonać moment siły starający się utrzymać wyjściowy kierunek magnetyzacji elementu (pochodzący na przykład od procesów tłumienia czy anizotropii magnetycznej), wówczas magnetyzacja zaczyna wykonywać precesję o coraz to większej amplitudzie i po pewnym czasie (rzędu nanosekundy) moment magnetyczny zmienia kierunek na przeciwny i oscylacje zostają wytłumione. W zaworach spinowych moment magnetyczny jednej z warstw magnetycznych (grubszej) jest najczęściej „przymocowany” do antyferromagnetycznego podłoża dzięki tzw. anizotropii wymiennej i nie zmienia swojego kierunku pod wpływem prądu lub pola magnetycznego. Moment magnetyczny drugiej warstwy ferromagnetycznej (cieńszej) może natomiast swobodnie obracać się pod wpływem indukowanego prądu spinowego mo-

mentu siły. Warstwa grubsza jest często nazywana polaryzatorem, a cieńsza analizatorem. Aby jednak zaszło przełączenie kierunku magnetyzacji, prąd musi osiągnąć pewną minimalną wartość, tzw. wartość krytyczną [11]. Tak więc spinowo spolaryzowany prąd elektryczny może wywierać wpływ na konfigurację magnetyczną zaworu spinowego i jeśli jest on odpowiednio duży, może generować przełączanie między stanami o konfiguracji równoległej i antyrównoległej. Ponadto, okazuje się, że jeśli prąd elektryczny płynący w jednym kierunku przełącza układ do konfiguracji równoległej, wówczas prąd płynący w przeciwną stronę przełącza układ do konfiguracji antyrównoległej (ryc. 2).



Ryc. 2. Dwa stany magnetycznej komórki pamięci MRAM z zapisaną informacją „0” (po lewej) i „1” (po prawej). Informację można zapisać za pomocą impulsu elektrycznego przez komórkę, a zapisaną informację można odczytać, wykorzystując efekt GMR. Prąd płynący w jednym kierunku przełącza do konfiguracji równoległej, a w przeciwnym kierunku do antyrównoległej

Śledząc zmianę oporu elektrycznego układu, można stwierdzić, czy układ przełączony został do konfiguracji równoległej (opór spada), czy do antyrównoległej (opór rośnie).

Efekt magnetycznego przełączania jest w pewnym sensie efektem odwrotnym do efektu GMR i jest z nim skorelowany [12]. Wynika to stąd, że obydwa efekty mają to samo fizyczne pochodzenie. O ile efekt GMR opisuje wpływ konfiguracji magnetycznej na prąd elektryczny, to efekt magnetycznego przełączania opisuje wpływ prądu na konfigurację magnetyczną. Zjawisko magnetycznego przełączania wzbudza ogromne zainteresowanie ze względu na możliwość zapisu informacji w komórkach pamięci MRAM (*Magnetic Random Access Memory*) za pomocą impulsu elektrycznego, zamiast pola magnetycznego generowanego przez prąd płynący w dodatkowych liniach [13]. Jednakże prąd krytyczny dla takiego przełączenia jest stosunkowo duży, zwłaszcza w strukturach metalicznych. Znacznie bardziej praktyczne pod tym względem są zawory spinowe oparte na złączach tunelowych, w których stopień spinowej polaryzacji prądu jest z reguły większy, co znacznie redukuje prąd krytyczny niezbędny do magnetycznego przełączenia.

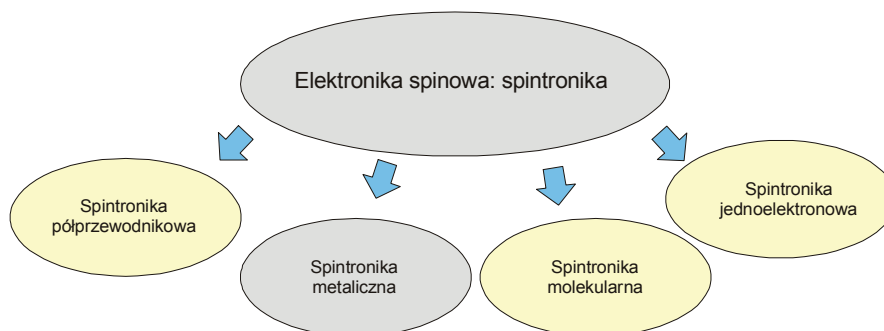
Zawór spinowy pokazany na rycinie 2 pełni w pewnym sensie rolę wielofunkcyjną. Może być traktowany jako element pamięci, w którym dwa stany magnetyczne pełnią

