POLITECHNIKA WARSZAWSKA

Wydział Fizyki

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Piotr Andrzej Ogrodnik

Indukowana prądem dynamika momentu magnetycznego w złączach tunelowych

Promotor
prof. dr hab. Renata Świrkowicz

Warszawa 2015

Streszczenie

W niniejszej pracy przedstawione zostały wyniki dotyczące indukowanej prądem dynamiki momentu magnetycznego (spinowego) w magnetycznych złączach tunelowych (MTJ). Układy te stanowią obecnie przedmiot intensywnych badań ze względu na możliwe zastosowanie ich do nowoczesnych układów pamięciowych (STT-RAM) oraz jako nanooscylatorów, które mogą z kolei być wykorzystane m.in. w telekomunikacji. Obliczenia dynamiki, tak numeryczne jak i analityczne, przeprowadzone zostały w oparciu o równanie Landaua-Lifszyca-Gilberta-Slonczewskiego (LLGS) w ramach modelu jednodomenowego (makrospinowego). Uwzględniane w równaniu LLGS indukowane prądem spinowym momenty sił (STT) działające na wektor momentu magnetycznego zostały obliczone w ramach modelu swobodnych elektronów. W obliczeniach wykorzystano również amplitudy momentów sił uzyskane przez inne grupy badawcze metodami *ab initio* lub z rzeczywistych pomiarów. W pracy wykazano, że w złączu tunelowym możliwe jest wygenerowanie oscylacji momentu magnetycznego o bardzo dużej amplitudzie oraz kontrola ich częstotliwości wartością przyłożonego napięcia elektrycznego. Wskazano również na problem niestabilności pracy złącza oraz potwierdzono, że ich przyczyną jest sprzężenie wymienne pomiędzy wypadkowymi momentami magnetycznymi warstwy referencyjnej i swobodnej. Zagadnienie to przedyskutowano również w kontekście obserwowanego eksperymentalnie tzw. zjawiska back-hoppingu. Zagadnienie stabilności złącza zostało przeanalizowane zarówno w sposób numeryczny jak i analityczny w przybliżeniu liniowym. Wykorzystując te same metody analizy, przedyskutowano w pracy kolejne zagadnienie, którym był wpływ na dynamikę momentów sił indukowanych prądem spinowym generowanym gradientem temperatury. W obliczeniach tych pokazano różnice w dynamice złącz z ultracienkimi barierami tunelowymi MgO ($\approx 0.6nm$) oraz z barierami o większych grubościach. W końcowej części pracy zastosowano model makrospinowy do interpretacji eksperymentalnych widm FMR uzyskanych z pomiarów efektu diody spinowej. W tym celu obliczono również momenty sił w ramach modelu swobodnych elektronów z uwzględnieniem różnej masy efektywnej w rejonie elektrod i bariery tunelowej. Wyniki modeli teoretycznych wykorzystanych w pracy zostały porównane z wynikami eksperymentalnymi oraz wynikami uzyskiwanymi w ramach modelu mikromagnetycznego.

Słowa kluczowe: *dynamika, złącza tunelowe, spintronika, STT-RAM, nanooscylatory, równanie LLG, efekt STT, efekt VCMA, efekt diody spinowej, spinowa kalorytronika.*

Abstract

This dissertation study investigated current induced magnetic (spin) moment dynamics in magnetic tunnel junctions (MTJ). These structures are currently of great researchers' interest due to their possible applications as memory cells in the next generation of non-volatile magnetic random access memories (STT-RAM) as well as microwave nanooscillators which in turn may be applied in wireless communication. The calculations presented in this work were carried out within the macrospin model with use of Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) equation. Spin transfer torques in LLGS equation were derived from the free electron model, as well as *ab initio* methods and experimental data obtained by other groups. This dissertation has found that generation of the large amplitude magnetization oscillations of the MTJ free layer is possible without an external magnetic field but only with voltage bias applied. Moreover, the frequency of the oscillations may be tuned by the magnitude of the voltage. Furthermore, the instability problems of the MTJ were discussed. It has been shown that the interlayer exchange coupling importantly influences magnetic dynamics of the MTJ free layer and may lead to the unstable dynamical behavior. This issue was also considered in the context of the back-hopping effect which was observed in the experiment. The stability of the magnetic free layer was described by both: numerical and analytical (within the linear approximation) methods. The same methods were used to describe the magnetization dynamics induced by spin current due to temperature gradient across the junction. In this case, the difference in dynamical behavior of the MTJ with ultrathin ($\approx 0.6nm$) and thicker MgO barriers was shown. In the last part of the dissertation, the free electron model, as well as macrospin model, were used to interpret FMR spectra obtained from spin diode effect measurements. Different effective mass of the carriers within the magnetic electrodes and tunnel barrier was introduced into the free electron model. The results obtained from the models were compared to the experimental ones as well as to results of micromagnetic computations.

Keywords: *dynamics, tunnel junctions, spintronics, STT-RAM, nano-oscillators, LLG equation, STT effect, VCMA effect, spin diode effect, spin caloritronics.*

Spis publikacji i wystąpień konferencyjnych autora rozprawy

Publikacje w czasopismach z listy filadelfijskiej:

1. „Spin-Polarized Current in Coulomb Blockade and Kondo Regime", **P. Ogrodnik**, R. Świrkowicz, *Acta Physica Polonica A* 112, 295-300 (2007)
2. „Spin transfer torque and magnetic dynamics in tunnel junctions", **P. Ogrodnik**, M. Wilczyński, R. Świrkowicz, J. Barnaś, *Physical Review B*, 82, 134412 (2010)
3. „"Magnetization dynamics in a magnetic tunnel junction due to spin transfer torque in the presence of interlayer exchange coupling", **P. Ogrodnik**, M. Wilczyński, J. Barnaś, R. Świrkowicz, *IEEE Transaction on Magnetics* 47, p.1627-1630 (2011)
4. „Thermally induced dynamics in ultrathin magnetic tunnel junctions", **P. Ogrodnik**, G.E.W. Bauer, K. Xia, *Physical Review B*, 88, 024406 (2013)
5. „Backhopping effect in magnetic tunnel junctions: comparison between theory and experiment", W. Skowroński, **P.Ogodnik**, J.Wrona, T.Stobiecki, R.Świrkowicz, J.Barnaś, G. Reiss, S. van Dijken, *Journal of Applied Physics*, 114(23), 233905 (2013)
6. „Spin-torque diode radio-frequency detector with voltage tuned resonance", W. Skowroński, M. Frankowski, J. Wrona, T. Stobiecki, **P. Ogrodnik**, J. Barnaś, *Applied Physics Letters*, 105(7), 072409 (2014)
7. „Rectification of radio frequency current in giant magnetoresistance spin valve", S. Ziętek, **P. Ogrodnik**, M. Frankowski, J. Chęciński, P. Wiśniowski, W. Skowroński, J. Wrona, T. Stobiecki, A. Żywczak, J. Barnaś. *Physical Review B* (przyjęte do druku).

Czynne wystąpienia konferencyjne:

1. Prezentacja posterowa na konferencji w Jaszowcu (XXXVI International School on the Physics of Semiconducting Compounds) (2007)
2. Prezentacja posterowa na konferencji w Berkeley, USA (7th International Symposium on Metallic Multilayers) (2010)
3. Prezentacja ustna na warsztatach, „MPD FNP Meeting - Transdisciplinary cooperation and applications of nanoscience", 21-22.02.2013 Kraków
4. Prezentacja posterowa na konferencji w Taorminie, Włochy (9th International Symposium on Hysteresis Modelling and Micromagnetics, 13-15.05.2013)
5. Prezentacja posterowa na konferencji w San Diego, USA (International French-US workshop: Toward Low Power Spintronic Devices, 8-12.07.2013)

Bierne wystąpienia konferencyjne:

1. Współautorstwo pracy(poster) „Electric-field-induced ferromagnetic resonance in magnetic tunnel junctions" prezentowanej na konferencji w Denver, USA (58th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference, 4-8.11.2013)

2. Współautorstwo pracy(poster) „In-plane spin transfer torque in magnetic tunnel junctions with thick MgO tunnel barriers” prezentowanej na konferencji w Dreznie, Niemcy (IEEE International Magnetics Conference INTERMAG Europe, 4-8.05.2014)
3. Współautorstwo pracy(poster) „Spin diode effect in spin valve GMR stripes” prezentowanej na konferencji w Honolulu, USA (59th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference, 3-7.11.2014)

Spis treści

1. Wstęp - motywacja i cel pracy

Wraz z rozwojem technologii informacyjnych, istotnym zagadnieniem, które stanęło przed inżynierami oraz naukowcami było wydajne zarządzanie, przechowywanie oraz przesyłanie coraz większych zbiorów danych. Na przestrzeni setek lat proces zapisu danych zmienił swe oblicze w sposób niewyobrażalny - od żmudnego kopiowania starożytnych manuskryptów przez skrybów, po ultraszybkie procesy zapisu setek terabajtów danych generowanych np. przez współczesne eksperymenty fizyki wysokich energii w *CERN* [1]. Ale nie tylko o eksperymenty naukowe tu chodzi. Serwis *YouTube* w swych statystykach wylicza, że co minutę przesyłane są dane odpowiadające 100 godzinom materiału filmowego [3], użytkownicy portalu *Facebook* przesyłają doń ponad 500 Terabajtów danych dziennie [2]. Trend jest jednoznaczny: wraz z rozwojem technologicznym, ilość informacji generowanych przez ludzkość nieustannie wzrasta. Co więcej wzrost ten jest bardzo szybki – ilość informacji podwaja się co 3 lata [4]. Stoimy zatem przed poważnym zadaniem efektywnego gromadzenia, przetwarzania i przesyłania tego ogromu danych, które wymaga tworzenia zupełnie nowych rozwiązań i technologii w dziedzinie pamięci komputerowych oraz telekomunikacji.

W niniejszej rozprawie doktorskiej zostaną przedstawione wyniki badań autora, nad procesami dynamicznymi wywołanymi przepływem ładunku przez układy typu magnetyczne złącze tunelowe (*ang.* Magnetic Tunnel Junction (MTJ)). W przeciągu ostatnich lat, jak i obecnie, jest to intensywnie eksplorowany dział fizyki magnetyzmu (spintroniki), ze względu na możliwe zastosowania do rozwiązania wspomnianych powyżej problemów z zakresu przechowywania i przesyłania informacji. Badania autora mają na celu wskazanie niektórych z potencjalnych korzyści i wad stosowania złącz tunelowych jako wielofunkcyjnych układów spintronicznych, łączących właściwości komórek pamięci i nanooscylatorów emitujących lub wykrywających sygnały mikrofalowe. Dynamika momentu magnetycznego warstwy swobodnej złącza tunelowego wywoływana będzie przepływem prądu spinowego, którego źródłem będzie albo napięcie elektryczne, albo gradient temperatury. W tym kontekście zbadana będzie również interakcja własności magnetycznych(anizotropii magnetycznej) złącza z polem elektrycznym w obecności przepływającego prądu spinowego.

Przyjęto następujący układ rozprawy: w rozdziale 2 przedstawiony zostanie zarys historii rozwoju układów pamięciowych, aktualne badania i rozwiązania proponowane w tej dziedzinie. Niektóre z opisanych układów będą wprawdzie dość luźno związane z tematem rozprawy jakim jest dynamika momentu magnetycznego, jednakże autor pragnie usytuować przedmiot swoich własnych badań w szerszym kontekście zagadnień związanych z szeroko rozumianymi pamięciami komputerowymi. Ów przeglądowy rozdział można więc traktować jako szersze umotywowanie pracy autora nad procesami dynamicznymi w szczególnych układach jakimi są magnetyczne złącza tunelowe.

W rozdziale 3 opisane zostanie kluczowe dla pracy zjawisko generacji prądem spinowym momentu siły działającego na moment spinowy warstwy magnetyka (*ang.* Spin Transfer Torque Effect (STT)). Rozdział 4 zostanie poświęcony opisowi układów w jakich zjawisko STT najczęściej znajduje zastosowanie - złączom metalicznym oraz tunelowym. Opisane zostaną powody stosowania złącz tunelowych oraz ich budowa i specyficzne własności. W rozdziale tym, będzie również mowa o aktualnych kierunkach badań nad złączami tunelowymi, ich optymalizacją w aspekcie aplikacyjnym do pamięci magnetycznych oraz nanooscylatorów.

W rozdziale 5 opisany będzie stosowany w pracy model swobodnych elektronów zjawiska STT w zastosowaniu do złącza tunelowego. Wyniki modelu będą wykorzystywane w obliczeniach dynamiki magnetyzacji zawartych w dalszych rozdziałach. Podstawowe równanie opisujące tę dynamikę(równanie Landaua-Lifszyca-Gilberta (LLG)) będzie przedstawione w rodziale 6. Z racji tego, że energia magnetostatyczna determinuje postać rozwiązań równań dynamiki, również i to zagadnienie będzie obecne w tej części pracy.

Rozdział 7 zawiera krótki opis rozwinięcia równania LLG o momenty sił związane z przepływem spolaryzowanych spinowo nośników w złączu tunelowym. Równanie to, noszące nazwę Landaua-Lifszyca-Gilberta-Slonczewskiego(LLGS), wyrażone będzie we współrzędnych sferycznych, tj. w formie, która będzie całkowana w dalszej części pracy.

Rozdział 8 będzie poświęcony teoretycznym obliczeniom numerycznym dynamiki magnetyzacji w złączu tunelowym z anizotropią jednoosiową w płaszczyźnie warstwy swobodnej. Przedstawione będą parametry badanego złącza oraz ich dyskusja. Przedstawione zostaną wyniki autora dotyczące możliwych rozwiązań oraz ich stabiliności względem przykładanego napięcia elektrycznego. Analiza stabilności, tak ważna z punktu widzenia aplikacyjnego, zostanie przeprowadzona zarówno numerycznie jak i analitycznie. Przedstawione zostaną wyniki dotyczące wpływu wymiennego sprzężenia międzywarstwowego na rozwiązania równania LLGS. Wyniki zawarte w tej części stanowią efekt współpracy z prof. Józefem Barnasiem z Uniwersytetu Adama Mickiewicza i Instytutu Fizyki Moleklarnej PAN w Poznaniu.

W rozdziale 9 omówione zostanie zagadnienie niestabilności złącza, tzw. zjawiska back-hoppingu, w odniesieniu do konkretnych wyników eksperymentu. Ta część pracy jest owocem współpracy z grupą eksperymentalną prof. Tomasza Stobieckiego z AGH, oraz z prof. Józefem Barnasiem. Zastosowana zostanie liniowa analiza stabilności rozwiązań oraz przeprowadzone symulacje numeryczne.

Następny rozdział 10 zawiera wyniki dotyczące dynamiki momentu spinowego indukowanej gradientem temperatury w złączu tunelowym. Ten fragment rozprawy jest efektem współpracy z prof. Gerritem Bauerem (Uniwersytet Tohoku i Politechnika w Delft) oraz prof. Ke Xia(Uniwersytet Normalny w Pekinie) i dotyka całkowicie nowatorskiej dziedziny tzw. spinowej kalorytroniki.

Rozdział 11 jest ostatnim w rozprawie prezentującym najnowsze wyniki autora. Powstał on we współpracy z grupą prof. Tomasza Stobieckiego i z prof. Józefem Barnasiem, a dotyczy badania dynamiki momentu magnetycznego pod wpływem pola elektrycznego za pomocą efektu diody spinowej. Ta część pracy odnosi się zarówno do zjawiska STT jak i efektu VCMA(*ang.*Voltage Control of Magnetic Anisotropy) w konteście aplikacyjnym do nanooscylatorów o właściwościach detekcyjnych. Analityczne wyniki autora zostaną porównane z wynikami ekperymentu.

Rozdziały 12 oraz 13 zawierają podsumowanie rozprawy wraz z wnioskami oraz podziękowania.

2. Rys historyczny i obecne trendy w rozwoju układów pamięciowych

Prekursorem pamięci opartych na zapisie magnetycznym był telegrafon - wynalazek duńskiego inżyniera Valdemara Poulssena, dzięki któremu, zarejestrować on mógł fragment przemówienia cesarza Franciszka Józefa z 1900 r. Historia nowożytnych pamięci masowych i operacyjnych sięga jednak lat 30. XX wieku, kiedy to do zapisu danych, austriacki wynalazca – Gustav Tauschek, zbudował tzw. pamięć bębnową (*ang.* drum memory). Był to pierwszy układ pamięciowy służący do zapisu informacji w oparciu o zjawiska magnetyczne wykorzystywany w maszynach liczących. Punkt startowy historii pamięci magnetycznych rozpoczynał się od układów, których gęstość zapisu – dla przykładów jednej z polskich pamięci bębnowych (typ $PB - 7$) w ostatniej fazie rozwoju - wynosiła około $320b/in^2$. Pamięci te eksploatowane były aż do połowy lat 50. XX w., kiedy zaczęły być wypierane przez dyski magnetyczne stworzone przez koncern IBM [5]. Pierwsze dyski twarde cechowały się gęstością zapisu około $2kb/in^2$ [5]. W tym samym czasie ten sam koncern wprowadził na rynek pamięci, których działanie było oparte o stosunkowo gęsty zapis informacji na cienkich taśmach magnetycznych [5]. Obie te technologie są nadal rozwijane do dnia dzisiejszego, jednakże druga z nich ma zastosowanie jedynie archiwistyczne, tzn. cechuje się wolnym zapisem jak i odczytem przechowywanych danych [5].

2.1. Pamięci swobodnego dostępu RAM

2.1.1. Klasyczne pamięci RAM

Wspomniane powyżej układy pamięciowe stanowiły i wciąż stanowią pewien etap rozwoju technologicznego. Należy tutaj zaznaczyć, że wraz ze wzrostem szybkości wykonywanych operacji przez coraz szybsze mikroprocesory, pojawiła się konieczność coraz szybszego zapisu i odczytu przetwarzanych przez nie informacji. Dlatego obok pamięci magnetycznych pojawiać się zaczęły pamięci oparte o układy elektroniczne (tranzystory i kondesatory). W wyniku intensywnych badań prowadzonych w latach 50. - 60. XX wieku przez wiele ośrodków naukowych oraz komercyjnych firm (*INTEL,TOSHIBA,IBM*) stworzony został typ pamięci zwany *RAM* (*ang.* Random Access Memory). Charakteryzował się on mniejszą niż pamięci masowe gęstością zapisu informacji, ale znacznie większą szybkością operacji zapisu i odczytu, co wiązało się z natychmiastowym dostępem do każdej z komórek pamięci takich układów. Ten swobodny dostęp możliwy był dzięki wyeliminowaniu elementów mechanicznych z tego typu układów. I choć początki pamięci *RAM* sięgają lat 40. ubiegłego stulecia, to przyjmując różne formy w celu zwiększenia wydajności i zmniejszenia energochłonności, rozwijane są one do dnia dzisiejszego. Tradycyjnie, pamięci *RAM* dzieli się na dwie kategorie odpowiadające różnym charakterystykom i zastosowaniom. Pierwsza z kategorii to tzw. *DRAM* (Dynamic *RAM*), druga to *SRAM* (Static *RAM*). Pierwsza z nich w architekturze komputerów jest zasadniczą pamięcią operacyjną, druga natomiast służy jako niewielka pamięć podręczna procesora o bardzo szybkim czasie zapisu i odczytu informacji. I choć na przestrzeni lat pojawiały się różne kombinacje i łączenia cech tych dwu rodzajów pamięci, to wciąż ich zasadniczą wspólną wadą jest stosunkowo mała gęstość zapisu (głównie w przypadku *SRAM*) oraz duży pobór energii (głównie *DRAM*) [31]). Zapis bitu informacji w pamięciach *DRAM* bazuje na właściwościach pojemnościowych układu, tzn. dwa stany bitu utożsamiane są z naładowanym bądź rozładowanym kondesatorem. Z kolei bit zapisywany w pamięciach *SRAM* związany jest ze stanem 4 tranzystorów składających się na jedną komórkę pamięci. Oba te rodzaje pamięci są pamięciami nietrwałymi, tj. wymagającymi dostarczania energii w celu utrzymywania zapisanych informacji.