role informacji „0” lub „1”. Zapis informacji polega na odpowiednim ustawieniu kierunku magnetyzacji jednej z warstw (druga ma moment przymocowany). Do zapisu można wykorzystać pole magnetyczne od prądu płynącego w dodatkowych liniach. Można jednak dokonać zapisu informacji dzięki efektowi indukowanego prądem magnetycznego przełączania. Wówczas prąd płynie bezpośrednio przez element pamięci i nie potrzeba dodatkowych linii. Co więcej, zawór spinowy może również służyć do odczytu informacji dzięki efektowi GMR. Wszystko to może wykonać jeden element, jeśli tylko odpowiednio go w czasie zaprogramować.

Jak wspomniano wyżej, aby doszło do magnetycznego przełączenia, moment siły generowany przez absorpcję prądu spinowego musi pokonać moment siły starający się stabilizować stan początkowy, wynikający z procesów tłumienia, anizotropii magnetycznej czy też zewnętrznego pola magnetycznego (jeśli istnieje). W pewnych warunkach moment siły generowany prądem nie prowadzi do magnetycznego przełączenia (nie stabilizuje stanu końcowego), a równowaga między jednym i drugim momentem siły prowadzi do stałej w czasie precesji momentu magnetycznego. Oczywiście precesja ta ginie, jeśli wyłączyć prąd elektryczny i wtedy układ przechodzi do jednego z dwóch stanów podstawowych. Jeśli jednak prąd jest podtrzymywany, wówczas stacjonarna precesja generuje pole magnetyczne o częstościach w zakresie mikrofalowym [14]. Częstość generowanego pola magnetycznego, jak i jego amplituda mogą być modulowane natężeniem prądu płynącego przez układ. Układy takie są w pewnym sensie nanogeneratorami mikrofal i stwarzają możliwości praktycznego wykorzystania, np. w telekomunikacji. Szczególne znaczenie mogą mieć układy, w których generacja stacjonarnych stanów precesyjnych zachodzi bez konieczności stosowania zewnętrznego pola magnetycznego [15]. Moc generowanych mikrofal przez jeden zawór spinowy jest jednak zbyt mała, aby myśleć o jakichkolwiek zastosowaniach, dlatego też badania idą w kierunku zsynchronizowanych sieci takich zaworów.

Zawory spinowe zbudowane na bazie metalicznych struktur wielowarstwowych i złączy tunelowych nie są jedynymi układami, w których występują opisany wyżej efekt magnetooporowy i efekt indukowanego prądem magnetycznego przełączania. Prace dotyczące efektów spinowych w kontekście ich wykorzystania w nanoelektronice i technikach informatycznych prowadzone są w bardzo szerokim zakresie. Schemat pokazany na rycinie 3 obrazuje główne kierunki rozwoju elektroniki spinowej, biorąc pod uwagę materiały i układy, na których jest ona oparta. Prowadzone badania skoncentrowane są głównie na dwóch zasadniczych obszarach. Po pierwsze, stało się jasne, że dalsza miniaturyzacja układów nanoelektronicznych wymaga redukcji wymiarów, a tym samym przejście do zakresu, w którym efekty kwantowe, jak i efekty związane z dyskretnością ładunku elektrycznego odgrywają istotną rolę. Po drugie, wykorzystanie efektów spinowych w nanoelektronice wymaga kompatybilności z nanoelektroniką półprzewodnikową, gdyż

obecna nanelektronika bazuje w przeważającej części na półprzewodnikach. W tym drugim przypadku najprostszym rozwiązaniem byłoby wykorzystanie półprzewodników magnetycznych jako źródła spinowo spolaryzowanych elektronów.



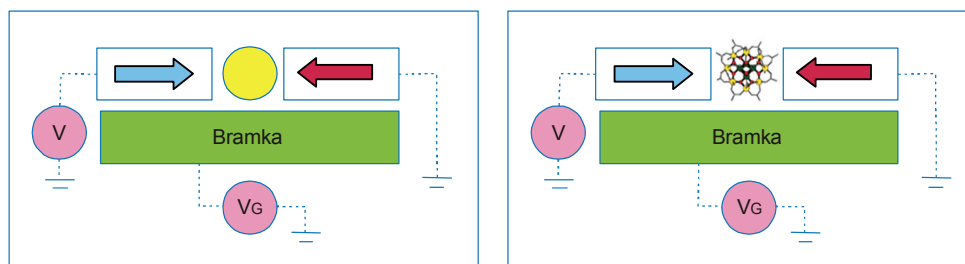
Ryc. 3. Schemat obrazujący główne kierunki rozwoju elektroniki spinowej: spintronika metaliczna, spintronika półprzewodnikowa, spintronika molekularna i spintronika jednoelektronowa