Obecny trend w rozwoju technologii pamięci *DRAM* opartych na elementach elektronicznych jest ukierunkowany na zastępowanie kondensatorów (technologia 1T-1C) innymi rozwiązaniami, które nie dość, że pokonywałyby wspomniane wcześniej wady, to poddawałyby się stosunkowo łatwo dalszej miniaturyzacji. Wśród proponowanych obecnie rozwiązań znajdujemy m.in. *T-RAM*(*ang.*Thyristor RAM), w których tranzystory zastąpiono specjalnie zaprojektowanymi układami tyrystorów(układ dwóch złącz p-n-p-n), połączonymi w sposób pojemnościowy (technologia TCCT — Thin-Capcitively-Coupled-Thyristors) [34, 32]. To połączenie pojemnościowe służyć może jako nośnik bitu informacji. Problemem wskazywanym w literaturze dotyczącym pamięci TRAM jest potrzeba precyzyjnego procesu domieszkowania obszarów tyrystora, która czyni tego typu układy relatywnie trudnymi w realizacji na masową skalę [32]. Inną propozycją, która niejako rozwiązuje ten problem jest pamięć typu Z^2-*FET DRAM*(*ang.*Zero Impact Ioniazation and Zero subthreshold FET DRAM). Jest to w istocie pojedyncze złącze p-n przedzielone niedomieszkowaną warstwą krzemu oraz dołączonej do części tej warstwy metalicznej bramki. Układ ten nie wymaga domieszkowania dodatkowych warstw p i n, z którym zmagać się trzeba w przypadku tyrystorów. Te dwa przykładowe rozwiązania związane są z usprawnianiem działania klasycznych, tj. opartych o tradycyjne elementy elektroniczne, pamięci *RAM*. Drugi z rodzajów pamięci swobodnego dostępu - *SRAM* - jest z kolei rozwijany pod kątem trwałości zapisu, na wypadek nagłego odłączenia zasilania, jak również obniżania energochłonności. Jednym z proponowanych tutaj rozwiązań jest pamięć *nvSRAM*(*ang.* non-volatile SRAM), w której bądź dodaje się nowe tranzystory komplikując budowę komórek pamięci, lub też dołącza się do ich architektury elementy zwane memrystorami [33].

2.1.2. Ferroelektryczne pamięci RAM(FRAM)

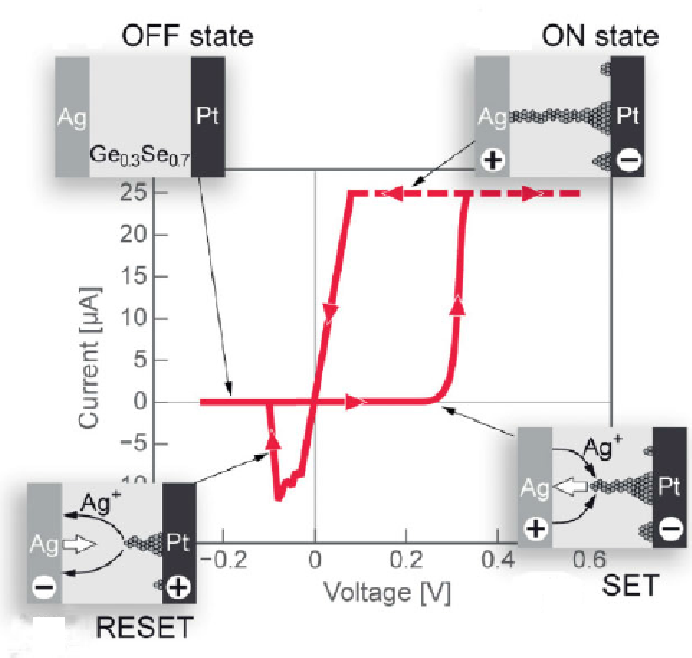
Obecne próby ulepszania pamięci *RAM* wychodzą jednak daleko poza standardowe rozwijanie układów na bazie znanych elementów elektronicznych. Poszukuje się wciąż nowych rozwiązań, które stanowić mają nową jakość w dziedzinie pamięci. Wśród tego rodzaju proponowanych, ale również istniejących, rozwiązań można znaleźć tzw. *FRAM* (*ang.* ferroelectric RAM), w których kondesatory będące nośnikiem bitu w klasycznych pamięciach *DRAM*, zostały zastąpione układem ferroelektryka o niezerowym momencie dipolowym utrzymywanym również w przypadku odłączenia zasilania. Wówczas bit informacji („1” lub „0”), który w klasycznych pamięciach *RAM* jest utożsamiony z ładunkiem zasilanego kondensatora, w pamięciach *FRAM* został utożsamiony z polaryzacją ferroelektryka. Zapis informacji następuje poprzez przyłożenie napięcia elektrycznego i zmianę polaryzacji ferroelektryka. Ten typ pamięci nie wymaga dostarczania energii w celu permanentnego przechowywania informacji. Pamięci *FRAM* są obecnie w produkcji, ale główną ich wadą jest niska trwałość oraz stosunkowo niewielka gęstość zapisu [4]. W ostatnim czasie pojawiła się propozycja zwiększenia gęstości zapisu w FRAM poprzez subtelną kontrolę polaryzacji ferroelektryka, umożliwiającą wytworzenie w nim układu domen o różnej polaryzacji dielektrycznej. Dzięki takiemu podejściu jedna komórka pamięci *FRAM* mogłaby przechowywać aż 3 bity informacji [4]. Koncepcja ta jest jednak trudna do realizacji ze względu na destrukcyjny proces odczytu zapisanych bitów. Nadzieje wiązać jednak można z niedawno zaproponowaną ideą niedestruktywnego odczytu opartego o efekt fotowoltaiczny [36]. Polaryzacja ferroelektryka (lub magnetyka ferroelektrycznego - multiferroika) jest określana za pomocą generowanego światłem fotoprądu, co nie dość, że nie narusza jego struktury dipolowej podczas odczytu, to jest proces ten jest stosunkowo szybki (trwa mniej niż 10 ns).

2.1.3. Pamięci RAM oparte na przemianach fazowych (PCRAM)

Inną propozycją udoskonalenia pamięci RAM a będącą już w fazie produkcji jest tzw. pamięć $PCRAM$ (*ang.* Phase-Change RAM). Tego rodzaju układy zaliczają się do pamięci rezystywnych, tzn. takich, w których bit informacji utożsamiony jest z większą lub mniejszą rezystancją komórki pamięci. W *PCRAM* zmianę rezystancji osiąga się poprzez indukowane temperaturą zmiany fazy związków będących szkłami chalkogenidowymi (np. półprzewodnik $Ge_2Sb_2Te_5$). Ogrzanie lub ochłodzenie tego typu związków powoduje ich krystalizację (stan "1") lub przejście w fazę amorficzną(stan "0"), z czym związana jest zmiana rezystancji komórki pamięci [6]. Choć *PCRAM* zostały wprowadzone do produkcji i znajdują już dzisiaj zastosowanie np. w telefonach komórkowych [7], to obecnie podejmowane są próby rozwiązania istotnych problemów związanych z dalszym ich rozwojem. Problemy te wiążą się przede wszystkim z dużym poborem energii wynikającym z niekontrolowaną dyssypacją ciepła i wobec tego nieefektywną krystalizacją (amorfizacją) komórek pamieci. W praktyce oznacza to, że albo mamy wolny proces zapisu informacji, albo trwałość przechowywanej informacji jest znacznie ograniczona [8]. Problemy te próbuje się rozwiązać poprzez zastosowanie lepszych izolatorów cieplnych (tzw. supersieci dielektrycznych) [9], oraz zastosowanie odpowiednio dobranych impulsów napięcia elektrycznego (powodujących wydzielanie ciepła Joule'a) i rozbicie procesu krystalizacji na dwa etapy: nukleacji nanokrystalitów (niskim napięciem) i zwiększania ich rozmiarów (wysokim napięciem) [8]. Dwuetapowość procesu daje w wyniku szybszą krystalizację aniżeli proces jednoetapowy, a co za tym idzie szybszy zapis informacji. Innym wyzwaniem stojącym przed pamięciami *PCRAM* jest ich skalowalność. Jedną z obiecujących propozycji rozwiązania tego problemu jest wprowadzenie multikomórek pamięci *PCRAM*, podobnie jak to ma miejsce we wspomnianych już pamięciach *FRAM*. Realizuje się to poprzez przedzielenie materiału czynnego (tj. zmieniającego fazę) warstwą izolatora termicznego(SiN,Ta_2O_5) [10]. Dzięki temu można uzyskać kilka stopni rezystancji, które odpowiadają nie tylko logicznym stanom „0" i „1", ale również np. „01" i „10". Jest możliwy zatem zapis i przechowywanie więcej niż 1 bitu informacji w jednej komórce pamięci.

2.1.4. Elektrochemiczne pamięci RAM(RedOx-RAM)

Poza opisaną powyżej pamięcią $PCRAM$, do klasy pamięci rezystywnych należą również elektrochemiczne pamięci tzw. *RedOx-RAM* [11]. Mechanizmy powodujące zmianę rezystancji w takich układach mogą być różne, ale generalnie oparte są na reakcjach redukcji i utleniania. Wyróżnia się wśród nich tzw. elektrochemiczną metalizację (*ang. EMM* – Electrochemical Metallization Mechanism) oraz mechanizm zmiany walencyjności (*ang. VCM* – Valence Change Mechanism). Pierwszy z nich polega na powstawaniu swego rodzaju połączenia metalicznego w elektrolicie stałym (np. $Ge_{0.3}Se_{0.7}$) znajdującym się pomiędzy dwoma metalicznymi elektrodami (np. z Ag i Pt) jak na rys.2.1. Połączenie (mostek) to, złożone z jonów elektrody metalicznej, które wniknęły w obszar elektrolitu, powstaje/znika wskutek przyłożonego do elektrod napięcia. Gdy połączenie to jest generowane, wówczas rezystancja takiej komórki pamięci maleje, gdy połączenie znika — rezystancja rośnie. Tak więc znów mamy układ, który może służyć do zapisu informacji. W układach *VCM* nie jest tworzony podobny mostek metaliczny, natomiast przyłożenie napięcia generuje migrację wakansji tlenowych w tlenku metalu przejściowego(np. $SrTiO_3$) wskutek obecności gradientu potencjału elektrochemicznego tychże wakansji [12]. W miejscach gdzie wakansji jest więcej, jony metalu przejściowego zmniejszają swoją elektroujemność, odddając (poprzez reakcję redukcji) elektrony do pasma przewodnictwa. Tym samym przewodność elektronowa rośnie.



Rysunek 2.1. Schemat tworzenia się mostka metalicznego w elektrolicie stałym Ag-Ge-Se. Efektem jest powstanie dwóch różnych stanów: (ON) i (OFF) odpowiadających stanowi 1 i 0 komórki pamięci. (Źródło: [11])

Przyłożenie napięcia odwrotnie spolaryzowanego, powoduje re-oksydację jonów metalicznych i wzrost rezystancji. Oba typy pamięci *RedOx-RAM* są pamięciami nieulotnymi – raz zapisana informacja nie wymaga odświeżania, a co za tym idzie dostarczania energii. Pomimo swoich zalet takich jak szybkość przełączania czy potencjalna duża gęstość zapisu, pamięci typu *RedOx-RAM* są trudne do wdrożenia do produkcji. Wiele mechanizmów rządzącyh tymi układami nie zostało jeszcze poznanych. Ponadto trwałość tego rodzaju układów jest niewielka w porównaniu do innych typów pamięci, które zostaną przedstawione nieco później.

2.2. Pamięci masowe

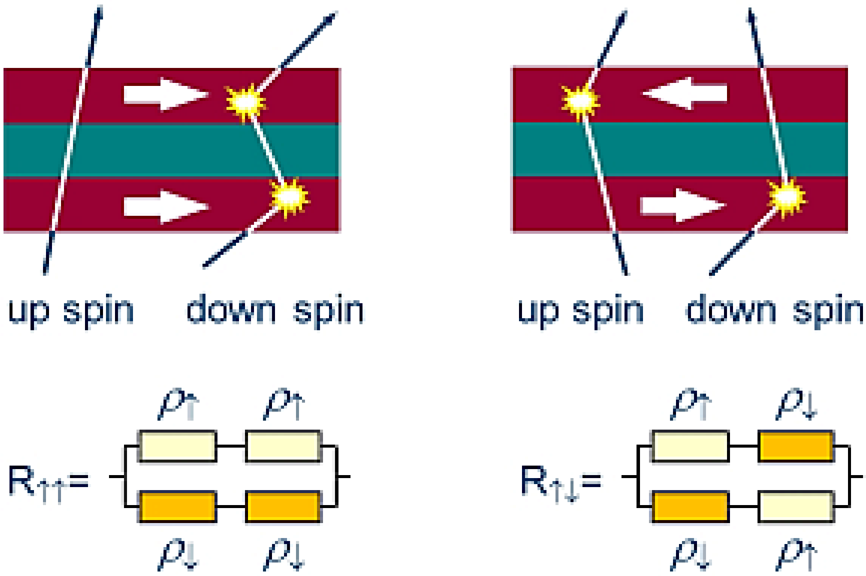
Na podstawie kilku powyżej opisanych przykładów można wysnuć konkluzję, że rozwój układów pamięciowych typu RAM przebiegał w kierunku ograniczenia energochłonności, zwiększenia gęstości zapisanej informacji przy jednoczesnej próbie zachowania niezwykle szybkich operacji zapisu i odczytu. Z drugiej strony, mamy rozwijane od wielu lat pamięci masowe oparte przede wszystkim na zapisie informacji na nośniku magnetycznym, takie jak twarde dyski czy taśmy magnetyczne. Informacja utożsamiana jest w nich z namagnesowaniem pewnego obszaru nośnika. Ze swojej natury są to pamięci trwałe i energooszczędne – nie wymagające energii do przetrzymywania zapisanej informacji. Tego typu pamięci mają jednak swoją zasadniczą wadę – są wolne. Jest to spowodowane tym, że zawierają najczęściej elementy mechaniczne, a szybkość zapisu/odczytu informacji jest ograniczona szybkością ich pracy podczas odnajdywania obszaru nośnika gdzie dana informacja jest zapisana. Obecnie przemysł wysokich technologii rozwija kilka typów pamięci masowych, a każdy z nich ma swoje zalety, ale również zasadnicze wady. Wśród parametrów charakteryzujących układy pamięciowe najważniejszymi są: gęstość zapisu (ang. areal density), szybkość operacji zapisu/odczytu (ang. input/output operations per second), energochłonność (ang. power consumption) oraz trwałość (ang. endurance). Każda z rozwijanych nowych technologii wyróżnia się lepszymi wartościami, któregoś z powyższych parametrów. To jednak, która z technologii podbije rynek nie zależy tylko od tego czy dany produkt wygrywa w każdym powyżej wymienionym punkcie, ale jest również silnie uwarunkowane kosztami produkcji.

2.2.1. Efekt Gigantycznego Magnetooporu(GMR)

Z punktu widzenia gęstości zapisu i kosztów produkcji jednego bita pamięci, prym wiodą wciąż pamięci masowe typu dyski twarde (HDD). Swoją silną pozycję zawdzięczają odkryciu w roku 1988 zjawiska GMR($ang.$ Giant Magneto-Resistance) [15, 16]. Przyszli laureaci nagordy Nobla – Albert Fert i Peter Grünberg – niezależnie pokazali wówczas, że metaliczne układy warstwowe z przekładkami niemagnetycznymi mogą wykazywać znaczące różnice w oporze elektrycznym w zależności od wzajemnej konfiguracji wektorów namagnesowania poszczególnych warstw.

Jeśli przyłożone zostanie napięcie elektryczne do układu warstw namagnesowanych w jednym kierunku(równolegle - $\uparrow\uparrow$), wówczas prąd elektronów o polaryzacji spinowej $\uparrow$ jest nieznacznie rozpraszany, natomiast o przeciwnej ($\downarrow$) jest silnie rozpraszany w obu warstwach ferromagnetyka. Skutkuje to stosunkowo małym wypadkowym oporem elektrycznym. Z drugiej strony - namagnesowanie tych samych warstw w sposób antyrównoległy ($\downarrow\uparrow$), powoduje, że nośniki prądu o obydwu polaryzacjach spinowych ($\uparrow$ i $\downarrow$) są znacznie silniej rozpraszane, w związku z czym wypadkowy opór całego układu wzrasta. Schematycznie ujęte jest to na rys.2.2. Zjawisko GMR obserwowane jest zarówno w konfiguracji CPP, gdy prąd płynie prostopadle do płaszczyzny warstw, jak i w konfiguracji CIP, gdy prąd płynie w płaszczyźnie układu warstw. Opis teoretyczny tego drugiego przypadku został zaproponowany w roku 1989 przez J. Barnasia i R. Camleya [41].

Wpływ kierunku pola magnetycznego na opór elektryczny przewodników, dzięki doświadczeniom Lorda Kelvina znany był od połowy XIX w. [17]. W późniejszych latach efekt ten nazwano zjawiskiem AMR(anizotropowy magnetoopór), a nazwa odzwierciedlała to, że opór elektryczny zależał od kąta pomiędzy wektorem namagnesowania a wektorem gęstości prądu płynącego przez ferromagnetyczny przewodnik. Różnice w oporach w zjawisku AMR są bardzo niewielkie (osiągają wartość do 4%).



Rysunek 2.2. Mechanizm powstawania zjawiska GMR w ramach podejścia Motta dla konfiguracji CPP - dwa kanały przewodności dla nośników ze spinem $\uparrow$ i $\downarrow$, mających inną gęstość stanów w materiale magnetycznym, wykazują inne prawdopodobieństwa rozpraszania. Schemat ujmuje tę własność za pomocą spinowo zależnych rezystancji $\rho_\uparrow$ i $\rho_\downarrow$. (Źródło: Strona domowa grupy badawczej E. Tsymbala - physics.unl.edu/tsymbal)

Przed odkryciem zjawiska GMR zarówno głowice odczytu jak i zapisu były zwykłymi głowicami indukcyjnymi lub głowicami opartymi na wspomnianym powyżej zjawisku AMR. Problem polegał wówczas nie tyle na zapisie co na odczycie danych – przesuwający się pod specjalnie zaprojektowaną cewką (lub układem AMR) nośnik informacji musiał posiadać duże namagnesowane obszary, które odpowiadałyby 1 bitowi informacji. Rozmiar bita informacji był wówczas uwarunkowany niewielką czułością indukcyjnych (lub opartych na AMR) głowic odczytujących i hamował dalszy rozwój tego typu pamięci. Dopiero odkrycie zjawiska GMR otworzyło możliwości pokonania trudności i bardzo szybkiego rozwoju dysków twardych. Rozwój ten dał również początek rozwojowi nowej dziedziny nauki i techniki tzw. spintroniki, której celem jest wykorzystanie spinowego stopnia swobody elektronu do zastosowań w układach elektronicznych. W istocie – efekt GMR jest związany zarówno z transportem ładunku elektrycznego jak i spinu (momentu magnetycznego), a więc jest zjawiskiem wręcz fundamentalnym dla spintroniki.

W praktyce wielkość GMR opisuje się za pomocą różnicy rezystancji w konfiguracji równoległej(P) i antyrównoległej(AP): $GMR = (R_{AP} - R_P)/R_P$. Ważnym jest, aby wielkość ta była jak największa, gdyż wówczas, stany „1” i „0” są od siebie dużo lepiej rozróżnialne. Można więc stwierdzić, że im większy GMR tym bardziej czuła jest głowica odczytu wykorzystująca ten efekt. Na czułość głowicy wpływa jednak jeszcze łatwość przełączania układu z konfiguracji AP do P i odwrotnie. Celem więc jest poszukiwanie układu łatwo przełączalnego i wykazującego jak największy GMR. Efekt gigantycznego magnetooporu silnie zależy od temperatury. Chociaż w bardzo niskich temperaturach może wynosić nawet kilkaset procent [178, 18], to w temperaturze pokojowej nie przekracza on kilkudziesięciu procent [179, 180].

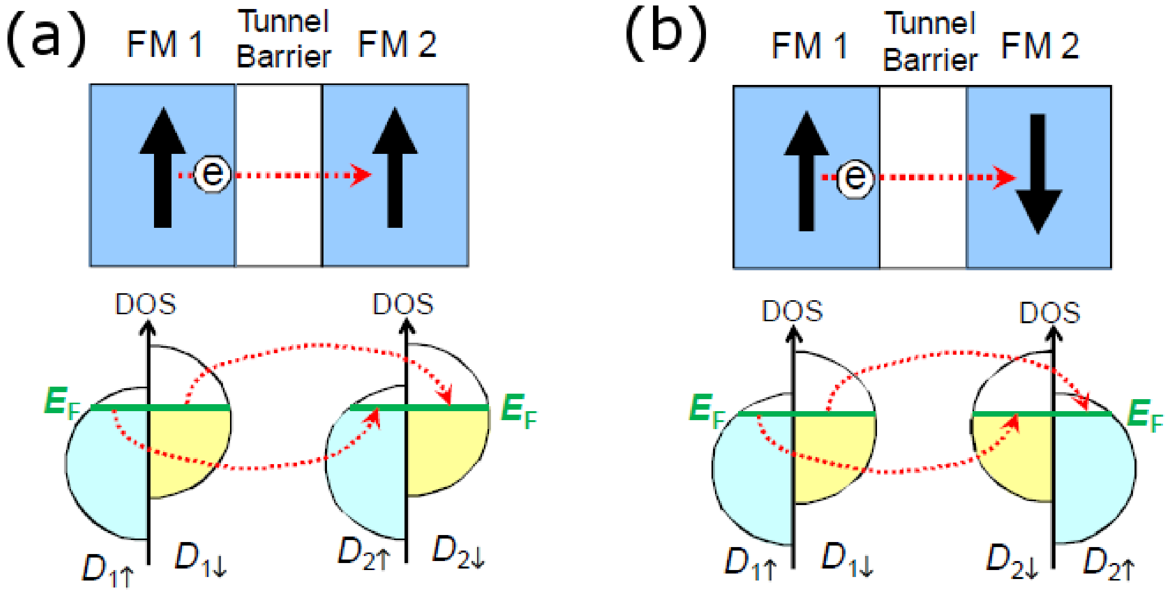
2.2.2. Efekt Tunelowego Magnetooporu(TMR)

Znacznie bardziej efektywnym w wykorzystaniu do głowic odczytujących okazał się efekt tunelowego magnetooporu (TMR). Efekt TMR znany był jeszcze wcześniej niż GMR, jednakże na wiele lat o nim zapomniano. W odróżnieniu od układów GMR, zjawisko TMR obserwowane jest w układach składających się z warstw ferromagnetycznych przedzielonych warstwą izolatora (tzw. złącze tunelowe). Podobnie jak w układach GMR, zmiana wzajemnego namagnesowania warstw ferromagnetycznych (konfiguracja P i AP) powoduje zmianę oporu. Pomimo pozornego podobieństwa zjawisk TMR i GMR, mechanizm fizyczny stojący za tymi dwoma efektami jest zupełnie inny. O ile w zjawisku GMR transport elektronów jest dyfuzyjny lub (rzadziej) balistyczny, o tyle w zjawisku TMR mamy do czynienia z kwantowomechanicznym tunelowaniem przez barierę potencjału, jaką stanowi warstwa izolatora.

W 1975 roku Julière zaobserwował różnice rezystancji w układzie $Fe/GeO/Co$, gdy warstwy żelaza oraz kobaltu namagnesowane zostały równolegle i antyrównolegle. Różnica ta, nazwaną tunelowym magnetooporem i zdefiniowana jako: $TMR = (R_{AP} - R_P)/R_P$, osiągała wartość około 14% w temperaturze 4.2K [19]. Z oczywistych względów wynik ten, jakkolwiek ciekawy, był mało interesujący z punktu widzenia zastosowań w układach pamięciowych. Autor jednak opisał obserwowane przez siebie zjawisko, za pomocą polaryzacji spinowej elektrod, która związana jest bezpośrednio z różnicami gęstości stanów elektronów ze spinem $\uparrow$ i $\downarrow$ przy poziomie Fermiego. Stwierdził on, iż tunelowanie w konfiguracji równoległej jest stanem niskorezystancyjnym, gdyż gęstość stanów na poziomie Fermiego dla elektronów o spinie większościowym jest tak samo (lub bliska) duża w obydwu elektrodach: tej z której elektrony tunelują oraz tej do której tunelują. Schematycznie przedstawiono to na rys.2.3. Analogicznie, dla konfiguracji AP, gęstości stanów dla elektronów o tym samym spinie są różne w dwóch elektrodach, co powoduje, że prąd tunelowy nośników o spinie większościowym jest mniejszy, a to z kolei oznacza dużą rezystancję.

Matematycznie model ten wyraża się poprzez dwa wyrażenia: na polaryzację spinową lewej (prawej) elektrody oraz na TMR. Pierwsze z nich ma postać:

$$P_{L(P)} = \frac{D_{L(P)\uparrow}(E_F) - D_{L(P)\downarrow}(E_F)}{D_{L(P)\uparrow}(E_F) + D_{L(P)\downarrow}(E_F)} \tag{2.1}$$



Rysunek 2.3. Schematyczne przedstawienie złącza tunelowego w (a) konfiguracji P oraz (b) konfiguracji AP. Poniżej wykresy gęstości stanów dla tych dwóch konfiguracji ferromagnetyków; DOS – Density Of States,$D_{\uparrow,\downarrow}$ – gęstości stanów nośników ze spinem $\downarrow$ oraz $\uparrow$). (Źródło: Prezentacja „Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions", S.Yuasa – IEEE Magnetics Society Distinguished Lecturer 2012)

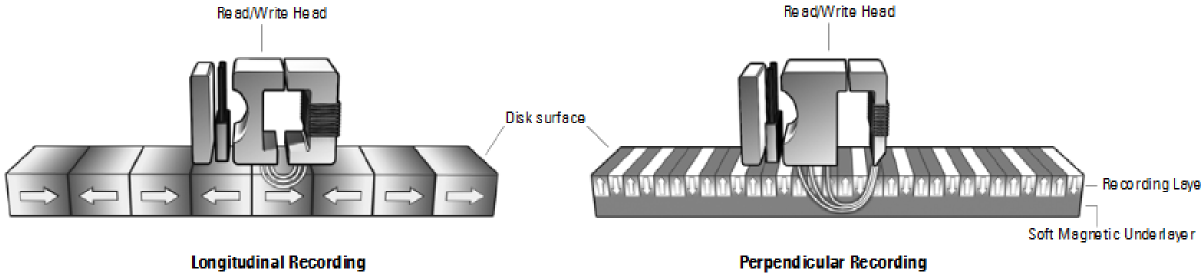
gdzie $D_{L(P)\alpha}(E_F)$ oznacza gęstość stanów dla nośników o spinie $\alpha\ =\uparrow,\downarrow$ na poziomie Fermiego E_F w elektrodzie lewej (L) lub prawej (P). TMR jest wyrażany za pomocą powyższych polaryzacji spinowych jako:

$$TMR = \frac{2P_L P_P}{1 - P_L P_P} \tag{2.2}$$

Początek renesansu TMR można wiązać z eksperymentami J.Moodery, który w 1995 roku zaprezentował pomiary TMR w temperaturze pokojowej, o wartości około 12% [20]. Zmierzony on został w złączu z barierą tunelową z amorficznego $Al_2 0_3$. Kolejnym przełomem w zwiększaniu efektu tunelowego magnetooporu było zastosowanie w złączach barier z krystalicznego MgO. W układach z tym izolatorem udało się osiągnąć wysokie TMR rzędu 220% w temperaturze pokojowej [21]. Teoretyczne obliczenia, przewidujące TMR rzędu ponad 1000% [22], zachęciły do intensywnych badań nad złączami tunelowymi i TMR. Obecnie najwyższą wartością TMR w temperaturze pokojowej jest wynik ok. 600% [23], a głowice odczytu TMR są powszechnie stosowane w twardych dyskach od 2005 roku.

2.2.3. Technologia PMR (Perpendicular Magnetic Recording)

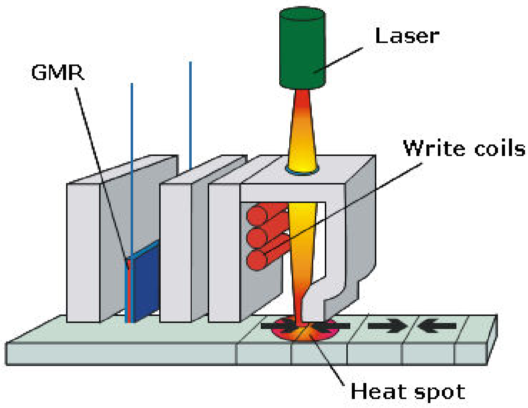
Niejako równolegle, na rynek pamięci wprowadzona została inna technologia, która wraz z odczytującymi głowicami TMR umożliwiła znaczące zwiększenie ilości informacji



Rysunek 2.4. Porównanie zapisu podłużnego(w płaszczyźnie) i zapisu prostopadłego. Opis w tekście. (Źródło:www.wdc.com - Western Digital Website)

zapisywanych na tego typu nośnikach. W 2005 r. japoński koncern *TOSHIBA* zastosował w swych produktach technikę zapisu prostopadłego namagnesowania (*ang.* Perpendicular Magnetic Recording – PMR). Technika PMR bazuje na stosunkowo prostym pomyśle zwiększenia gęstości zapisu informacji na nośniku magnetycznym zaprezentowanym w 1977 roku przez Iwasakiego [25]. Za tym pomysłem stanęły jednak duże problemy realizacyjne, m.in. konstrukcja odpowiedniej głowicy zapisującej oraz poszukiwania odpowiedniego materiału z dużą anizotropią prostopadłą i dużą magnetyzacją nasycenia [24]. Wymagania te musiały być spełnione z powodu istnienia granicy superparamagnetycznej. Granica ta określa minimalne wielkości obszarów ferromagnetyka (*ang.* ferromagnetic grains), które mogą być użyte jako komórki pamięci. Poniżej pewnego krytycznego rozmiaru, użycie ich staje się niemożliwe ze względu na brak stabilności termicznej oraz niski stosunek sygnału do szumu (*ang.* signal-to-noise ratio(SNR)). Problem osiągania granicy superparamagnetycznej pojawił się przy osiągnięciu rozmiarów komórek pamięci przez technologię PMR. Stąd też im mniejsze obszary na których przechowywana jest informacja, tym większa musi być anizotropia. Schematyczne przedstawienie tradycyjnego zapisu „w płaszczyźnie” (*ang.* in-plane recording) i zapisu prostopadłego jest widoczne na rys.2.4.

Technologia PMR wymagała skonstruowania głowicy zapisu, która wytwarzałaby pole magnetyczne o liniach skupionych na bardzo małym obszarze, w taki sposób aby jednocześnie nie wpływało ono na sąsiednie komórki pamięci. Problem ten rozwiązano na drodze zastosowanie podwójej warstwy magnetyka: właściwej warstwy do zapisu(recording layer) z wysoką anizotropią prostopadłą, oraz dodatkową warstwą magnetyka miękkiego(z małą anizotropią). Ta dodatkowa warstwa magnetyka pozwala właśnie na taką modyfikację pola magnetycznego wytwarzanego przez głowicę, iż jego strumień ma dużą wartość jedynie w bliskości zapisywanego obszaru. Własności warstwy miękkiego magnetyka, takie jak: przenikalność magnetyczna, struktura domenowa czy magnetyzacja nasycenia, wpływają na mniej lub bardziej efektywny zapis i odczyt informacji [26]. Materiałem, który jest obcenie proponowany do zastosowań w dwuwarstwowych dyskach PMR jest związek binarny $Co-Pt$. Dodawnie domieszek (np. fosforu) może zmieniać charakter tego związku: od $Co-Pt$ o

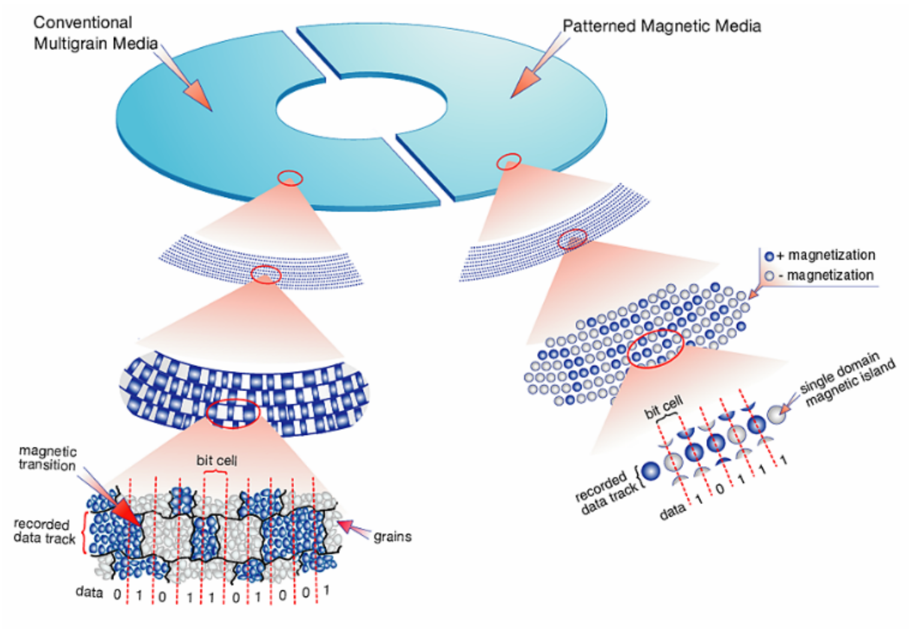


Rysunek 2.5. Schematyczne przedstawienie zapisu z wykorzystaniem technologii HAMR. (Źródło: Hitachi Global Starage Technologies - www.hgst.com)

silnej anizotropii prostopadłej i budowie krystalicznej (magnetyk twardy), do $Co - Pt$ o słabej anizotropii i budowie amorficznej [26]. Co więcej, aktualne prognozy przewidują dalszy wzrost gęstości zapisu na twardych dyskach z obecnych $625Gb/in^2$ do ponad $1000Gb/in^2$ w ciągu najbliższych kilku lat.

2.2.4. Technologia HAMR(Heat Assisted Magnetic Recording)

Pomimo sukcesów związanych z technologią PMR, barierę dla jej dalszego rozwoju wciąż stanowi granica superparamagnetyczna. Zwiększenie anizotropii, które prowadzi do zwiększenia stabilności termicznej staje się również niemożliwa ze względu na ograniczenia maksymalnej wartości pola magnetycznego wytwarzanego przez głowice zapisujące (ok. $2.5T$) [27]. Pomimo trudności, rozwijaną obecnie technologią umożliwiającą dalsze zwiększanie gęstości zapisu dysków jest technologia $HAMR$ (*ang.* Heat Assisted Magnetic Recording) [27]. Schematycznie jest ona ujęta na rys.2.5. W istocie jest to technologia wykorzystująca zapis magnetooptyczny. Wiązka lasera nagrzewa warstwę magnetyka o dużej anizotropii. Anizotropia wraz z temperaturą maleje, dzięki czemu można zapisać informację przy użyciu stosunkowo małego pola magnetycznego pochodzącego z odpowiednio skonstruowanej głowicy. Zapisany informacją(namagnesowany) obszar magnetyka zostaje następnie ochłodzony, dzięki czemu wraz z ponownym wzrostem anizotropii staje się on stabilną termicznie komórką pamięci. Technologia $HAMR$ pozwoliłaby przekroczyć gęstość zapisu znacznie powyżej $1Tb/in^2$. Obecnie dzięki $HAMR$ udaje się nieznacznie przekroczyć gęstość zapisu $1Tb/in^2$ [29].



Rysunek 2.6. Różnica pomiędzy klasyczną powierzchnią dysku twardego, zawierającą duże obszary o różnym namagnesowaniu, oraz powierzchnią wytrawioną w technologii BPM z widocznymi małymi obszarami o różnym namagnesowaniu. (Źródło: Hitachi Global Starage Technologies - www.hgst.com)

2.2.5. Technologia MAMR(Microwave Assisted Magnetic Recording)

Technologia MAMR jest zbliżona, jeśli chodzi o ideę wspomagania zapisu, do technologii HAMR opisanej powyżej. W tym przypadku, aby łatwiej było przemagnesować komórkę pamięci, naświetla się ją promieniowaniem mikrofalowym o odpowiednio dobranej częstotliwości [46]. Dzięki rezonansowemu oddziaływaniu magnetyzacji z mikrofalami i związanemu z nim przekazowi energii, obniżyć można wartość magnetycznego pola krytycznego potrzebnego do zapisu(przemagnesowania) komórki pamięci [46]. Według pomysłodawców - Zhu i in. - generator mikrofal byłby umieszczony na głowicy zapisującej dysku i miałby postać specjalnie zaprojektowanego złącza. Generacja mikrofal w tego typu układach jest również przedmiotem niniejszej rozprawy, i zostanie omówiona szerzej w późniejszych rozdziałach.

2.2.6. Technologia BPM(Bit Patterned Media)

Inną drogą pozwalającą przekroczyć granicę $1Tb/in^2$ jest stworzenie specjalnie zaprojektowanych dysków dzięki technologii BPM (*ang.* Bit Patterned Media). Polega ona na nanolitograficznym trawieniu na powierzchni dysku, jednodomenowych obszarów(wysp) magnetycznych(por. rys.2.6). Technologia ta w chwili obecnej pozwala na osiągnięcie gęstości zapisu informacji nawet około $3.3Tb/in^2$ [29]. Szacuje się, że obie te technologie($HAMR$,

BPM) zastosowane jednocześnie, pozwolą osiągnąć granicę gęstości zapisu informacji na dyskach rzędu $100Tb/in^2$ [27].

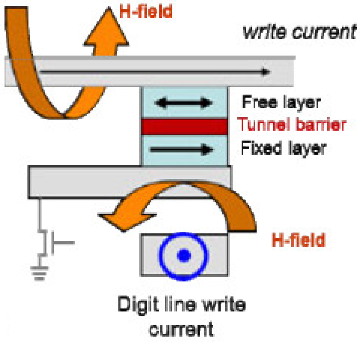
Wszystkie opisywane powyżej technologie dysków HDD mają jednak swoje mankamenty. Po pierwsze zawierają elementy mechaniczne – nośnik informacji obraca się, głowice odczytu i zapisu są ruchome. To sprawia, że tego typu urządzenia charakteryzują się stosunkowo małą szybkością zapisu i odczytu informacji. Ponadto, obecność tych elementów w dyskach HDD sprawia, iż narażone są one na uszkodzenia mechaniczne. Pomimo, iż do utrzymania zapisanej informacji nie jest potrzebne żadne źródło energii, to jednak sama praca elementów mechanicznych może pochłaniać jej znaczące ilości [181].

2.2.7. Pamięci FLASH

Pierwszymi próbami połączenia zalet pamięci masowych z zaletami pamięci RAM, było stworzenie pod koniec lat 80. XX. wieku i wdrożenie do produkcji przez koncern *Intel* pamięci typu $Flash$ [13]. Pamięci te łączą cechy trwałości zapisu, tj. nie pobierają energii podczas przechowywania informacji(podobnie jak nośniki magnetyczne) oraz szybkości zapisu/odczytu informacji. Ich zaletą w stosunku do tradycyjnych dysków twardych, będących przez lata najpopularniejszymi pamięciami masowymi, jest to, że nie zawierają elementów mikromechanicznych. Szybkość dostępu do informacji jest zatem większa niż w dyskach magnetycznych, zaś podatność na usterki mechaniczne mniejsza. To stanowi powód ich wielkiego sukcesu komercyjnego. Wydaje się nawet, że klasyczne dyski twarde zostaną wyparte przez pamięci typu $Flash$. Z drugiej zaś strony uważa się, iż te dwa typy pamięci są względem siebie komplementarne i w obecnych niektórych zastosowaniach są niezastąpione jedne przez drugie [14]. Ponadto problemami związanymi z pamięciami $Flash$ są ich stosunkowo niska trwałość (szacowana na 10^5 cykli zapisu/odczytu), oraz znacznie mniejsza szybkość odczytu/zapisu niż w pamięciach RAM. To jednak nie wszystko – pamięci $Flash$, choć bardziej wydajne niż dyski HDD, wciąż jednak pobierają stosunkowo dużo energii podczas zapisu informacji, a zwiększanie gęstości zapisu powoduje problemy z utrzymaniem wydajności i pozostałych parametrów tych pamięci na niezmienionym poziomie.

2.2.8. Magnetyczna pamięć RAM

Pamięć magnetyczna RAM, zwana dalej pamięcią *MRAM*, jest innym z rozwiązań mających zalety pamięci trwałej oraz pamięci swobodnego dostępu RAM. Działanie tego typu pamięci oparte jest na zjawisku TMR, a sama pamięć złożona jest z matrycy magnetycznych złącz tunelowych (MTJ) stanowiących pojedyncze komórki pamięci. Możliwość wykorzystania złącza tunelowego jako komórki pamięci została zauważona przez grupę Sturata Parkina z IBM w 1997 r. [40]. W dwa lata później, autorzy pomysłu zrealizowali go i zaprezentowali działający układ. Jego trzon składał się z nieruchomej magnetycznie warstwy referencyjnej

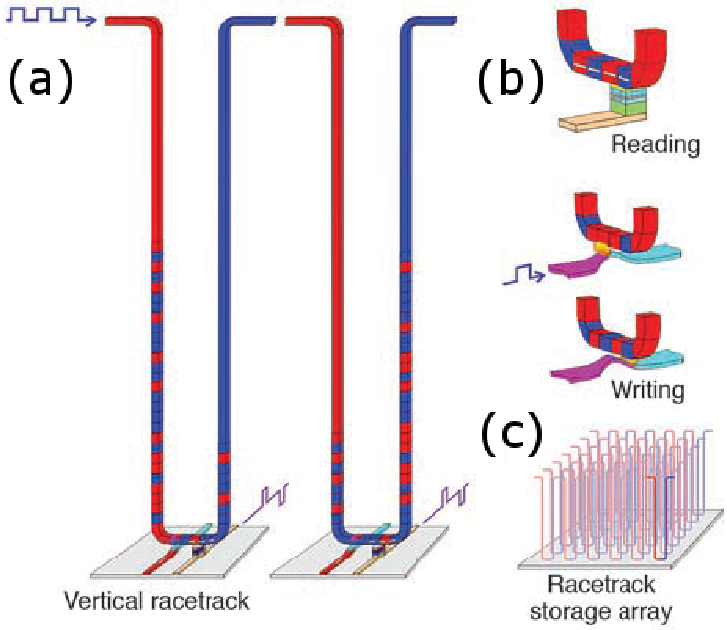


Rysunek 2.7. Schemat architektury pamięci MRAM: do warstwy referencyjnej podłączona jest linia odczytu, do warstwy swobodnej jedna z linii zapisu danych. Poniżej warstwy referencyjne ulokowana jest druga z linii zapisu wytwarzająca dodatkowe pole Oersteda. (Źródło: EETimes.com)

kobaltu (Co), bariery tunelowej Al_2O_3 i swobodnej warstwy magnetycznej (Ni_60Fe_40) [39]. Warstwa referencyjna i swobodna każdego ze złącz połączona została trzema przewodnikami - dwoma liniami zapisu i jedną linią odczytu, w sposób przedstawiony na rys.2.7. Zapis bitu polega na przepuszczeniu prądu przez 2 linie zapisu. Wówczas pole Oersteda powstające wokół obu tych linii dodaje się na ich przecięciu, w miejscu gdzie ulokowane jest złącze tunelowe. Tak otrzymane wypadkowe pole Oersteda może obrócić magnetyzację warstwy swobodnej. Jest ono jednak zbyt słabe aby zainicjować zmianę kierunku magnetyzacji warstwy referencyjnej. Operacja odczytu polega z kolei na przepuszczeniu prądu tunelowego przez dane złącze przy użyciu linii zapisu przytwierdzonej do warstwy swobodnej i linii odczytu związanej z warstwą referencyjną. W zależności od tego czy warstwa referencyjna i swobodna są w stanie równoległym (P) czy antyrównoległym (AP), opór złącza jest mniejszy bądź większy. Tak więc, dzięki zjawisku TMR rozróżnialne są bity „1" i „0". W jednym z pierwszych prototypów opisanego wyżej układu, grupa Stuarta Parkina uzyskała wielkość TMR dla pojedynczego złącza rzędu 40% w temperaturze pokojowej [39], przy rozmiarze złącza $0.3 \times 0.8\mu m^2$. Choć parametry te, z obecnej perspektywy nie wydają się zbyt obiecujące, to dały one impuls do dalszych prac nad tego typu układami. Wspomnieć tutaj należy, że już w 4 lata później, tj. w roku 2003, koncern *Motorola* skomercjalizował pamięci MRAM w konfiguracji zaproponowanej niewiele wcześniej przez naukowców z *IBM*.