Dotychczas znane półprzewodniki magnetyczne miały albo za niską temperaturę przejścia do stanu ferromagnetycznego (tzw. temperatura Curie), albo niedostateczne parametry transportowe. Dlatego w ostatniej dekadzie podjęto ogromne wysiłki mające na celu wytworzenie półprzewodników magnetycznych o właściwościach ferromagnetycznych znacznie powyżej temperatury pokojowej. Główny kierunek prac polegał na domieszkowaniu magnetycznymi atomami (np. atomami Mn, Co) konwencjonalnych półprzewodników o dobrych parametrach transportowych (np. GaAs), gdzie teoretyczne przewidywania wskazywały na możliwość istnienia stanu ferromagnetycznego powyżej temperatur pokojowych [16]. Jednakże usilne poszukiwania nie dały, jak dotąd, zadowalających wyników. Badania te doprowadziły jednak do odkrycia wielu nowych zjawisk fizycznych, poszerzając znacznie wiedzę na temat fizycznych efektów związanych ze spinem elektronu i jego rolą w transporcie elektronowym.

Z kolei prace nad redukcją wymiarów doprowadziły do konstrukcji zaworów spinowych opartych na układach zerowymiarowych, takich jak półprzewodnikowe kropki kwantowe, nanocząstki metaliczne czy też duże molekuly. Zawór taki ma charakter podwójnego złącza tunelowego i składa się z elementu centralnego (nazywanego dalej nanoukładem), do którego dołączone są dwie elektrody (w ogólności ferromagnetyczne), jak pokazano schematycznie na rycinie 4. Badania tych układów zapoczątkowano już w latach 90. XX w. Elementem centralnym, jak wspomniano wyżej, może być molekula [17] (spintronika molekularna) lub też nanocząstka metaliczna [18], albo półprzewodnikowa kropka kwantowa [19] (spintronika jednoelektronowa). Jeśli nanoukład sam w sobie ma spontaniczny moment magnetyczny, wówczas dla uzyskania efektu zaworu spinowego,



czyli magnetooporu związanego ze zmianą konfiguracji magnetycznej, wystarczy jedna elektroda magnetyczna, a druga może być niemagnetyczna [20]. Jeśli jednak element centralny jest niemagnetyczny, wówczas efekt zaworu spinowego występuje wtedy, gdy obie elektrody są ferromagnetyczne.



Ryc. 4. Tranzystor jednoelektronowy z dwoma magnetycznymi elektrodami, oparty na nanocząstce (po lewej) i tranzystor molekularny (po prawej). Napięcie bramkujące  $V_G$  pozwala przesuwac poziomy dyskretny elementu centralnego, natomiast napięcie transportowe  $V$  powoduje przepływ prądu

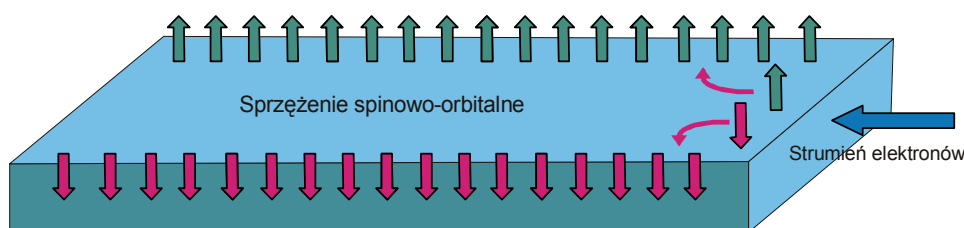
Ponieważ rozmiary elementu centralnego (nanocząstki, kropki kwantowej, jak i molekuły) są małe (rzędu od jednego do kilku nanometrów), charakteryzuje się on dyskretnym spektrum energetycznym. Oznacza to, że dozwolone są tylko wybrane energie, jakie mogą mieć elektrony zlokalizowane na tym elemencie. Transport elektronowy przez taki układ zachodzi wówczas przez odpowiednie poziomy energetyczne. Drugi efekt wynikający z małych rozmiarów elementu centralnego związany jest z dyskretnością ładunku elektrycznego, tzn. z jego najmniejszą wartością, jaką jest ładunek elektronu  $e$ . Nanoukłady mają na tyle małą pojemność elektryczną, że energia układu z nadmiarowym elektronem (tzw. energia kulombowska lub energia elektrostatycznego ładowania) może być wystarczająco duża, by uniemożliwić przepływ prądu. Zjawisko to znane jest jako efekt blokady kulombowskiej. Prąd pojawia się wówczas dopiero przy odpowiednio dużym napięciu transportowym. Jednakże przepływ elektronów przez element centralny jest silnie skorelowany w czasie, tzn. kolejny elektron może wejść na ten element dopiero wtedy, gdy pierwszy nadmiarowy elektron odpłynie z niego do elektrody drenu. Ponieważ w układzie takim położeniem poziomów energetycznych elementu centralnego można sterować dodatkowym potencjałem przyłożonym do podłoża, na którym element ten spoczywa (tzw. napięcie bramkujące), układ taki nazywany jest jednoelektronowym tranzystorem. Jednoelektronowym, gdyż prąd jest sekwencją dyskretnych następujących jeden po drugim aktów tunelowania pojedynczych elektronów, a tranzystorem, gdyż przepływem można sterować napięciem bramkującym (napięciem tym można otwierać i zamykać przepływ prądu). Jednakże, aby zjawisko blokady ku-