2.2.9. Racetrack Memory

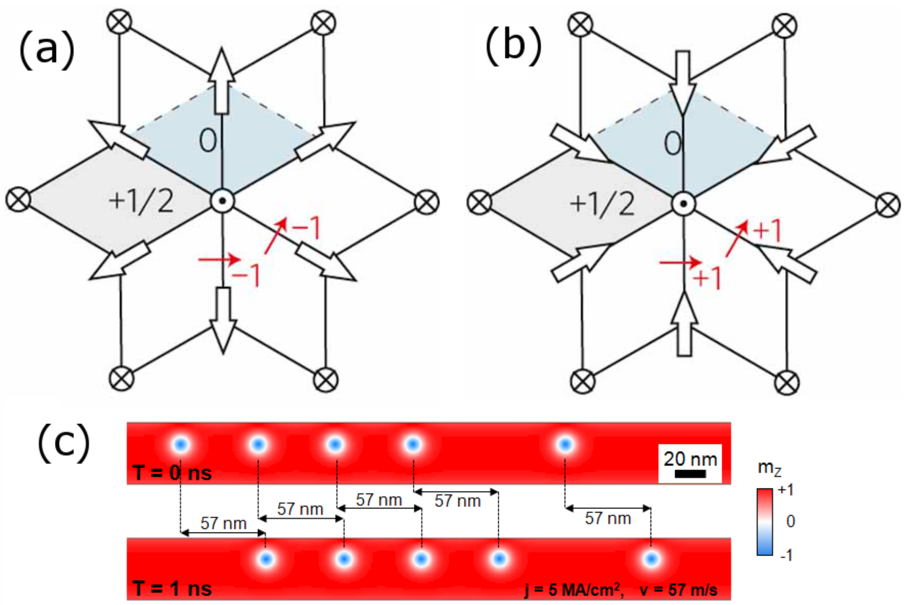
Kolejnym pomysłem zaproponowanym przez S.S.P. Parkina z *IBM*, jest typ pamięci magnetycznej składający się z gęstej siatki nanodrutów ferromagnetycznych [37]. Wzdłuż każdego z nanodrutów istniałyby niewielkie obszary domen magnetycznych. Odczyt danych polegałby na koherentnym przesuwaniu ścian domenowych przy użyciu prądu w drucie



Rysunek 2.8. Schemat pamięci typu Racetrack: (a) nanodrut ferromagnetyczny z przeciwnie namagnesowanymi domenami, (b) schemat zapisu i odczytu danych, (c) matryca nanodrutów stanowiąca jeden chip pamięci. (Źródło: [37])

ulokowanym ponad głowicą odczytu TMR. Schemat pamięci tego typu, zwanej pamięcią Racetrack, zaprezentowany jest na rys.2.8. Pamięć Racetrack nie zawiera elementów mechanicznych, a szybkość odczytu danych związana jest z szybkością przesuwania ścian domenowych oraz rozmiarami bitu [38]. Rozwój pamięci Racetrack idzie więc w kierunku zwiększania gęstości zapisu na nanodrucie, efektywnego przesuwania bitów oraz ich zapisu, jak również optymalizacji wszystkich wymienionych procesów. Obecne propozycje zwiększenia gęstości zapisu, w opisywanym typie pamięci, opierają się na zastosowaniu tzw. magnetycznych skyrmionów [42] [43].

Magnetyczne skyrmiony są to nietrywialne a zarazem najmniejsze (rzędu kilku nm) znane stabilne topologicznie i niekolinearne konfiguracje namagnesowania. Znajdowane są one w układach o złamanej symetrii inwersji w obecności oddziaływań Działoszyńskiego-Moriya. Takim układem może być np. cienka warstwa magnetyka z anizotropią prostopadłą, nałożona na inną warstwę niemagnetyczną wykazująca duże oddziaływanie spinowo-orbitalne [44]. Same skyrmiony mają tę właściwość, iż charakteryzująca je wielkość $S = 1/4\pi \int_A \vec{M} \cdot (\frac{\partial \vec{M}}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial x})dxdy$, zwana ładunkiem topologicznym przyjmować może dwie wartości $S = +1$ i $S = -1$. Schematyczne ujęcie takich sytuacji jest przedstawione na rys.2.9(a) i (b). Wspomniana własność może być zatem wykorzystana do kodowania bitu informacji. Zwiększenie gęstości zapisu, dzięki zastosowaniu skyrmionów, wedle szacunków może być dziesięciokrotne [44]: odległość pomiędzy dwoma bitami może zostać zredukowana z ok. 50 nm do około kilku



Rysunek 2.9. Schematyczna konfiguracja magnetyzacji w skyrmionach (magnetyzacja wskazywana przez strzałki): ładunek topologiczny $S = 1$ (a) i $S = -1$ (b), symulacje numeryczne ruchu skyrmionów pod wpływem spinowo spolaryzowanego prądu (c).(Źródło: [42], [47])

nm. Zarówno kreacja oraz anihilacja jednego skyrmiona jak i jego przemieszczanie jest związane z oddziaływaniem spinowo spolaryzowanego prądu z magnetyzacją ośrodka przez który on przepływa [42, 43]. Na rysunku 2.9(c) pokazany został przykładowy ruch układu skyrmionów pod wpływem przepływającego prądu [42]. Poza pożądanymi małymi rozmiarami skyrmionów, również pod tym względem są one obiecujące jeśli chodzi o zastosowanie w pamięciach Racetrack. Przemieszczanie ścian domenowych w tego rodzaju pamięciach jest oparte wprawdzie o ten sam efekt, ale prąd (rzędu $10^2 A/cm^2$! [45]) przy którym obserwuje się ruch skyrmionów jest znacznie niższy niż dla ścian domenowych o blisko 5 rzędów wielkości.

2.3. Podsumowanie rozdziału

W zaprezentowanym powyżej przeglądzie przedstawiono pokrótce rozwój układów pamięciowych stosowanych w układach elektronicznych. Przegląd ten objął zarówno wciąż rozwijane pamięci RAM w różnych jej niestandardowych opcjach, jak również klasyczne pamięci masowe i związane z nimi nowe idee mające poprawić ich parametry. W dalszej części pracy zostaną przedstawione układy, których działanie opiera się na interakcji pomiędzy właściwościami magnetycznymi a elektrycznymi, tj. prądem elektronów. Efekt oddziaływania spinowo spolaryzowanego prądu na lokalne momenty magnetyczne jest znany pod nazwą indukowanego prądem spinowym transferu momentu siły (STT). Ponieważ jest ono kluczowym efektem dla niniejszej rozprawy, zostanie mu poświęcony następny rozdział.

3. Zjawisko Indukowanego Prądem Spinowym Transferu Momentu Siły (Spin Transfer Torque Effect)

Jak można było już zauważyć w poprzednim rozdziale, możliwość manipulacji momentem magnetycznym przy użyciu jedynie prądu, tj. bez konieczności użycia zewnętrznego pola magnetycznego, jest kluczowa z punktu widzenia zastosowań do nowoczesnych układów pamięciowych. Zjawisko oddziaływania spolaryzowanego spinowo prądu elektronów przewodnictwa ze zlokalizowanym momentem magnetycznym ośrodka zostało po raz pierwszy przewidziane przez L. Bergera w 1978 roku [52] w kontekście możliwego zastosowania go do przesuwania prądem ścian domenowych ferromagnetyka. Idea zaproponowana przez Bergera, choć zweryfikowana eksperymentalnie, została na dłuższy czas zapomniana. Wiązało się to z olbrzymimi wartościami prądów koniecznych do zaobserwowania efektu w próbkach (ok. $40A$ [53]), które wówczas były technologicznie możliwe do wykonania. Berger w swojej pracy nie wgłębiał się w szczegóły mechanizmu opisywanego oddziaływania, a jedynie stwierdził, iż takie oddziaływanie wynika z zasad mechniki kwantowej, a dokładnie z istnienia oddziaływań wymiennych pomiędzy spinami.

Kolejnym milowym krokiem była teoretyczna praca J. Slonczewskiego z roku 1989 [48]. Slonczewski opisał w niej oddziaływanie pomiędzy dwoma ferromagnetykami o niekolinearnych momentach magnetycznych, przedzielonymi barierą tunelową. Z opisu tego, zakładającego rozszczepioną spinowo paraboliczną strukturę pasmową ferromagnetyka, wynikało, że obie warstwy magnetyczne wywierają na siebie moment siły nie tylko w obecności różnicy potencjałów pomiędzy warstwami magnetycznymi, ale również w sytuacji równowagowej, tj. gdy prąd ładunkowy nie płynie. Słonczewski pokazał, że w takich warunkach tzw. prąd spinowy, związany z transportem spinowego momentu pędu, może być niezerowy. Zgodnie z przypuszczeniami Slonczewskiego, moment siły związany z przepływem prądu spinowego, mógł wzbudzić oscylacje momentu magnetycznego w warstwach przez które ów prąd przepływa. Pod koniec lat 80., kiedy praca Slonczewskiego ukazała się, nie było jednak możliwości, aby opisywany efekt zaobserwować. Wiązało się to brakiem odpowiednich narzędzi, które umożliwiłyby nanolitograficzne wytwarzanie złącz tunelowych o stosunkowo małej rezystancji. Eksperymentatorzy nie mogli więc przepuścić przez układ odpowiednio dużego prądu, niezbędnego do zaobserwowania zjawiska [53], bez wydzielania przy tym ogromnych ilości ciepła Joule'a [49] czyniącego obserwację efektu niemal niemożliwą.

Przełomowym rokiem okazał się 1996, kiedy to J.Slonczewski i L.Berger niezależnie przewidzieli możliwość zaobserwowania zjawiska indukowanego prądem spinowym transferu momentu siły (wówczas już tak nazwanego) w metalicznych układach wielowarstwowych [49, 50]. Układy rozpatrywane przez autorów nie zawierały barier tunelowych, które zastąpione zostały metalicznymi przekładkami niemagnetycznymi. Tego rodzaju złącza metaliczne były wówczas badane w eksperymentach związanych z odkrytym kilka lat wcześniej efektem GMR. Charakteryzowały się one stosunkowo małą rezystancją, stąd przy relatywnie małym prądzie ładunkowym, można było zaobserwować efekty dynamiczne związane z indukowanym prądem spinowym momentem siły działającym na magnetyzację jednej z warstw. Wkrótce po publikacji prac Slonczewskiego i Bergera efekty te rzeczywiście zaczęto obserwować jako zmiany rezystancji w litograficznie preparowanych układach GMR. Zmiany te związane były ze zmianami kierunku magnetyzacji warstw magnetycznych [57, 56, 54, 55] pod wpływem wywieranego na nie momentu siły pochodzącego od przepływających, niekolinearnie względem nich spolaryzowanych spinowo nośników prądu. Można więc stwierdzić, że efekt STT należy do tej nielicznej grupy zjawisk, przewidzianych wpierw przez teoretyków, a po latach potwierdzonych eksperymentalnie.

3.1. Kwantowomechaniczny opis zjawiska STT - model swobodnych elektronów

Jak wiadomo z elementarnego kursu mechaniki kwantowej, elektron należy do cząstek zwanych fermionami posiadających spin połówkowy ($S = 1/2$). Pojęcie spinu, jako pewnej wielkości odpowiedzialnej za dwa stany polaryzacyjne elektronu, wprowadzili w 1925 r. Uhlenbeck i Goudsmit, a 2 lata później W. Pauli nadał mu formę matematyczną [59]. Niedługo potem, w 1928 roku, okazało się również, że spin pojawia się jako naturalna konsekwencja uzgadniania mechaniki kwantowej ze szczególną teorią względności. Fakt ten zauważył Dirac rozwiązując swoje słynne równanie dla przypadku cząstki swobodnej. I choć w zagadnieniach poruszanych w tej rozprawie nie będziemy poruszać zagadnień związanych z relatywistyczną mechaniką kwantową, to interesujący i kluczowy będzie wspomniany już fakt, iż każdy elektron mający swój wkład do prądu elektrycznego niesie ze sobą nie tylko ładunek elektryczny, ale również spin, zwany równie często własnym momentem pędu.

Zjawisko STT opisane krótko we wstępie do niniejszego rodziału nie byłoby możliwe gdyby spin elektronu nie istniał. Spin (spinowy moment pędu) jak każda inna zachowywana wielkość fizyczna, może być przekazana z jednego układu do drugiego. I tak się również dzieje w przypadku zjawiska STT. Polega ono w swej istocie na przekazie części spinowego momentu pędu nośników prądu do warstwy magnetycznej[1] przez którą nośniki te przepływają. Przekaz spinowego momentu pędu powoduje powstanie momentu siły (obrotowego), który z kolei może wywołać dynamikę wektora magnetyzacji w warstwie magnetyka.

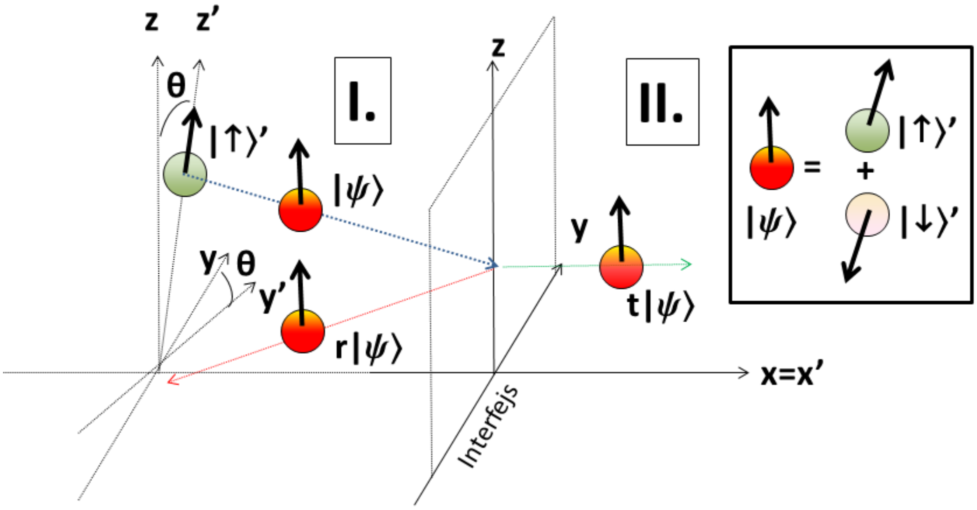
Przy opisie transportu ładunku i spinu posługujemy się pojęciem tzw. prądu spinowego. Nie jest to zwykły prąd ładunkowy. W ogólnym przypadku prąd ładunkowy przy braku gradientu potencjału elektrochemicznego jest równy zero, natomiast prąd spinowy może być nawet wówczas różny od zera. W bardzo prostym obrazie, prąd spinowy jest to prąd jednakowo spolaryzowanych spinowo nośników. Innymi słowy, gdy wśród przepływających elektronów, tyle samo nośników ma spin o rzucie $+\hbar/2$ ($\uparrow$) i $-\hbar/2$ ($\downarrow$), wówczas prąd spinowy jest równy zero. Gdy powstaje jakakolwiek nierównowaga w ilości elektronów ze spinem $\uparrow$ i $\downarrow$ wówczas prąd spinowy jest różny od zera.

Z punktu widzenia opisu kwantowomechanicznego, prąd spinowy jest iloczynem zewnętrznym[2] średniej prędkości elektronu i gęstości spinowej ($\hat{J}_S = \vec{v} \bigotimes \vec{s}$). Jest to więc tensor o 9 składowych łączący ruch elektronu (wektor falowy) ze spinowym stopniem swobody. Jego gęstość (na jednostkę objętości) dla pojedynczego elektronu o wektorze falowym $\vec{k}$ można zapisać w sposób bardziej ścisły jako [53]:

$$\hat{j} = \frac{\hbar^2}{2m} \mathrm{Im}(\Psi^*_{\vec{k}} \vec{\sigma} \bigotimes \nabla \Psi_{\vec{k}}) \tag{3.1}$$

Wielkość $\Psi_{\vec{k}}$ jest tutaj dwuskładnikowym spinorem odpowiadającym funkcjom falowym elektronu w stanie o wektorze falowym $\vec{k}$ ze spinem $\downarrow$ i $\uparrow$, natomiast $\vec{\sigma}$ jest wektorem, którego trzema składowymi są macierze Pauliego, tj. $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$. Tak zdefiniowany prąd spinowy, w odróżnieniu od prądu ładunkowego, nie jest wielkością zachowaną. W rzeczywistości długość „życia" przepływającego spinu w przewodniku jest ograniczony przez tzw. długość koherencji spinowej (rzędu $10\mu m$), po przebyciu której może on zmienić swój stan spinowy. Koherencja spinowa związana jest z obecnością szczególnych procesów rozpraszania (procesy typu *spin-flip*), oraz np. ze sprzężeniem spinowo-orbitalnym [60]. W złączach metalicznych i tunelowych, których grubości warstw są rzędu nanometrów, odległości przebywane przez nośniki spinu są znacznie mniejsze. Nieciągłość prądu spinowego pojawia się jednak przy interfejsach typu magnetyk/magnetyk lub niemagnetyk/magnetyk. Nieciągłość ta pojawia się również w czasie przepływu prądu spinowego przez cienką warstwę magnetyczną o innej polaryzacji spinowej niż przechodzący przez nią prąd. Różnica, pomiędzy prądem spinowym wchodzącym do i wychodzącym z obszaru interfejscu (bądź obszaru cienkiego magnetyka), jest więc częścią prądu spinowego zaabsorbowaną przez materiał magnetyczny. Slonczewski [48] pokazał, a Stiles [53] prosto wyjaśnił, że zaabsrobowaną składową prądu spinowego,

[1] tj. przekaz do zlokalizowanych momentów magnetycznych w tej warstwie
[2] Iloczyn zewnętrzny dlatego, że dotyczy iloczynu elementów należących do dwóch róznych przestrzeni: przestrzeni położeń i przestrzeni spinowej



Rysunek 3.1. Elektron ze spinem ↑' (oś kwantyzacji spinu z') wpływający do obszaru z innym kierunkiem osi kwantyzacji spinu (z). Ten sam stan spinowy ↑ w układzie $oxyz$ jest wyrażony jako liniowa kombinacja stanów ↑' i ↓' w układzie $ox'y'z'$, stan może ulec odbiciu od interfejscu z prawdopodobieństwem $|r|^2$ lub przetransmitowany do obszaru II z prawdopodobieństwem $|t|^2$.

jest składowa poprzeczna (prostopadła) do magnetyzacji ośrodka, do której ów prąd spinowy wpływa.

Aby podeprzeć powyższe stwierdzenia stosunkowo prostymi argumentami obliczeniowymi, rozważyć należy (za Ralphem i Stilesem [53]) elektron o spinie ↑, przechodzący przez granicę dwóch obszarów (patrz rys.3.1). Elektron ten jest spolaryzowany spinowo wzdłuż osi z', co oznacza, że w układzie współrzędnych $ox'y'z'$ rzut jego wektora spinu na oś z' wynosi $+\frac{\hbar}{2}$. Zakładamy, że jego ruch odbywa się w kierunku prostopadłym do granicy obszarów I i II, tj. wzdłuż osi $x = x'$.[3] Zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej, w układzie $ox'y'z'$ elektron o spinie ↑ znajduje się w stanie opisywanym wektorem kolumnowym:

$$|\uparrow\rangle' = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

W obszarze II wyróżnionym jest z kolei kierunek z, będący jednocześnie osią kwantyzacji spinu. Wyróżnienie innego kierunku w tym obszarze może być związane z jego niekolinearnym namagnesowaniem względem namagnesowania obszaru I. W celu poprawnego opisu elektronu po obu stronach interfejsu, wprowadzamy zarówno w obszarze I jak i II układ współrzędnych $oxyz$. Zakładamy, że nowy układ współrzędnych jest obrócony o kąt $-\theta$ (względem $ox'y'z'$) wokół osi x. Zgodnie z tranformacjami podanymi w dodatku A (por. wyrażenie (A.5)), stan

[3] Na rysunku 3.1 strzałki wskazujące na kierunek ruchu nie są prostopadłe do interfejsu dla większej przejrzystości schematu.

spinowy elektronu w układzie współrzędnych $oxyz$ musi zostać zapisany w postaci:

$$|\Psi\rangle = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ i\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} = \cos\frac{\theta}{2}\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2}\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \cos\frac{\theta}{2}\,|\uparrow\rangle' + \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2}\,|\downarrow\rangle' \tag{3.2}$$

Powyższy spinowy stan kwantowy zawiera jedynie część informacji o elektronie. Pozostała część zawarta jest przestrzennej części funkcji falowej $\psi(\vec{r}) = \psi(x)$. Ponieważ rozważamy ruch w kierunku osi $x = x'$, więc tej części nie musimy transformować do nowego układu współrzędnych. Przyjmujemy, że część przestrzenna funkcji falowej ma postać fali płaskiej. W obszarze I mamy zatem fale padającą i odbitą:

$$\Psi_{\mathrm{I}} = (\mathrm{e}^{\mathrm{ikx}} + \mathrm{re}^{-\mathrm{ikx}})\,|\Psi\rangle = (\mathrm{e}^{\mathrm{ikx}} + \mathrm{re}^{-\mathrm{ikx}})(\cos\frac{\theta}{2}\,|\uparrow\rangle' + \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2}\,|\downarrow\rangle')$$

lub

$$\Psi_{\mathrm{I}} = \mathrm{e}^{\mathrm{ikx}}\begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} + \mathrm{e}^{-\mathrm{ikx}}\begin{pmatrix} \mathrm{r}_{\uparrow}\cos\frac{\theta}{2} \\ \mathrm{ir}_{\downarrow}\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{\mathrm{I}\uparrow} \\ \psi_{\mathrm{I}\downarrow} \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

gdzie $\mathrm{r}_{\uparrow,\downarrow}$ oznaczają współczynniki odbicia związane ze spinowym stanem $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$. Analogicznie, w obszarze II mamy tylko falę biegnącą (bez odbitej) ze współczynnikami transmisji $\mathrm{t}_{\uparrow}$ i $\mathrm{t}_{\downarrow}$:

$$\Psi_{\mathrm{II}} = \mathrm{e}^{\mathrm{ikx}}\begin{pmatrix} \mathrm{t}_{\uparrow}\cos\frac{\theta}{2} \\ \mathrm{it}_{\downarrow}\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{\mathrm{II}\uparrow} \\ \psi_{\mathrm{II}\downarrow} \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

Dla uproszenia nie podajemy tutaj przyczyn dla jakich amplitudy fal odbitych (przetransmitowanych) są różne dla 2 stanów spinowych. Uproszczeniem jest również równość wektora falowego w obu obszarach i dla obu stanów spinowych, tj. $\mathrm{k}_{\mathrm{I}\uparrow} = \mathrm{k}_{\mathrm{I}\downarrow} = \mathrm{k}_{\mathrm{II}\uparrow} = \mathrm{k}_{\mathrm{II}\downarrow}$. Mając przygotowaną funkcję falową (w postaci dwuskładnikowaego spinora), możemy obliczyć 3 elementy (odpowiadające trzem składowym wektora operatora spinu i jednej składowej przestrzennej x) tensora prądu spinowego zdefiniowanego równaniem (3.1), która tożsama jest z wyrażeniami na składowe gęstości prądu spinowego z pracy [58]:

$$\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{xx}} = \mathrm{Im}\left(\frac{i\hbar^2}{2m}\left[\frac{d\psi_{\uparrow}^*}{dx}\psi_{\downarrow} - \psi_{\uparrow}^*\frac{d\psi_{\downarrow}}{dx}\right]\right) \tag{3.5}$$

$$\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{xy}} = \mathrm{Re}\left(\frac{i\hbar^2}{2m}\left[\frac{d\psi_{\uparrow}^*}{dx}\psi_{\downarrow} - \psi_{\uparrow}^*\frac{d\psi_{\downarrow}}{dx}\right]\right) \tag{3.6}$$

$$\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{xz}} = \frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}\left[\psi_{\uparrow}^*\frac{d\psi_{\uparrow}}{dx} - \psi_{\downarrow}^*\frac{d\psi_{\downarrow}}{dx}\right] \tag{3.7}$$

Podstawiając za składowe spinora wyrażenia (3.3) i (3.4) można pokazać [53] (szczegółowe przeliczenia patrz dodatek A), że składowa z prądu spinowego po obu stronach interfejsu jest taka sama, natomiast składowe x oraz y są w obu obszarach różne [53]:

$$\hat{j}_{xz,\mathrm{II}} - \hat{j}_{xz,\mathrm{I}} = 0$$

oraz

$$\hat{j}_{xy,\mathrm{II}} - \hat{j}_{xy,\mathrm{I}} = -\frac{\hbar^2 k}{2m}\sin\theta\left[1 - \mathrm{Re}\left(t_\uparrow t_\downarrow^* + r_\uparrow r_\downarrow^*\right)\right] \tag{3.8}$$

$$\hat{j}_{xx,\mathrm{II}} - \hat{j}_{xx,\mathrm{I}} = \frac{\hbar^2 k}{2m}\sin\theta \mathrm{Im}\left(t_\uparrow t_\downarrow^* + r_\uparrow r_\downarrow^*\right)$$

Oznacza to, że różnica w prądzie spinowym po obu stronach interfejsu jest niezerowa i jest przekazywana w postaci momentu siły do obszaru II, który może być utożsamiany z cienkim ferromagnetykiem. Wniosek ten opiera się na założeniu, że prąd spinowy jest zachowany, co ma miejsce, gdy rozpatrujemy układy znacznie mniejsze od drogi koherencji spinowej, np. w przypadku cienkich warstw. Skoro zatem prąd spinowy jest w tych układach zachowany, to jego brakująca „część” musi być absorbowana przez ferromagnetyk w obszrze II. Należy przy tym zwrócić uwagę, że jeśli nie ma zmiany kierunku osi kwantyzacji spinu nośników ($\theta = 0, \pi$), to wszystkie składowe prądu spinowego są zachowane. Podobnie, nie zaobserwujemy przekazu momentu siły (poprzez prąd spinowy)[4] gdy współczynniki odbicia i transmisji są jednakowe dla obu stanów spinowych: $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$. W przeciwnym razie zaabsorbowanymi składowymi prądu spinowego będzie więc składowa x (prostopadła do powierzchni warstw, a jednocześnie płaszczyzny rozpiętej przez osie z i z') oraz składowa y (leżąca w tej płaszczyźnie). W takiej konfiguracji, przyjęło się, iż sumę wszystkich wkładów (sumowanie po wektorze falowym $\vec{k}$ każdego elektronu) do prądu spinowego do składowej x nazywa się składową „out-of-plane” (prostopadłą), gdyż jest prostopadła do płaszczyzny wyznaczonej przez polaryzację spinową nośnika wpływającego i magnetyzacji ośrodka. Analogicznie, wszystkie wkłady do składowej y nazywa się składową równoległą lub „in-plane”(w płaszczyźnie), gdyż leży w tejże płaszczyźnie.

W literaturze przedmiotu zdarza się również, że obie te składowe łączone są z tzw. konduktancją mieszaną [60]. Koncepcja kondutancji mieszanej została wprowadzona przez Brataasa, Nazarova i Bauera, do opisu transportu spinu przez interfejsy metalicznych elementów o niekolineranej magnetyzacji tj. typu $F|N|F$ (Ferromagnetyk | Niemagnetyk | Ferromagnetyk). O ile konduktancje spinowo zależne $G^\uparrow$ i $G^\downarrow$ wiążą się wprost proporcjonalnie z prawdopodobieństwem transmisji elektronu o danym spinie przez interfejs (*vide* formuła Landauera), to konduktancje mieszane, w najprostszym przypadku mające formę: $G^{\uparrow\downarrow} \propto \left(1 - r^\uparrow r^{\downarrow *}\right)$, tj. będące proporcjonalne do spinowo zależnych współczynników odbicia, mają nieco inną interpretację fizyczną. Opisują one obrót spinu wokół, niekolinearnego względem

[4] jednostką prądu spinowego zdefiniowanego równaniem (3.1) jest : $[\hat{j}] = \frac{[J]}{[m^2]}$, co można odczytywać jako moment siły na jednostkę powierzchni interfejsu

jego własnej osi kwantyzacji, wektora magnetyzacji warstwy do której wpłynął [61]. Jest to odmiana dobrze znanej precesji Larmora. Koncepcja konduktancji mieszanej ma duże zastosowanie w opisie zjawisk spinowych w magnetycznych układach warstwowych, gdzie generowane prądy spinowe odpowiedzialne za mierzone charakterystyki takich układów, mogą być wyrażone za pomocą właśnie tej wielkości [62].

Można zadać pytanie - w jaki sposób generowany jest moment siły, wynikający z nieciągłości składowych poprzecznych prądu spinowego. Ruch elektronu w warstwie II (cienkiego ferromagnetyka) opisywany jest hamiltonianem [48]:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{U} + J\vec{\sigma} \cdot \vec{S} \tag{3.9}$$

Pierwsze dwa wyrazy tego hamiltonianu są standardowymi operatorami energii kinetycznej i potencjalnej, natomiast ostatni wyraz odpowiada za oddziaływanie wymienne pomiędzy spinem elektronu związanego z przepływającym prądem spinowym a spinem elektronów dających wkład do namagnesowania warstwy przez którą ów prąd płynie. $\vec{S}$ jest tutaj wektorem jednostkowym kolinearnym z osią kwantyzacji spinu, a więc kierunkiem namagnesowania tej warstwy. Zgodnie z pracą [63] wprowadzamy tzw. gęstość spinową (wartość średnią operatora spinu) rozważanego elektronu:

$$\vec{s}(\vec{r}, t) = \frac{\hbar}{2} \Psi^*_{II} \vec{\sigma} \Psi_{II} \tag{3.10}$$

a następnie obliczamy jej zmiany w czasie:

$$\frac{\vec{s}(\vec{r}, t)}{dt} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{d\Psi^*_{II}}{dt} \vec{\sigma} \Psi_{II} + \Psi^*_{II} \vec{\sigma} \frac{\Psi_{II}}{dt} \right) \tag{3.11}$$

Korzystając z równania Schrödingera z czasem ($i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = \hat{H}\Psi$) równanie (3.11) sprowadza się do równania:

$$\frac{\vec{s}(x, t)}{dt} = \frac{1}{2i} \left[\Psi^*_{II} \vec{\sigma} \hat{H} \Psi_{II} - \hat{H}^* \Psi^*_{II} \vec{\sigma} \Psi \right] \tag{3.12}$$

W następnym kroku należy podstawić postać hamiltonianu (3.9). W dodatku A pokazane jest, iż rachunki prowadzą do równania ciągłości dla prądu spinowego, które w przypadku trójwymiarowym przyjmuje postać [63]:

$$\frac{d\vec{s}}{dt}(\vec{r}, t) = -\nabla \cdot \hat{j}(\vec{r}, t) + \frac{2J}{\hbar} \vec{S} \times \vec{s}(\vec{r}, t) \tag{3.13}$$

W szczególnym przypadku, gdy gęstość spinowa nie zmienia się z czasem, całkowity wpływ prądu spinowego do danego obszaru jest równoznaczny z działaniem momentu siły na elektrony będące nośnikami tego prądu. Źródłem tego momentu siły jest wymienne oddziaływanie (J) pomiędzy nośnikami prądu (spinowego) a momentem spinowym $\vec{S}$ obszaru, do którego wpływają te nośniki:

$$\nabla \cdot \hat{j}(\vec{r}, t) = \frac{2J}{\hbar} \vec{S} \times \vec{s}(\vec{r}, t) \tag{3.14}$$

Z drugiej jednak strony, moment spinowy $\vec{S}$ również „czuje” obecność wpływających spolaryzowanych spinowo nośników. Oddziaływanie tych nośników (ich lokalnej gęstości spinowej), z punktu widzenia zlokalizowanego momentu magnetycznego (czy też wektora magnetyzacji warstwy) formalnie będzie opisywane hamiltonianem:

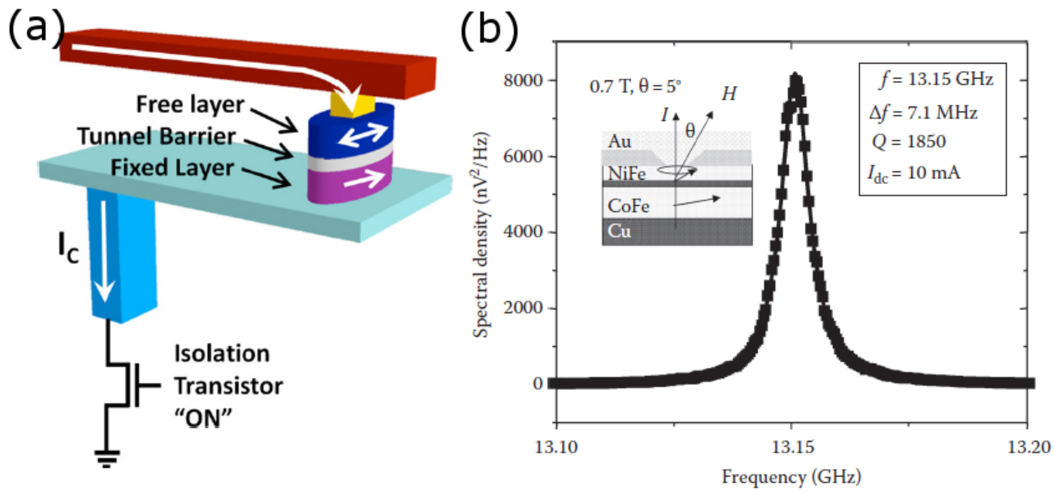
$$\hat{H} = -J\vec{\sigma} \cdot \vec{S} \tag{3.15}$$

Moment siły odczuwany przez zlokalizowane momenty magnetyczne będzie związany z nieciągłością prądu spinowego na interfejsie, i zostanie omówiony w rozdziale 5 w ramach modelu swobodnych elektronów zastosowanego do złącza tunelowego.

Podsumowując, powyższe rozważania brały pod uwagę bardzo prosty przypadek, który pokazuje, że niekolinearność osi kwantyzacji powoduje przekaz spinowego momentu pędu z jednej warstwy do drugiej. W praktyce oznacza to, że nośnik przepływający przez warstwę magnetyka polaryzuje się wzdłuż kierunku jego wektora magnetyzacji wywierając nań moment siły. Z drugiej zaś strony, spolaryzowany spinowo prąd o odpowiednio dużej gęstości i polaryzacji może wywołać dynamikę momentu magnetycznego warstwy do której wpływa, co w skrajnym przypadku może prowadzić do jego całkowitej reorientacji. Fakt ten jest wykorzystywany w budowie układów, gdzie prąd ma mieć rolę kontrolującą.

4. Efekt indukowanego prądem spinowym transferu momentu siły (STT) w zastosowaniu do pamięci magnetycznych i nanooscylatorów

W celu praktycznego wykorzystania zjawiska STT wymagane jest, aby uzyskać jak najbardziej spolaryzowany spinowo prąd. Historycznie rzecz ujmując, jego wystarczająco wysoką polaryzację uzyskano najpierw w magnetycznych złączach metalicznych, a następnie tunelowych. W ostatnich latach, dzięki związanym ze sprzężeniem spinowo-orbitalnym efektom Rashby-Edelsteina czy spinowemu efektowi Halla, możliwe stało się wygenerowanie prądów spinowych, a w efekcie zjawiska STT, w wielu różnych niestandardowych układach warstwowych typu np. niemagnetyczny przewodnik/ferromagnetyk [80][182] czy też izolator topologiczny/ferromagnetyczny permaloj ($Ni_{81}Fe_{19}$) [81]. Z drugiej strony, układy wykorzystujące zjawisko STT, w głównej mierze badane pod kątem zastosowania ich do pamięci magnetycznych mogą znaleźć znacznie szersze zastosowanie, np. do detekcji/emisji mikrofal, fal spinowych, mogą w końcu służyć jako sztuczne synapsy w sieciach neuronowych [79]. W niniejszej pracy uwaga będzie skupiona na dwóch standardowych zastosowaniach: jako komórki pamięci oraz nanooscylatora. Urządzenia wykorzystujące zjawisko STT w dalszym ciągu realizowane są głównie na dwa sposóby. Są to albo złącza metaliczne (działające w oparciu o zjawisko GMR) albo złącza tunelowe, których działanie jest ściśle związane ze zjawiskiem tunelowego magnetooporu (TMR). Różnice pomiędzy tymi dwoma typami układów nie sprowadzają się jedynie do różnic w parametrach istotnych z punktu widzenia aplikacyjnego, ale również zasadniczo różnią się co do istotnych procesów fizycznych w nich zachodzących. Schemat działania komórki działającej w oparciu o zjawisko STT przedstawia rysunek 4.1(a). Co do sposobu przechowywania informacji, komórka ta jest identyczna do komórki MRAM opisanej w rozdziale 2.2.8: ułożenie równoległe (P) i antyrównoległe (AP) momentów magnetycznych warstwy swobodnej i referencyjnej odpowiada bitowi „1” i „0”. Sposób zapisu i odczytu jest jednak całkowicie inny. Nie mamy tutaj potrzeby wytwarzania pola Oersteda (a wręcz jest ono niepożądane). Przepływ prądu o odpowiednio dużej gęstości przez złącze powoduje jego przełączanie pomiędzy stanami P i AP. Odczyt informacji polega z kolei na sprawdzeniu wartości rezystancji złącza: w stanie P jest ona mniejsza niż w stanie AP. W przypadku układów działających w oparciu o efekt STT jest również możliwe wygenerowanie prądem niegasnących oscylacji momentu magnetycznego warstwy swobodnej (rys.4.1)(b).



Rysunek 4.1. (a) pojedyncza komórka pamięci działająca w oparciu o zjawisko spinowego transferu momentu siły(STT) w złączu tunelowym (układ TMR), (b) przykładowa gęstość spektralna mocy nanooscylatora w złączu metalicznym (układ GMR) w układzie z nanokontaktem. (źródło: [31, 77]

Mówimy wówczas o tzw. nanooscylatorach. Częstotliwość tego typu oscylacji leży w zakresie mikrofal (częstotliwość rzędu od kilku do kilkudziesięciu GHz) [77]. Nanooscylatory oparte o zjawisko STT są obecnie najmniejszymi źródłami/detektorami tego rodzaju sygnałów - z jednej strony pola elektromagnetycznego generowanego przez oscylujący moment magnetyczny, z drugiej strony napięcia o częstotliwościach mikrofalowych generowanego przez efekt GMR lub TMR. Te dwie cechy potencjalnie mogą znaleźć zaastosowanie w technologii MAMR (por. rozdział 2.2.5) jak również w telekomunikacji [77] i szeroko pojętej elektronice wysokich częstotliwości [78]. Wydaje się również, że możliwość integracji nanooscylatora z komórką pamięci w jednym złączu daje dodatkowe możliwości inżynierom projektującym układy spintroniczne.