lombowskiej można było zaobserwować, czas przebywania elektronu na nanocząstce powinien być na tyle długi, aby jego nieoznaczoność energii wynikająca z zasady nieoznaczoności Heisenberga była znacznie mniejsza od energii kulombowskiej. Jeśli jednak sprzężenie z elektrodami jest silne, wówczas czas przebywania elektronu na elemencie centralnym jest krótki i blokada kulombowska zostaje zniesiona. W grę wchodzi wówczas oddziaływanie wielociałowe, które przy odpowiednich warunkach mogą prowadzić do rezonansu w transmisji, nazywanego rezonansem Kondo [21]. Istotą tego efektu jest wzrost przewodnictwa poniżej temperatury nazywanej temperaturą Kondo do jego maksymalnej wartości wyznaczonej przez tzw. kwant konduktancji.

Wróćmy ponownie do właściwości spinowo spolaryzowanego prądu elektrycznego. Najważniejszą jego cechą jest to, że prądowi temu towarzyszy prąd spinowy. To współistnienie ma charakter lokalny, tzn. prąd ładunkowy i spinowy określone są w tych samych punktach przestrzeni. Jak już wiemy, prąd spinowy ogrywa ważną rolę w magnetycznym przełączaniu i z tego punktu widzenia prąd ładunkowy nie jest konieczny – do magnetycznego przełączenia potrzebny jest tylko prąd spinowy. Prąd ładunkowy jest jednak potrzebny do generacji prądu spinowego (choć prąd spinowy może też istnieć bez prądu ładunkowego). Można wyobrazić sobie sytuację, gdy prądy ładunkowe i spinowe są albo przestrzennie rozseparowane, albo też płyną we wzajemnie ortogonalnych kierunkach. Pierwsze rozwiązanie jest możliwe dzięki zjawisku akumulacji spinowej. Zjawisko to jest niczym innym jak efektem „spinowego wąskiego gardła”. Wyobraźmy sobie, że strumień elektronów przepływa przez granicę między układem niemagnetycznym i ferromagnetycznym. Ponieważ w układzie ferromagnetycznym elektrony o jednej orientacji spinu są mniej ruchliwe od tych z drugą orientacją, te drugie odpływają szybciej aniżeli te pierwsze. Prowadzi to do akumulacji jednych elektronów i zmniejszenia koncentracji tych drugich. Efektywnie jest to związane ze spinowym rozszczepieniem poziomu chemicznego, czyli elektrony z jedną orientacją spinu obsadzają stany do wyższej energii aniżeli te z drugą. Na granicy generowany jest więc nierównowagowy moment magnetyczny. Oczywiście, procesy rozproszeniowe ze zmianą orientacji spinu starają się przywrócić równowagę. W stanie stacjonarnym ustala się równowaga między tymi właśnie procesami a indukowaną prądem akumulacją. Nierównowagowy moment magnetyczny (czyli akumulacja) rozciąga się w pobliżu granicy na odległość rzędu długości dyfuzji spinu. Oczywiście moment ten ginie, jeśli wyłączyć prąd elektryczny. Zjawisko to można wykorzystać do lokalnego rozseparowania prądu spinowego i ładunkowego (ten drugi jest potrzebny do generacji tego pierwszego). Główną ideą jest to, że przez odpowiednią geometrię układu uzyskuje się obszar, w którym występuje akumulacja spinowa, ale nie przepływa w nim prąd elektryczny. Ze względu na niejednorodny w przestrzeni poziom chemiczny, w obszarze tym elektrony o jednej orientacji spinu dyfundują w przeciwną stronę niż elektrony o drugiej orientacji spinu, czyli płynię