4.1. Złącza metaliczne GMR

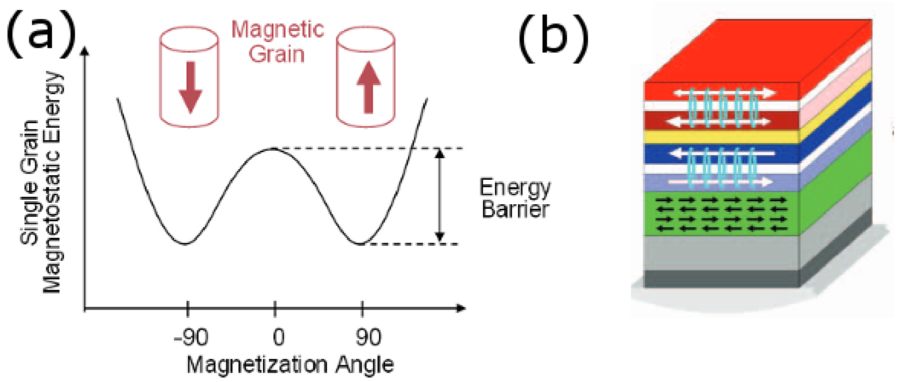
Jak już napisano w paragrafie2.2.1, za zjawiskiem GMR stoi spinowo zależne rozpraszanie nośników na kolejnych warstwach magnetycznych. Ujawnia się ono w postaci różnych rezystancji złącza w stanach gdy wszystkie warstwy ustawione są równolegle (konfiguracja P) oraz antyrównolegle (konfiguracja AP). Złącza tego typu będziemy nazywać złączami GMR, i choć od odkrycia efektu minęło przeszło ćwierć wieku, to wciąż są one intensywnie badane [67]. W złączach metalicznych GMR, tj. składających się z szeregu cienkich warstw magnetycznych związków metali przejściowych (Fe, Ni, Co) przedzielonych warstwami metali niemagnetycznych (Cu, Cr, Ag, Au), spinowo zależny transport nośników prądu jest, w zdecydowanej większości przypadków, dyfuzyjny. Jednym z szeroko stosowanych modeli teoretycznych służących opisowi tego rodzaju układów jest klasyczny model Valeta-Ferta bazujący na równaniu Boltzmanna [65]. Stosowane są również bardziej fundamentalne podejścia kwantowe (formalizm Kubo, Landauera) [68], modele łączace opis klasyczny z kwantowym [66] oraz modele uwzględniające strukturę pasmową (ciasnego wiązania i *ab-initio*) [68].

Mechanizmem, który umożliwia uzyskanie dużego GMR, przy stosunkowo grubych układach wielowarstw (rzędu mikrometrów) tj. w granicy transportu dyfuzyjnego, jest tzw. akumulacja spinowa uzyskiwana na interfejsie warstwy niemagnetycznego metalu i warstwy magnetycznej [68]. Akumulacja spinowa jest to uzyskiwana w sposób sztuczny asymetria w ilości elektronów ze spinem $\uparrow$ i $\downarrow$ osiągana poprzez wstrzyknięcie spinowo spolaryzowanego prądu z ferromagnetyka do warstwy metalu niemagnetycznego. Rzeczą jasną jest, że tak nienaturalnie wstrzyknięte nosniki ulegają procesom relaksacyjnym w warstwie niemagnetycznej, powodującym, że wnikają one na pewną charakterystyczna długość zwaną charakterystyczną drogą dyfuzji spinu, wynoszącej w niemagnetycznych warstwach od kilkudziesięciu do ok. 100 nm. Jeśli zatem warstwa niemagnetyczna jest dużo cieńsza, rzędu kilkunastu czy kilkudziesięciu nm, wówczas akumulacja spinowa jest na tyle wydajna, że spolaryzowane nośniki mogą wpłynąć do drugiej, sąsiadującej warstwy magnetycznej. Naturalną konsekwencją dużej akumulacji spinowej jest większa polaryzacja spinowa prądu płynącego przez układ. Z kolei im bardziej spolaryzowany spinowo prąd, tym większy otrzymuje się GMR. Ponadto, jeśli gęstość prądu osiąga pewną wartość krytyczną, wówczas spinowo spolaryzowane nośniki wpływające do warstwy magnetycznej mogą, poprzez opisane już zjawisko STT, reorientować jej namagnesowanie [143]. Daje to niewątpliwie nową możliwość manipulacji stanami magnetycznymi złącza GMR poprzez przepływ prądu, a nie przez przyłożenie zewnętrznego pola magnetycznego. Z jednej strony jest to pożądane, ale z drugiej strony - jeśli rozważamy czujniki pola magnetycznego (głowice odczytu), gdzie przepływający prąd pełni jedynie rolę sprawdzającą stan komórki pamięci, taka reorientacja momentu magnetycznego warstwy swobodnej może być traktowana jako źródło dodatkowego szumu [70]. Innymi słowy, prąd odczytu winien być znacząco różny (mniejszy) niż prąd zapisu, tak, by obydwa procesy nie wpływały na siebie negatywnie.

W trakcie rozwoju technologii złącz GMR i wskutek poznawania fizycznych podstaw ich działania, określono dwa zjawiska mające niebagatelne znaczenie na ich możliwości aplikacyjne. Pierwszym z nich jest możliwość sztywnego zamocowania warstwy referencyjnej złącza poprzez magnetyczne sprzężenie wymienne z przylegającym do niej antyferromagnetykiem np. IrMn lub PtMn [71, 70]. Oddziaływanie to w literaturze funkcjonuje pod nazywą *exchange bias* [71]. Drugim z istotnych efektów jest obecność oddziaływania RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) pomiędzy momentami magnetycznymi kolejnych warstw magnetycznych. Oddziaływanie to jest przenoszone przez elektrony przewodnictwa i ma charater oscylacyjny [73], tzn. zmienia się z oddziaływania ferromagnetycznego (preferowane ustawienie P warstw) do antyferromagnetycznego (preferowane ustawienie AP warstw) w zależności od odległości pomiędzy oddziałującymi momentami magnetycznymi. Odległość tę, w układach warstwowych, można kontrolować grubością metalicznej przekładki niemagnetycznej (np. Ru) pomiędzy warstwami magnetycznymi. Odpowiedni wybór jej grubości [1] pozwala na stworzenie tzw. syntetycznego antyferro- (lub antyferri-) magnetyka (*ang.* Synthetic Antiferro- (Antiferri-) magnet (SyAF)) jako warstwy referencyjnej, a niekiedy również jako wastwy swobodnej. Syntetyczny antyferromagnetyk ma tę właściwość, że wypadkowy moment magnetyczny warstwy jest bliski zeru. W konsekwencji możliwe jest zminimalizowanie pola dipolowego pochodzące od warstwy referencyjnej (SyAF) mogące niekorzystnie wpływać na jej statykę jak również na dynamikę warstwy swobodnej. Z drugiej zaś strony, zastosowanie sztucznego antyferromagnetyka jako warstwy swobodnej sprawia, że złącze wykazuje znacznie większą stabilność termiczną w stosunku do standardowego magnetyka [74]. Schamatyczne ujęcie tych zagadnień można zobaczyć na rys.4.2.

Należy tutaj wspomnieć, że aktualnie prace nad złączami GMR dotyczą tylko jednej z konfiguracji w której zjawisko GMR można obserwować tzn. w konfiguracji CPP, w której prąd płynie prostopadle do powierzchni warstwy. Badania złącz GMR w konfiguracji CIP zostały praktycznie zaniechane ze względu na znacznie gorsze parametry pracy i mniejszą magnetorezystancję niż w przypadku konfiguracji CPP. Jej mniejsza wartość wynika z faktu, iż w konfiguracji CIP jest ona proporcjonalna do średniej drogi swobodnej elektronu w poszczególnych warstwach. W konfiguracji CPP magnetorezystancja jest z kolei proporcjonalna do długości drogi dyfuzji spinu, która w rozważanych układach jest dłuższa niż średnia droga swobodna elektronów[68]. Ponadto, złącza w konfiguracji CPP wykazują lepsze charakterystyki oraz znacznie lepiej poddają się miniaturyzacji jeśli wykonane zostaną w postaci wytrawionego litograficznie nanosłupa (*ang.* nanopillar). Złącza oparte o zjawisko GMR osiągają obecnie magnetorezystancję (MR) rzędu 40% dla warstw magnetycznych stopów Heuslera wytworzonych epitaksjalnie na krystalicznym podłożu MgO [67]. O ile parametr MR jest ważny z punktu widzenia aplikacyjnego do czujników pola magnetycznego (głowice odczytu), to jeśli myślimy o układach opartych o zjawisko STT innymi, nie mniej istotnymi, parametrami są: prąd krytyczny przełączania, stabilność termiczna (patrz rys.4.2), szybkość przełączania pomiędzy stanami P i AP a także stanami dynamicznymi, które mogłyby być wykorzystane jako źródło sygnałów mikrofalowych. Niemniej, zasadniczą zaletą złącz GMR jest, z reguły, ich mała rezystancja, a ściślej mówiąc: iloczyn rezystancji i powierzchni złącza (*ang.* RA product). RA w złaczach GMR jest rzędu $m\Omega\mu m^2$. Z punktu widzenia tak odczytu jak i zapisu informacji, jest wskazane, aby rezystancja komórek pamięci była jak

[1] w praktyce grubość niemagnetycznej warstwy sprzęgającej to kilka lub kilkanaście angstremów, gdyż amplituda oscylacyjnego charakteru oddziaływania zanika z grubością warstwy niemagnetycznej w sposób wykładniczy



Rysunek 4.2. (a) definicja stabilności termicznej: (wysokość bariery potencjału pomiędzy stanami AP i P)/(energia termiczna), (b) schemat złącza GMR z syntetycznym antyferromagnetykiem jako warstwą referencyjną i swobodną. (źródło: prezentacja „The Future of Magnetic Recording Technology" R. New - HGST Research Director, [71])

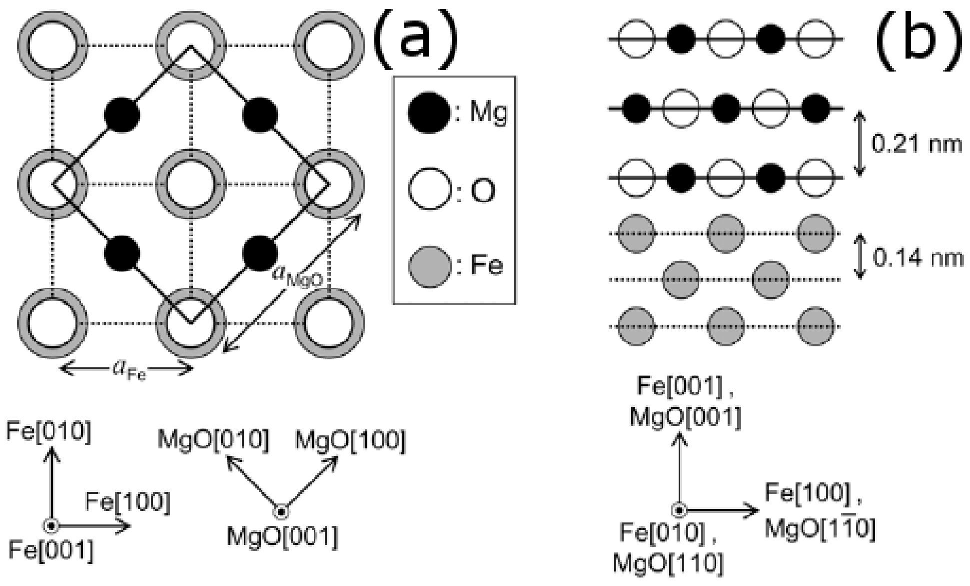
najmniejsza, gdyż odpowiada to minimalizacji energii potrzebnej do odczytu (zapisu) jednego bitu informacji [72]. Niestety, postępująca miniaturyzacja układów pamięciowych wymaga, aby nie tylko rezystancja RA była jak najniższa, ale jednocześnie magnetorezystancja była jak największa. Obie te wielkości charakteryzujące złącza GMR wpływają na tzw. stosunek sygnału do szumu (*ang.* signal-to-noise ratio (SNR)) złącza zdefiniowany jako: $SNR = \frac{\Delta R \times V_b}{RV_n}$ [69]. V_b oznacza tutaj napięcie (odczytu/zapisu) przyłożone do złącza, natomiast $V_n \propto \sqrt{4k_B T R \Delta f}$ uśredniony poziom szumów wynikający z fluktuacji termicznych oraz ziarnistości ładunku elektrycznego (szum śrutowy) [69]. T oznacza temperaturę, zaś Δf jest szerokością pasma, tj. zakresem częstotliwości operacji zapisu/odczytu z jakimi pracuje komórka pamięci. ΔR jest różnicą rezystancji w stanie P i AP. Ponieważ w rozważanych układach w pierwszym przybliżeniu magnetorezystancja nie zależy od przyłożonego napięcia, to wyrażenie na SNR redukuje się do $SNR \propto GMR\sqrt{I_b^2 \times R}$, gdzie R jest rezystancją złącza. Ponieważ magnetorezystancja w układach GMR jest relatywnie niewielkia, to nawet mała rezystancja RA tych złącz (a więc duży prąd) jej nie rekompensuje i w efekcie otrzymujemy niski stosunek SNR. Sposobów poprawy stosunku SNR jest kilka, ale każde z rozwiązań powoduje powstanie kolejnych problemów. Dla przykładu: można użyć dużego prądu do odczytu danych, co jest z jednej strony niekorzystne energetycznie (m.in. straty związane z wydzielaniem ciepła Joula), ale również może być niekorzystne ze względu na wspomniany wyżej dodatkowy wkład do szumu związanego z wywołaniem dynamiki momentu magnetycznego warstwy swobodnej [70]. Drugi przykład: stosunek sygnału do szumu można poprawić zwiększając rezystancję R poprzez zmniejszanie rozmiaru powierzchni złącza. To jednak powoduje, że stabilność termiczna złącza (warstwy swobodnej) zmniejsza się, gdyż definiowana ona jest poprzez stosunek $\frac{KV}{2k_B T}$, gdzie V to objętość złącza, k_B - stała Boltzmanna, T - temperatura, K - stała anizotropii magnetycznej. Zwiększenie stabilności termicznej złącza poprzez zwiększenie anizotropii magnetycznej powoduje z kolei utrudniony proces zapisu, tj. przełączania pomiędzy stanami P i AP. Okazuje się, że jednym z bardziej korzystnych rozwiązań byłoby zwiększenie magnetorezystancji GMR. W sposób technologiczny jest to zadanie trudne do wykonania, i wydaje się, że wielkości GMR powyżej kilkudziesięciu procent są obecnie nieosiągalne w układach standardowych. Z pomocą przychodzą tutaj złącza oparte na zjawisku tunelowego magnetooporu opisanego w rozdziale 2.2.2. Są to tzw. złącza tunelowe, charakteryzujące się wprawdzie zazwyczaj większą rezystancją RA niż złącza metaliczne GMR, ale jednocześnie znacznie większą magnetorezystancją TMR.

4.2. Złącza tunelowe TMR

Zasadniczą cechą złącz tunelowych jest ich wysoka magnetorezystancja TMR sięgająca nawet 600% [23] w temperaturze pokojowej w stosunkowo prostych układach opartych o żelazo (Fe) i kobalt (Co). Rezystancja RA jest ściśle powiązana z warstwą izolatora, gdyż prawdopodobieństwo tunelowania (a więc i prąd) przez barierę zanika wykładniczo ze wzrostem grubości bariery. Większa rezystancja RA niż w układach GMR powoduje, że prąd płynący przez złącze tunelowe jest mniejszy. Zeng i in. pokazali, że prąd krytyczny, niezbędny do przełączania pomiędzy stanami P i AP, maleje ze wzrostem rezystancji, ale jednocześnie ilość energii potrzebnej do przełączania pomiędzy stanami rośnie [72]. Ważne jest zatem ustalenie optymalnej wartości RA. Z drugiej strony, z rozdziału 2.2.2 wiemy, że tunelowy magnetoopór TMR jest bezpośrednio związany z polaryzacją spinową warstw magnetycznych (przy poziomie Fermiego). Im większa jest polaryzacja spinowa, tym większy TMR. Z kolei im większy TMR, tym większy efekt STT. Wspomniany w rozdziale 2.2.2 model Julièra tunelowego magnetooporu, nie jest jednak w stanie przewidzieć obserwowanego obecnie wysokiego TMR w złączach tunelowych, z tego względu, że nie uwzględnia charakteru stosowanej bariery tunelowej. Historycznie rzecz biorąc, pierwszą zastosowaną barierą był tlenek germanu GeO. Mimo, że Juliere użył w swoim pierwszym złączu tych samych materiałów elektrod co i w obecnie stosowanych (Fe,Co), to otrzymał TMR rzędu zaledwie 14% (w temperaturze 4.2K). Zamiana bariery na amorficzny Al_2O_3 zwiększyło TMR do 18% w temperaturze pokojowej. Zastosowanie z kolei bariery ze skrystalizowanego (poprzez wygrzanie) tlenku magnezu (MgO) spowodowało ogromny wzrost TMR w takich układach. Powodem tego jest tzw. koherentne i niekoherentne tunelowanie poprzez barierę (znane też pod nazwą efektu filtrowania spinu) [75, 76].

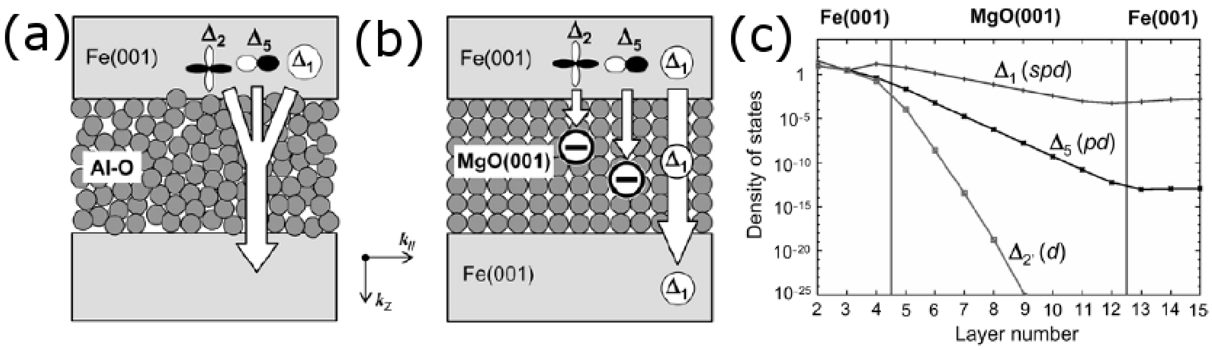
4.2.1. Spinowo zależne tunelowanie przez barierę MgO

Na wielkość tunelowego magnetooporu wpływa zarówno struktura elektronowa elektrod oraz w szczególny sposób struktura bariery tunelowej. W szczególności znaczenie ma symetria pasm energetycznych. Krystalizacja bariery z MgO, z którym to procesem wiąże się przejście ze struktury amorficznej do wysoce symetrycznej struktury kubicznej typu chlorku sodu, spowodowała znaczący wzrost magnetooporu. Daje to podstawę do wiązania wysokiego TMR z symetrią kryształu MgO, a co za tym idzie symetrią pasm energetycznych. Strukturę krystaliczną bariery MgO dołączoną do elektrody z Fe znajdziemy na rys.4.3. Powód dlaczego jako elektrodę wybrano żelazo zostanie podany w dalszej części niniejszego paragrafu. Na ogół, podczas procesu technologicznego złącz tunelowych, wzrost epitaksjalny kolejnych warstw elektrod oraz bariery tunelowej zachodzi w kierunku krystalograficznym (001). Elektrony tunelują więc w kierunku linii symetrii Δ zachowując podczas procesu tunelowania składową z swojego wektora falowego (quasi-pędu). Jednakże nie tylko wektor falowy jest zachowany. Okazuje się, że podczas tunelownia nośniki zachowują również swoją symetrię. Teoria grup mówi nam, że wektor falowy w danym punkcie (lub kierunku) sieci odwrotnej kryształu tworzy grupę operacji symetrii, względem których jest on niezmienniczy [84]. Okazuje się, że pewne pasma w kierunku Δ przestrzeni wektora falowego, wykazują pewne typy symetrii. Inaczej mówiąc stany Blocha należące do tych pasm (funkcje falowe) wykazują szczególne postaci, które są niezmiennicze względem operacji symetrii grupy kwadratu [84]. Stany te stanowią więc bazy różnych reprezentacji tej grupy symetrii. W krystalicznym MgO



Rysunek 4.3. Struktura krystalograficzna idealnego złącza FelMgO widziana z góry (wzdłuż kierunku (001)) (a) oraz z boku (prostopadle do kierunku (001)) (b) (źródło: [75])

istniejące pasma walencyjne i przewodnictwa oddzielone przerwą energetyczną wynoszącą ok. 7.5 eV (w materiale masywnym) wykazują te same symetrie [75]. Odpowiadające tym pasmom funkcje falowe przekształcają się zgodnie z nieprzewiedlną reprezentacją grupy kwadratu Δ_1 [82]. Innymi słowy, orbitale atomowe o tej symetrii muszą mieć taką postać jak funkcje bazowe reprezentacji Δ_1 i nie ulegać zmianom pod działaniem operacji symetrii grupy kwadratu. Takimi orbitalami są stany typu s i p_z. I rzeczywiście, elektrony walencyjne Mg należą do orbitalu s, natomiast elektrony walencyjne tlenu O obsadzają orbital p. Oba te orbitale, w najprostszym ujęciu (tj. rozpatrując jedynie orbitale typu s i p_z), tworzą pasma walencyjne i przewodnictwa MgO, obydwa odznaczające się taką samą symetrią Δ_1. Poza tymi dwoma pasmami, w obszarze bariery znajdują się również pasma, dla których funkcje falowe stanowią bazę reprezentacji Δ_2 (baza $x^2 - y^2$ odpowiadająca orbitalom typu d), $\Delta_{2'}$ (baza xy odpowiadająca orbitalom d_{xy}) oraz Δ_5 (baza dwuwymiarowa (x,y) i (zx,zy), której odpowiadają orbitale typu p_x,p_y oraz d_{xz},d_{yz}). Fakt tunelowania elektronu przez barierę potencjału będącą izolatorem, przypisuje się wirtualnemu przejściu[2] elektronów z pasma przewodnictwa elektrody do pasma przewodnictwa izolatora. W innym ujęciu odpowiada to wnikaniu funkcji falowej elektronu w obszar bariery, a zatem istnieniu stanów Blocha (i energii) w przerwie energetycznej izolatora. Takim stanom odpowiada funkcja falowa o urojonym wektorze falowym i noszą one nazywę zanikających (z ang. *evenescent states*). Odznaczają się one taką samą symetrią jak stany należące do pasma przewodnictwa jak i walencyjnego[3]. Obliczenia z zasad pierwszych pokazują, że gęstość stanów zanikających w barierze jest różna dla pasm o różnych symetriach [30]. Jak widać na rys.4.4(c), gęstość stanów dla pasm o



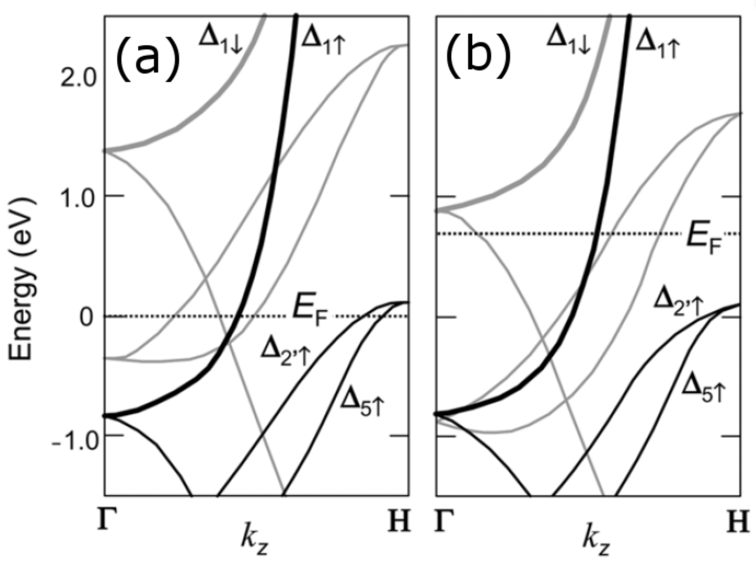
Rysunek 4.4. (a) niekoherentne tunelowanie przez amorficzną barierę Al_2O_3, (b) koherentne tunelowanie przez krystaliczną barierę MgO, (c) gęstość stanów zanikających o różnych symetriach w funkcji grubości bariery tunelowej (źródło: [75]

symetriach $\Delta_{2,2',5}$ gwałtownie spada już dla kilku warstw atomowych MgO. Jedynym pasmem, które de facto może brać udział w tunelowaniu nośników ze względu na względnie dużą gęstość stanów, jest pasmo o symetrii Δ_1. Ta własność skrystalizowanych epitaksjalnych barier MgO ma kluczowe znaczenie dla zrozumienia wysokiej magnetorezystancji oraz znaczącego efektu STT w złączach opartych o ten właśnie związek jako barierą tunelową. Należy przy tym wspomnieć, że niegdyś szeroko stosowane amorficzne bariery z Al_2O_3 nie posiadają

[2] przejście wirtualne zachodzi w czasie na tyle krótkim, by zasada nieoznaczoności Heisenberga $\Delta E \Delta t \leq \hbar/2$ nie była złamana

[3] w ujęciu Butlera [76] dziury z pasma walencyjnego również mogą tunelować: wiąże się to ze wzbudzeniem elektronu z tegoż pasma walencyjnego na poziom Fermiego w prawej elektrodzie i jednoczesnym zrelaksowaniem elektronu z poziomu Fermiego w lewej elektrodzie do pustego stanu w paśmie walencyjnym

takiej cechy i stany Blocha o różnych symetriach mają tę samą gęstość, a co za tym idzie takie samo prawdopodobieństwo tunelowania i taki sam wkład do prądu. Aby wykorzystać cechę filtrowania symetrii bariery tunelowej MgO należało znaleźć materiał elektrody, który z jednej strony zachowywałby symetrię w kierunku (001), tj. mający komórki elementarne typu bcc o zbliżonej do MgO stałej sieciowej, z drugiej zaś strony materiał ten powinien wykazywać bardzo dużą (najlepiej całkowitą) polaryzację spinową pasm o symetrii Δ_1. Takim materiałem jest ferromagnetyczne żelazo Fe, kobalt Co w metastabilnej strukturze bcc, stopy CoFe, CoFeB oraz niektóre stopy Heuslera. Strukturę pasmową kobaltu i żelaza w kierunku



Rysunek 4.5. (a) struktura pasmowa żelaza Fe w strukturze bcc, (b) struktura pasmowa kobaltu Co w strukturze bcc; czarne linie oznaczają pasma nośników większościowych, szare - mniejszościowych (źródło: [75]

krystolagraficznym (001) pokazuje rys.4.5. Żeby zrozumieć jak wpływa zdolność bariery MgO do filtrowania symetrii na wielkość magnetooporu, należy rozważyć dwie sytuacje, tj. gdy złącze jest w stanie P oraz AP. W stanie P główny wkład do prądu tunelowego będą miały nośniki ze spinem większościowym. Duża gęstość stanów w obu elektrodach dla tych nośników powoduje, że ich tunelowanie (zgodnie z prostym modelem Julièra) ma największe prawdopodobieństwo. Należy jednak zwrócić uwagę, że na rys.4.5 w pobliżu energii Fermiego znajdują się również pasma nośników mniejszościowych. Ich tunelowanie jest jednak znacząco zminimalizowane poprzez fakt, iż mają one symetrię inną niż Δ_1. Płynący prąd w stanie P jest więc praktycznie całkowicie spolaryzowany w rozważanym, idealnym złączu Fe (Co)|MgO. Z tego samego powodu, gdy złącze jest w konfiguracji AP, wówczas możliwe wkłady do prądu będą mogły mieć przede wszystkim nośniki większościowe z pasma Δ_1, które wprawdzie mogą propagować się w barierze jako stan zanikający, ale po przetunelowaniu na drugą stronę bariery będą nadal zanikać, gdyż dostępne dla nich stany znajdować się będą ponad poziomem Fermiego docelowej elektrody. Należy jednak zaznaczyć, że w konfiguracji P w rzeczywistości tunelują również nośniki mniejszościowe. Następuje to poprzez stany o wektorze falowym nieprostopadłym do powierzchni złącza(tj. dla $k_{\|} \neq 0$. Stany te noszą nazwę tzw. gorących punktów strefy Brillouina (z ang. *hot-spots*)[4], ale ich udział w procesie tunelowania, w większości przypadków, jest stosunkowo niewielki [75]. Podsumowując, w obrazie powyżej przedstawionym, prąd płynący w konfiguracji P i AP jest znacząco różny, co ujawnia się w postaci wysokiego tunelowego magnetooporu TMR. Z kolei wysoka spinowa polaryzacja płynącego prądu przekłada się również na dużą wydajność zjawiska STT.

4.2.2. Technologia złącz TMR

Mechanizm tunelowania koherentnego (symetrycznie zależnego) opisany w poprzednim paragrafie jest wykorzystywany praktycznie w każdym nowotworzonym złączu tunelowym. Udział innych zjawisk i złożoność realnych struktur warstwowych powoduje jednak, że są one badane pod różnymi możliwymi kątami. Sprawdzane są zależności pomiędzy kontrolowanymi w procesie technologii parametrami złącza oraz wynikowymi charakterystykami, do których należy przede wszystkim wielkość tunelowego magnetooporu TMR, zależność TMR od napięcia, pole i prąd przełączania pomiędzy stanami P,AP i oscylacyjnymi, czy też stabilność termiczna. W paragrafie tym zostaną nakreślone pewne kierunki związane z technologią wytwarzania złącz TMR opartych na związkach kobaltu i żelaza oraz barierach MgO.

Interfejs

Idealna struktura złącza (a właściwie jej zasadnicza część) składająca się z elektrod warstwy referencyjnej i swobodnej oraz bariery potencjału schematycznie ujęta jest na rys.4.3. Podczas procesu technologicznego wytwarzania złącz nastąpić mogą procesy, których skutkiem m.in. będzie obniżenie magnetooporu. Takim procesem jest np. oksydacja choćby jednej warstwy elektrody na interfejsie z MgO powodująca znaczne obniżenie jakości złącza oraz TMR [75]. W realnych strukturach właściwie nie spotyka się 100% spolaryzowanego prądu, który byłby zgodny z przewidywaniami teoretycznymi mówiącymi o pełnej polaryzacji pasm Δ_1 nośników większościowych. Wiąże się to z formowaniem wiązań chemicznych pomiędzy atomami elektrody i atomami tlenu bariery tunelowej, co z kolei uwidacznia się w zmianach w gęstości stanów o symetrii Δ_1 na interfejsie. Oczywiście, wypadkową polaryzację stanów przy poziomie Fermiego można zwiększać lub zmniejszać w zależności od stechiometrii tlenku magnezu na granicy elektrody i bariery tunelowej. I tak, z jednej strony, w przypadku deficytu tlenu ($\mathrm{MgO_x}$ dla $x < 1$) polaryzacja spinowa rośnie, z drugiej zaś maleje, gdy atomów tlenu jest w nadmiarze ($\mathrm{MgO_x}$ dla $x > 1$) i tworzy się warstwa tlenku żelaza FeO [87]. Innym problemem, który może obniżać polaryzację spinową jest niedopasowanie stałych sieciowych elektrody i bariery. Ma to miejsce przede wszystkim w elektrodach kobaltowych (Co), dla

[4] tunelowanie przez stany typu hotspot przypisywane jest rezonansowemu tunelowaniu pomiędzy stanami pojawiającymi się na interfejsach elektroda/bariera/eletroda [22]

których krystalizacja w strukturze bcc jest stanem metastabilnym[5]. Odchylenie od struktury bcc w kierunku bct (z ang. *body centered-tetagonal*) powoduje obniżenie pasma o symetrii Δ_1 nośników mniejszościowych poniżej poziomu Fermiego, co skutkuje zmniejszoną polaryzacją spinową pasm o tej symetrii (por. rys.4.5(b)) [87]. Innym efektem związanym z interfejsem jest wysokość bariery potencjału MgO. Za wysokość bariery zwykło się przyjmować odległość pomiędzy energią Fermiego elektrody (przy braku przyłożonego napięcia) oraz dnem pasma przewodnictwa MgO. Obliczenia z zasad pierwszych przeprowadzone przez Yu i in. [85] wskazują na to, że wysokość bariery jest również silnie powiązana ze strukturą interfejsu, i w zależności od stopnia jego nieuporządkowania może się różnić nawet o 2.1 eV. Jeśli wziąć pod uwagę szerokość przerwy energetycznej MgO wynoszącej około 7.9 eV [87], to różnice wydają się być znaczące dla transportu elektronowego.

Elektrody (warstwa referencyjna i swobodna złącza)

Innym problemem pośrednio związanym z interfejsem jest właściwy dobór elektrod, tj. warstwy referencyjnej i swobodnej. Najlepsze własności złącz, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, otrzymywałoby się dla struktur typu $\mathrm{Fe}|\mathrm{MgO}|\mathrm{Fe}$ (lub $\mathrm{Co}|\mathrm{MgO}|\mathrm{Co}$). Ze względów technologicznych warstwa referencyjna musi być magnetycznie sztywno zamocowana a jednocześnie być źródłem jak najmniejszych pól dipolowych mogących niekorzystnie wpływać na warstwę swobodną. Szeroko stosowanym rozwiązaniem jest użycie jako warstwy swobodnej syntetycznego ferromagnetyka (SyF) (lub antyferromagnetyka (SyAF)[6]) typu $\mathrm{CoFe}|\mathrm{Ru}|\mathrm{CoFe}$ sprzężonego poprzez efekt *exchange-bias* z warstwą antyferromagnetyka. Antyferromagnetykiem są najczęściej związki manganu Mn: PtMn, IrMn[183]. Rozwiązania te, chronologicznie rzecz ujmując, zostały wpierw zastosowanie w złączach GMR, gdzie wzrost kolejnych warstw krystalizuje w strukturze bcc (111), zatem problem pojawia się, gdy zechce się je zastosować w złączu tunelowym wykazującym wysokie TMR, tj. opartym na krystalicznych warstwach izolatora MgO (001) [75]. Rozwiązaniem jest dodanie atomów boru (B) do warstwy referencyjnej, tworzących amorficzny stop CoFeB. Warstwy MgO wzrastają na amorficznym stopie CoFeB w formie polikrystalicznej o orientacji (001). Wygrzanie tak spreparowanego złącza w optymalnej dla niego temperaturze ($270-400°C$ [88]) powoduje znaczny wzrost TMR, co związane jest z krystalizacją w strukturze bcc (001) bariery MgO oraz sąsiadujących z nią warstw CoFeB [86]. Tunelowy magnetoopór nie jest dla tego rodzaju elektrod (CoFeB) aż tak duży jak dla analogicznych, lecz niezamocowanych na sztywno elektrod z Fe, Co. Atomy boru lokując się na interfejsie elektroda-bariera, tworzą wiązania z żelazem, obniżając tym samym gęstość stanów o

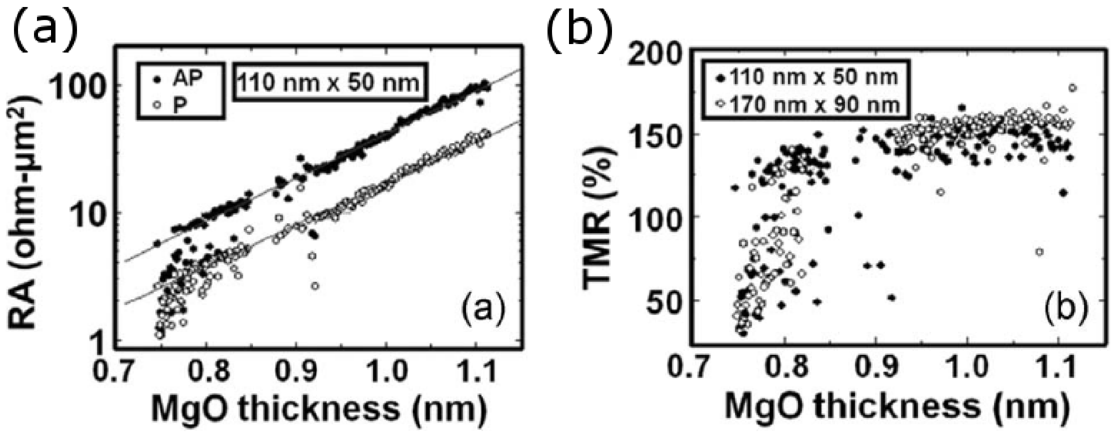
[5] w warunkach normalnych materiał objętościowy kryształu kobaltu ma strukturę heksagonalną, a dokładniej hcp (z ang. *hexagonal close-packing*)

[6] dzięki oscylacyjnemu charakterowi oddziaływania RKKY, zmieniając grubość Rutenu (Ru) można zmieniać SyF na SyAF i odwrotnie

symterii Δ_1 nośników większościowych [86]. Jest to cena jaką płaci się za możliwość praktycznego wykorzystania złącz tunelowych w rzeczywistych układach spintronicznych. Innym kierunkiem optymalizacji i rozwoju złącz tunelowych jest wytworzenie elektrod o anizotropii prostopadłej do powierzchni próbki [115][184]. Innymi słowy, magnetyzacja złącza miałaby dwa stabilne stany magnetyzacji: P i AP, które jednocześnie byłyby ustawione prostopadle do powierzchni złącza. Wymóg stworzenia takich warstw jest podyktowany koniecznością miniaturyzacji złącz, co prowadziłoby do zwiększania gęstości zapisu, podobnie jak było to w przypadku technologii PMR (patrz rozdział 2.2.5). Okazuje się, że standardowy materiał jakim jest CoFeB wykazuje anizotropię prostopadłą w zależności od grubości warstwy oraz od zawartości boru.

Technologia nanoszenia warstw

Jak wspomniano w częsci 4.1 niniejszego rozdziału, z punktu widzenia aplikacyjnego ważnym jest, aby umieć wytwarzać układy o jak największym magnetooporze i jednoczeńsnie jak najmniejszej rezystancji RA. Niestety, tunelowy magnetoopór TMR maleje, gdy zmniejszamy rezystancję RA. Jednocześnie, zmniejszenie rezystancji sprowadza się w złączu tunelowym przede wszystkim do zmniejszenia grubości bariery tunelowej. Zatem redukcję TMR należy wiązać z malejącą grubością bariery i procesem jej nanoszenia [185]. W ciągu wielu lat rozwoju technologii złącz tunelowych badano różne możliwości zwiększania TMR przy jednoczesnym utrzymaniu niskiego RA, między innymi poprzez optymalizację ciśnienia parcjalnego argonu Ar, w atmosferze którego nanoszone są warstwy[89], czy też poprzez eliminację cząsteczek wody z tejże atmosfery. Zwiększanie stosunku TMR do RA realizowano również poprzez nanoszenie warstwy metalicznego magnezu Mg na warstwę referencyjną CoFeB [90]. Zastosowano również wygrzewanie *in situ* warstw CoFeB i MgO podczerwienią



Rysunek 4.6. Przykładowe zależności rezystancji RA (a) i tunelowego magnetooporu TMR (b) od grubości bariery (źródło: [91]

osiągając dzięki temu procesowi TMR rzędu 170% przy rezystancji RA około $1\Omega\mu m^2$ [92].

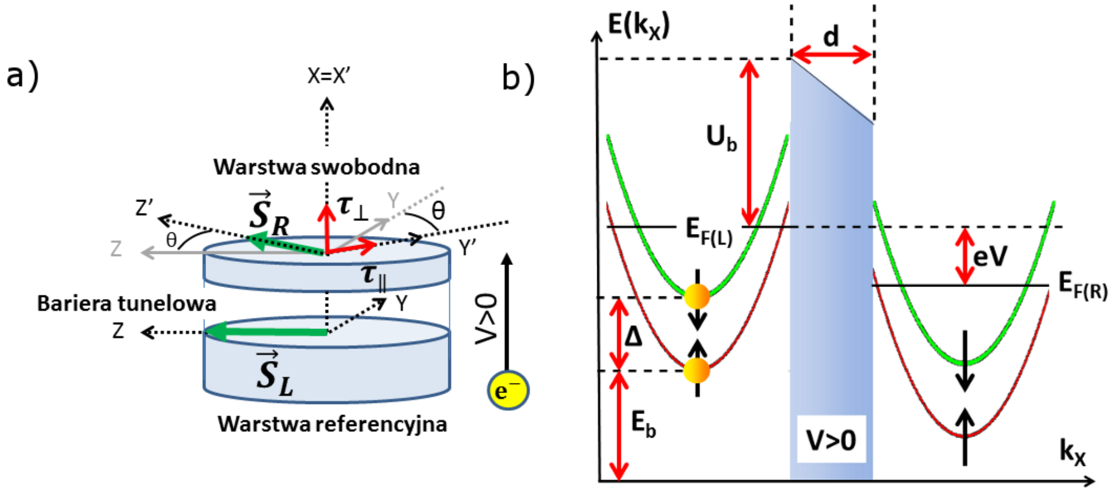
Rys.4.6(a) i (b) przedstawiają typowe zależności rezystancji RA i magnetooporu TMR od grubości bariery MgO. Widoczny nagły spadek obu wielkości dla cienkich barier spowodowany jest niedoskonałościami bariery i tworzeniem bezpośrednich połączeń pomiędzy warstwami metalicznymi (z ang. *pinholes*) [89].

Nowe materiały w złączach tunelowych

Z uwagi na to, że niniejsza praca dotyczy złącz bazujących na standardowych materiałach czyli $CoFe$ i MgO, nie będą tutaj szeroko omawiane zagadnienia związane z alternatywnymi do wspomnianych materiałami. Należy nadmienić jedynie, że obecnie intensywnie poszukuje się również materiałów na elektrody, które wykazywałyby wysoki TMR. Intensywne prace trwają nad elektrodami złożonymi z półmetalicznych stopów Heuslera typu: CoFeSi [93] czy $\mathrm{CoFeAl_{0.5}Si_{0.5}}$ [94]. Materiały te, dzięki istnieniu przerwy energetycznej dla nośników o jednym z kierunków spinu, posiadają pełną polaryzację spinową pasm energetycznych przy poziomie Fermiego, co, zgodnie z teorią, powinno przekładać się na wysoką magnetorezystancję. Jak się okazuje, tak w przypadku standardowych układów z CoFeB, jak i w przypadku elektrod ze stopów Heuslera kluczowy problem stanowi niedopasowanie ich stałych sieciowych ze stałą sieciową bariery MgO. Może ono zarówno obniżać wartość TMR jak i wprowadzać niepożądaną silną redukcję TMR w funkcji przyłożonego do złącza napięcia [95]. Dlatego jednym z kierunków optymalizacji złącz jest również poszukiwanie nowych typów bariery tunelowej, która posiadałaby własności MgO a jednocześnie wykazywałaby lepsze dopasowanie stałych sieciowych do stosowanych elektrod. Intensywanie badane pod tym kątem są związki będące spinelami, np. $\mathrm{MgAl_2O_4}$ [96, 95], które również ze standardowymi elektrodami z Fe wykazują znacznie mniejsze niedopasowanie stałych sieciowych, (dla układu $\mathrm{Fe|MgAl_2O_4}$ wynosi około 0.25$\%$ podczas gdy dla $\mathrm{Fe|MgO}$ jest ono rzędu $3-5\%$). Dzięki zastosowaniu tego rodzaju barier uzyskuje się stosunkowo duży TMR (ok. 100%), a zanik TMR z przyłożonym napięciem może być nawet dwukrotnie mniejszy niż w układzie ze standardową barierą MgO [96].