prąd spinowy. Tak więc poprzez odpowiednią geometrię można lokalnie rozseparować prąd ładunkowy i spinowy. Eksperymentalnie pokazano, że tak otrzymany prąd spinowy jest wystarczający, aby wywołać efekt magnetycznego przełączenia [22].

Przypadek separacji kierunkowej prądu ładunkowego i spinowego występuje w zjawisku znanym jako spinowy efekt Halla, który jest spinowym odpowiednikiem konwencjonalnego efektu Halla. Istotą tego efektu jest generacja prądu spinowego, który płynie prostopadle do kierunku przepływu prądu ładunkowego. Nie ma więc tutaj separacji przestrzennej obydwu prądów, ale jest separacja kierunkowa. Prąd spinowy generowany jest w układzie niemagnetycznym, w którym występuje oddziaływanie spinowo-orbitalne [23, 24]. Oddziaływanie to może być cechą samoistną danego materiału i występuje wtedy również w przypadku idealnego (bez defektów i domieszek) układu. Inną możliwością jest oddziaływanie spinowo-orbitalne generowane przez domieszki. W ogólności atomy o dużej masie dają duży wkład do rozpraszania spinowo-orbitalnego. Oddziaływanie spinowo-orbitalne powoduje odchylenie trajektorii elektronów o przeciwnych spinach w przeciwne strony. Jeśli w układzie płynie prąd ładunkowy, wówczas prowadzi to do powstania prądu spinowego płynącego prostopadle do prądu ładunkowego, jak pokazano na rycinie 5.

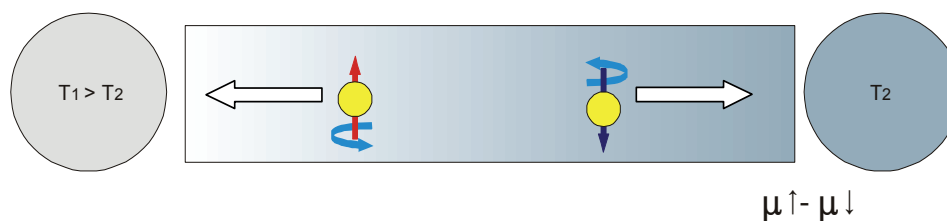


Ryc. 5. Spinowy efekt Halla. Prąd elektryczny płynący przez układ, w którym istnieje sprzężenie spinowo-orbitalne, generuje prostopadle do niego płynący prąd spinowy. Oddziaływanie spinowo-orbitalne odchyła w przeciwne strony trajektorie elektronów o przeciwnych spinach

Tak wygenerowany prąd spinowy może być na przykład wstrzyknięty do innego materiału lub też wykorzystany do magnetycznego przełączania. Spinowy efekt Halla obserwowany był w wielu układach. Pokazuje on, że do uzyskania prądu spinowego wcale nie potrzeba materiałów ferromagnetycznych. Wystarczy zwykły układ niemagnetyczny, pod warunkiem że występują w nim oddziaływania spinowo-orbitalne. To jednak można osiągnąć przez odpowiednie domieszkowanie. Badania spinowego efektu Halla w dwuwymiarowej sieci węglowej (grafenie) doprowadziły do odkrycia nowej fazy materii, tzw. topologicznych izolatorów [25].

Jedną z bardziej obiecujących metod generacji prądu spinowego oparta jest na spinowych efektach termoelektrycznych. Od dawna wiadomo, że prąd elektryczny może

być również generowany gradientem temperatury. Okazało się jednak, że różnica temperatur między dwoma końcami nanoskopowego układu ferromagnetycznego generuje nie tylko napięcie elektryczne, ale również napięcie spinowe [26]. To ostatnie można określić jako różnicę w potencjałach chemicznych elektronów o przeciwnych spinach. Jest to spinowy odpowiednik efektu znanego jako efekt Seebecka, w którym różnica temperatur generuje napięcie elektryczne. Spinowy efekt Seebecka obserwowany był niedawno w kilku eksperymentach.



Ryc. 6. Napięcie spinowe (prąd spinowy) generowane w układzie ferromagnetycznym za pomocą gradientu temperatury

Omówione tutaj zjawiska fizyczne nie wyczerpują wszystkich ważnych kierunków rozwoju spinowej elektroniki. Chyba najważniejszym problemem, który nie został tutaj poruszony, a który jest dość obiecujący, jeśli chodzi o praktyczne zastosowania w technologiach informatycznych, jest problem ścianek domenowych, czyli granic między obszarami magnetycznymi namagnesowanymi w różnych kierunkach [27]. Okazuje się, że ściankami magnetycznymi można również manipulować (przesuwać je w jedną lub drugą stronę), wykorzystując do tego celu prąd spinowy. Fizyka tego zjawiska jest podobna do fizyki indukowanego prądem magnetycznego przełączania w zaworach spinowych, tyle że geometria układu jest nieco inna. Istotnym problemem jest również konstrukcja i funkcjonowanie tranzystora spinowego – spinowego odpowiednika tranzystora polowego. Do najważniejszych problemów wymagających dalszych prac i poszukiwań należy zaliczyć wytworzenie układów półprzewodnikowych o temperaturze przejścia do fazy ferromagnetycznej znacznie powyżej temperatury pokojowej oraz problem redukcji prądu krytycznego do przełączania w zaworach spinowych.

## Literatura

- [1] N.F. Mott, *Advances in Physics* **13**, 325 (1964).
- [2] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Letters* **57**, 2442 (1986).
- [3] J. Barnaś, P. Grünberg, *J. Magn. Magn. Materials* **82**, 186 (1989).
- [4] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Letters* **61**, 2472 (1988).
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).

- [6] R.E. Camley, J. Barnaś, Phys. Rev. Letters **63**, 664 (1989).
- [7] J. Barnaś, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grünberg, W. Zinn, Phys. Rev. B **42**, 8110 (1990).
- [8] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri, Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
- [9] M. Julliere, Phys. Letters **A54**, 225 (1975); S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, K. Ando, Nature Materials **3**, 868 (2004).
- [10] J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Materials **159**, L1 (1996); L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [11] J. A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, D.C. Ralph, Phys. Rev. Letters **84**, 3149 (2000).
- [12] J. Barnaś, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, V.K. Dugaev, Phys. Rev. B **72**, 426 (2005).
- [13] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, Nature Materials **6**, 813 (2007).
- [14] S. I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, D.C. Ralph, Nature **425**, 380 (2003).
- [15] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L.G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnaś, A. Fert, Nature Physics **3**, 492 (2007).
- [16] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand, Science **287**, 1019 (2000).
- [17] K. Tsukagoshi, B.W. Alphenaar, H. Ago, Nature **401**, 572 (1999).
- [18] J. Barnaś and A. Fert, Phys. Rev. Letters **80**, 1058 (1998).
- [19] K. Hamaya, S. Masubuchi, M. Kawamura, T. Machida, M. Jung, K. Shibata, K. Hirakawa, T. Taniyama, S. Ishida, Y. Arakawa, Appl. Phys. Letters. **90**, 053108 (2007).
- [20] L. Bogani, W. Wernsdorfer, Nature Materials **7**, 179 (2008); M. Misiorny, J. Barnaś, Physica Status Solidi (b) **246**, 695 (2009).
- [21] J.R. Hauptmann, J. Paaske, P.E. Lindelof, Nature Physics **4**, 373 (2008).
- [22] T. Kimura, Y. Otani, J. Hamrle, Phys. Rev. Letters **96**, 037201 (2006).
- [23] M.I. Dyakonov, V.I. Perel, Phys. Letters A **35**, 459 (1971).
- [24] J.E. Hirsch, Phys. Rev. Letters **83**, 1834 (1999).
- [25] C.L. Kane, E.J. Mele, Phys. Rev. Letters **95**, 226801 (2005).
- [26] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, E. Saitoh, Nature **455**, 778 (2008); M. Hatami, G.E.W. Bauer, Q. Zhang, P.J. Kelly, Phys. Review B **79**, 174426 (2009).
- [27] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, Science **320**, 190 (2008).

### Genesis and perspectives of spin electronics

Genesis and perspectives of spin electronics are briefly surveyed. The emphasis is put on spin valves and their applications in information technology. Physical origin of the relevant giant magnetoresistance and current-induced switching is also discussed. Various methods of spin current generation, including spin accumulation, spin Hall effect, and spin thermoelectric phenomena are also considered.

**Key words:** spin valves, giant magnetoresistance, current-induced switching, spin current