5. Indukowany Prądem Spinowym Transfer Momentu Siły (STT) w złączu tunelowym

Złącze tunelowe i związany z nim efekt tunelowego magnetooporu, zostało już opisane w rozdziale 2.2.2. Za model takiego złącza będziemy przyjmować układ 3 idealnych warstw: ferromagnetyczną warstwę referencyjną pełniącą rolę polaryzatora, warstwę izolatora (bariery potencjału), oraz cienką warstwę ferromagnetyka magnetycznie swobodną. Jest to zatem rozszerzenie idei przedstawionej w rozdziale 3.1 o warstwę izolatora niemagnetycznego i związaną z nią interfejsami Ferromagnetyk|Izolator (FM|I) oraz Izolator|Ferromagnetyk (I|FM). Na rys.5.1(a) schematycznie ujęto tę strukturę warstwową, z zaznaczeniem składowych „w



Rysunek 5.1. (a) schemat złącza tunelowego: gruba warstwa referencyjna (dolna elektroda opisywana momentem spinowym $\vec{S}_L$) oraz cienka warstwa swobodna ($\vec{S}_R$) przedzielona pustą przestrzenią reprezentującą warstwę izolatora, czarną strzałką oznaczono kierunek tunelowania elektronów dla napięcia dodatniego (b) schemat struktury pasmowej modelu swobodnych elektronów - opis symboli w tekście.

płaszczyźnie” i „prostopadłej” momentu obrotowego. W rozpatrywanym modelu, ów moment obrotowy związany ze zjawiskiem STT, przekazywany jest jedynie warstwie swobodnej, co zostało zaznaczone również na tym rysunku. Mówiąc ściślej, pomimo działania pewnego momentu skręcającego na warstwę referencyjną, nie będzie on nas interesować. Zakładamy więc, że warstwa ta jest bardzo dobrze zamocowana (nieruchoma). Opis takiego układu został w klarowny sposób przedstawiony w pracy [51] i poniższe wyniki będą z niej pochodzić. W ramach części pracy doktorskiej model przedstawiony przez M. Wilczyńskiego i in. został zaimplementowany w języku C/C++, oraz nieznacznie zmodyfikowany, o czym będzie mowa w rozdziale poświęconemu indukowanemu prądem rezonansowi ferromagnetycznemu. Przyjmujemy, że nośniki większościowe oznaczać będziemy strzałką $\uparrow$, natomiast mniejszościowe $\downarrow$. Struktura pasmowa $\mathrm{E}(\tilde{\mathrm{k}})$ w modelu swobodnych elektronów (tj. bez uwzględniania oddziaływań) jest jak wiadomo zwykłą funkcją kwadratową. Przy założeniu tunelowania tylko w kierunku prostopadłym do płaszczyzny złącza (obecność jedynie składowej x wektora falowego) wyraża się przez $\mathrm{E}(\mathrm{k_x}) - \mathrm{E_b} = \frac{\hbar^2 \mathrm{k_x^2}}{2\mathrm{m}}$, gdzie $\mathrm{E_b}$ jest dnem pasma. W ferromagnetykach pasmo dla nośników o spinie $\uparrow$ i $\downarrow$ jest rozszczepione wymiennie, co uwidocznione jest na rys.5.1(b). Miarą rozszczepienia pasm jest energia oznaczona przez Δ. Można porównać taką uproszczoną strukturę pasmową elektrody z obliczeniami *ab initio* z rys.4.5. Widać wyraźnie, że dla idealnych złącz, przybliżenie parabolicznej zależności $\mathrm{E}(\mathrm{k})$ jest jak najbardziej uzasadnione, gdyż mniej więcej taką zależność wykazują rzeczywiste pasma o symetrii Δ_1 odpowiedzialne w głównej mierze za tunelowanie w układach z żelazem i kobaltem. Oczywiście, należy podkreślić, że stosowany tutaj model nie uwzględnia efektów oddziaływań między elektronami, jak również niedoskonałości interfejsu oraz bariery, co w niektórych przypadkach znacząco (a nawet całkowicie) ogranicza zakres jego stosowalności. Aby móc wyznaczyć moment siły działający na moment spinowy warstwy swobodnej, należy wyznaczyć składowe gęstości prądu spinowego $\hat{\mathrm{j}}$ przepływającego przez każdy z obszarów złącza. Aby to zrobić, należy skorzystać z wyrażenia (3.1) na tensor prądu spinowego. Ponieważ rozważamy tunelowanie tylko w kierunku x, to tensor gęstości prądu spinowego będzie miał jedynie 3 składowe niezerowe i będziemy go oznaczać jako zwykłe składowe wektora prądu spinowego $\hat{\mathrm{j}}_{\mu=(\mathrm{x,y,z})}$. Podobnie jak w rozdziale 3.1 należy więc w pierwszej kolejności przyjąć postaci funkcji falowych dla spinu $\uparrow$ i $\downarrow$ w obszarze elektrod oraz bariery. Dla każdego ze stanów należących do jednego z rozszczepionych pasm ($\uparrow$ i $\downarrow$) funkcje falowe będą dwuskładniokowymi spinorami zawierającymi część związaną ze stanem spinowym $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$. Wprowadzenie dodatkowego interfejsu pomiędzy elektrodą ferromagnetyczną a niemagnetyczną barierą modyfikuje nieco sytuację z rozdziału 3.1. Rozważmy tunelowanie stanu $|\uparrow\rangle$. Fala elektronowa padająca (stan $|\uparrow\rangle$) na pierwszym z interfejsów złącza (FM|I) zostaje częściowo przetransmitowana i częściowo odbita. Pozostaje jednak w stanie spinowym $\uparrow$. Część fali padającej ($1e^{\mathrm{ik_{x\uparrow}}} |\uparrow\rangle$) odbitą od interfejsu FM|I, w obszarze warstwy referencyjnej oznaczmy jako $\mathrm{r}_{1\uparrow} |\uparrow\rangle$. W obszarze bariery będzie on miał z kolei amplitudę $\mathrm{t}_{1\uparrow}$. Ten przetransmitowany stan napotyka jednak drugi interfejs złącza (I|FM), z którym związana jest zmiana kierunku osi kwantyzacji spinu. Wobec tego w stanie spinowym fali odbitej od drugiego interfejsu, w rejonie bariery tunelowej, oprócz składowej $\uparrow$ będzie również składowa $\downarrow$. Stan odbity od drugiego interfejsu zapiszemy więc jako $r_{2\uparrow} |\uparrow\rangle + r_{2\downarrow} |\downarrow\rangle$. W obszarze bariery może on z kolei zostać ponownie odbity od interfejsu FM|I lub przez niego przetransmitowany. Ostatecznie w rejonie warstwy referencyjnej funkcja falowa Ψ_L będzie miała ogólną postać dwuskładnikowego spinora zawierającego część odpowiadającą stanowi $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$, tj.

$$\Psi_{\mathrm{L}} = \begin{pmatrix} 1e^{ik_{x\uparrow}x} + \mathrm{Be}^{-\mathrm{ik_{x\uparrow}x}} \\ \mathrm{Ce}^{-\mathrm{ik_{x\downarrow}x}} \end{pmatrix} \tag{5.1}$$

W obszarze bariery tunelowej zamiast superpozycji funkcji wykładniczych będziemy używać superpozycję funkcji Airy, które lepiej opisują prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w obszarze bariery potencjału o kształcie trapezoidalnym, zwłaszcza dla wyższych napięć przykładanych do złącza:

$$\Psi_{\mathrm{B}} = \begin{pmatrix} D\mathrm{Ai(Z)} + E\mathrm{Bi(Z)} \\ F\mathrm{Ai(Z)} + G\mathrm{Bi(Z)} \end{pmatrix} \tag{5.2}$$

gdzie argument funkcji Airy przyjmuje postać:

$$\mathrm{Z(x)} = \left(\frac{\mathrm{d}\sqrt{2\mathrm{m}}}{\hbar \mathrm{eV}}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\mathrm{U_b} - \mathrm{eV}\frac{\Delta \mathrm{x}}{\mathrm{d}} - \mathrm{E}\right) \tag{5.3}$$

$\mathrm{U_b}$ jest w powyższym wyrażeniu wysokością bariery potencjału liczoną od poziomu Fermiego warstwy referencyjnej $\mathrm{E_{F(L)}}$ (por. rys.5.1(b)), d jest grubością bariery tunelowej, eV energią wzajemnego przesunięcia pasm wskutek przyłożenia napięcia elektrycznego do elektrod, E energią elektronu w paśmie, m masą spoczynkową elektronu. $\Delta\mathrm{x}$ jest odległością w kierunku x liczoną od początku bariery (tj. od interfejsu FM|I). W obszarze warstwy swobodnej, przetransmitowana część fali padającej będzie miała postać:

$$\Psi_{\mathrm{R}} = \begin{pmatrix} \mathrm{He}^{\mathrm{ik_{x\uparrow}}} \\ \mathrm{Ie}^{\mathrm{ik_{x\downarrow}}} \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

Przejmujemy, że w tym obszarze nie ma fal odbitych od dalej występujących interfejsów. Znany z podstaw mechaniki kwantowej warunek zszywania funkcji falowych wymaga, aby na interfejsach FM|I oraz I|FM ciągłe były obie składowe spinorów oraz ich pierwsze pochodne. Warunek ten pozwala wyznaczyć wszystkie amplitudy występujące w wyrażeniach (5.1-5.4). Należy przy tym zaznaczyć, że postacie funkcji falowych zostały założone bez znajomości kąta pomiędzy momentami spinowymi $\vec{S}_L$ i $\vec{S}_R$, choć ich postać w sposób niejawny to uwzględnia niekolinearność obu wektorów poprzez superpozycję stanów $|\uparrow\rangle$ i $|\downarrow\rangle$. W tym momencie należy jednak nadać temu ściśle matematyczny charakter poprzez przetransformowanie stanu Ψ_R zgodnie z transformacją spinora przy obrocie układu współrzędnych o kąt θ wokół osi x. Można tutaj wykorzystać macierz obrotu spinora (A.5) wokół osi OX z dodatku A:

$$\hat{\mathrm{R}}_{0\mathrm{X}}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} & \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2} \\ \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2} & \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \tag{5.5}$$

We wspomnianych wyżej warunkach ciągłości składowych spinora na interfejsie należy uwzględnić więc obrót osi kwantyzacji składowej z spinu:

$$\Psi_{\mathrm{B}} = \hat{\mathrm{R}}_{0\mathrm{X}}(-\theta)\Psi_{\mathrm{R}} = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2}\psi_{\mathrm{R}\downarrow} - \mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2}\psi_{\mathrm{R}\uparrow} \\ -\mathrm{i}\sin\frac{\theta}{2}\psi_{\mathrm{R}\downarrow} + \cos\frac{\theta}{2}\psi_{\mathrm{R}\uparrow} \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

Podobną transformcję należy przeprowadzić dla pierwszych pochodnych obu składowych spinorów. Przyjmując, że interfejs FM|I znajduje się w początku układu współrzędnych (tj. dla $\mathrm{x} = 0$), natomiast interfejs I|FM w odległości $\mathrm{x} = \mathrm{d}$ (tj. grubości bariery) należy zapisać równość obu składowych spinorów (i ich pochodnych). W rezultacie otrzymujemy układ równań algebraicznych na współczynniki (amplitudy) funkcji falowych dla tunelujących nośników większościowych tj. ze spinem $\uparrow$:

$$\begin{pmatrix}
-1 & 0 & \mathrm{Ai}_{\uparrow\mathrm{x}=0} & \mathrm{Bi}_{\uparrow\mathrm{x}=0} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & -1 & 0 & 0 & \mathrm{Ai}_{\downarrow\mathrm{x}=0} & \mathrm{Bi}_{\downarrow\mathrm{x}=0} & 0 & 0 \\
0 & 0 & -\mathrm{Ai}_{\uparrow\mathrm{x}=0} & -\mathrm{Bi}_{\uparrow\mathrm{x}=0} & 0 & 0 & \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} -\mathrm{i}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\
0 & 0 & 0 & 0 & -\mathrm{Ai}_{\uparrow\mathrm{x}=\mathrm{d}} & -\mathrm{Bi}_{\uparrow\mathrm{x}=\mathrm{d}} & \begin{pmatrix} -\mathrm{i}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\
\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow} & 0 & \mathrm{Ai}'_{\uparrow\mathrm{x}=0} & \mathrm{Bi}'_{\uparrow\mathrm{x}=0} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & \mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow} & 0 & 0 & \mathrm{Ai}'_{\downarrow\mathrm{x}=0} & \mathrm{Bi}'_{\downarrow\mathrm{x}=0} & 0 & 0 \\
0 & 0 & -\mathrm{Ai}'_{\uparrow\mathrm{x}=\mathrm{d}} & -\mathrm{Bi}'_{\uparrow\mathrm{x}=\mathrm{d}} & 0 & 0 & \begin{pmatrix} \mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \\
0 & 0 & 0 & 0 & -\mathrm{Ai}'_{\downarrow\mathrm{x}=\mathrm{d}} & -\mathrm{Bi}'_{\downarrow\mathrm{x}=\mathrm{d}} & \begin{pmatrix} \mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\downarrow}\mathrm{d}} \\ \cdot\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}
\end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} \mathrm{B} \\ \mathrm{C} \\ \mathrm{D} \\ \mathrm{E} \\ \mathrm{F} \\ \mathrm{G} \\ \mathrm{H} \\ \mathrm{I} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \mathrm{i}\mathrm{k}_{\mathrm{x}\uparrow} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.7}$$

gdzie $\mathrm{Ai}_{\sigma\mathrm{x}=(0,\mathrm{d})}(\mathrm{Ai}'_{\sigma\mathrm{x}=(0,\mathrm{d})})$ oraz $\mathrm{Bi}_{\sigma\mathrm{x}=(0,\mathrm{d})}(\mathrm{Bi}_{\sigma\mathrm{x}=(0,\mathrm{d})})$ oznaczają wartości funkcji (pochodnych funkcji) Airy liczone dla spinu σ na granicy warstw tj. w punktach $x = 0$ lub $x = d$. Współczynniki $\mathrm{B}, \mathrm{C}, \mathrm{D}, \mathrm{E}, \mathrm{F}, \mathrm{G}, \mathrm{H}, \mathrm{I}$ są poszukiwanymi amplitudami składowych spinorów w każdym z obszarów złącza tunelowego. Oczywiście należy zwrócić tutaj uwagę, że po stronie warstwy swobodnej spinor zawiera składową odpowiadającą spinowi $\downarrow$. Stany dla tego spinu dostępne są dla energii powyżej dna pasma $\mathrm{E}_{\mathrm{b}\downarrow}$. Zatem dla energii elektronów poniżej tej wartości, w warstwie swobodnej stany $\downarrow$ mają wektor falowy urojony, są więc stanami zanikającymi w sposób wykładniczy. Analogiczny układ równań można ułozyć dla tunelującego elektronu ze spinem $\downarrow$. Oba układy równań można rozwiązać numerycznie przy użyciu standardowych metod. W niniejszej pracy użyto w tym celu standardowej metody eliminacji Gaussa rozwiązywania układów równań liniowych. Mając obliczone zespolone współczynniki składowych spinorów, korzystając z wyrażeń (3.6-3.7) policzyć możemy niezerowe składowe tensora gęstości prądu spinowego dla elektronów o energii ϵ i spinem $\sigma = (\uparrow, \downarrow)$ tunelujących z warstwy referencyjnej (L) do swobodnej (R): $\hat{j}_{x\mu(\sigma)}(\epsilon)^{L\to R}$ i vice versa: $\hat{j}_{x\mu(\sigma)}(\epsilon)^{R\to L}$, gdzie $\mu = \mathrm{x}, \mathrm{y}, \mathrm{z}$ są współrzędnymi związanymi z warstwą referencyjną. Wartości gęstości obu prądów spinowych liczone są na interfejsie I|FM tj. bariery tunelowej i warstwy swobodnej. Mając składowe gęstości prądów spinowych, całkując po dostępnych energiach od dna pasma do energii Fermiego w warstwie referencyjnej i swobodnej , a następnie sumując wkłady od dwóch podpasm spinowych w obu warstwach, otrzymujemy wektory całkowitych prądów spinowych płynących przez interfejs I|FM od warstwy referencyjnej do swobodnej w przybliżeniu temperatury 0 K [98]:

$$\vec{\mathrm{J}}_{\mu}^{L\to R} = \frac{\pi \mathrm{m}^2}{\mathrm{h}^3} \sum_{\sigma} \int_{\mathrm{Eb(L,}\sigma)}^{\mathrm{E_F(L)}} \mathrm{d}\epsilon \frac{\left(\mathrm{E}_{\mathrm{F(L)}} - \epsilon\right)}{\mathrm{k}_{\mathrm{x}\sigma,\mathrm{L}}(\epsilon)\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{x}\mu(\sigma)}^{\mathrm{L}\to\mathrm{R}}(\epsilon)} \tag{5.8}$$

oraz od warstwy swobodnej do referencyjnej [98]:

$$\vec{\mathrm{J}}_{\mu}^{R\to L} = \frac{\pi \mathrm{m}^2}{\mathrm{h}^3} \sum_{\sigma} \int_{\mathrm{Eb(R,}\sigma)}^{\mathrm{E_F(R)}} \mathrm{d}\epsilon \frac{\left(\mathrm{E}_{\mathrm{F(R)}} - \epsilon\right)}{\mathrm{k}_{\mathrm{x}\sigma,\mathrm{R}}(\epsilon)\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{x}\mu(\sigma)}^{\mathrm{R}\to\mathrm{L}}(\epsilon)} \tag{5.9}$$

Wypadkowy całkowity prąd spinowy jest sumą prądu spinowego płynącego od warstwy referencyjnej do swobodnej i w stronę przeciwną:

$$\vec{\mathrm{J}}_{\mu} = \vec{\mathrm{J}}_{\mu}^{L\to R} + \vec{\mathrm{J}}_{\mu}^{R\to L} \tag{5.10}$$

Następnym założeniem, będzie całkowita absorbcja wypadkowego prądu spinowego w warstwie swobodnej. Mówiąc inaczej, wypływający prąd spinowy z warstwy swobodnej w kierunku wzrastającej odległości $x > 0$ jest zerowy. Absorbcja prądu spinowego oznacza powstanie momentu obrotowego działającego na moment spinowy warstwy swobodnej. Dwie składowe tego momentu siły, tj. leżąca w płaszczyźnie ($span \left\langle \vec{\mathrm{S}}_L, \vec{\mathrm{S}}_R \right\rangle$) $\tau_{\parallel}$ oraz prostopadła do tej płaszczyzny składowa $\tau_{\perp}$, będą więc wyrażały się poprzez odpowiednie składowe prądu spinowego:

$$\tau_{\|} = J_{y'}\hat{e}_{y'} = J_y \cos\theta - J_z \sin\theta \tag{5.11}$$

gdzie $J_{y'}$ to obrócona o kąt θ składowa prądu spinowego J_y oraz

$$\tau_{\perp} = J_x'\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{x}'} = \mathrm{J_x}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{x}} \tag{5.12}$$

W powyższych wyrażeniach, wyrazy $\hat{e}_{x'}, \hat{e}_{y'}, \hat{e}_x$ to wersory związane z układem obróconym ($\mathrm{OX'Y'Z'}$) oraz nieobróconym (OXYZ) odpowiednio. Prąd spinowy można liczyć w obszarze bariery tunelowej blisko interfejsu z warstwą swobodną a następnie dokonać transformacji współrzędnych prądu spinowego zgodnie z (5.11) i (5.12).

5.1. Międzywarstwowe sprzężenie wymienne w złączu tunelowym

Jak pokazują obliczenia w ramach przedstawionego wyżej modelu, składowe momentu siły określone przez wektor prądu spinowego (por. wyr.(5.8)-(5.10)) zawierają w sobie wkłady od elektronów z całej szerokości pasma warstwy z której tunelują. To powoduje, że nawet przy braku przyłożonego napięcia ($\mathrm{V} = 0$), składowa $\vec{\tau}_{\perp}$ jest niezerowa, w przeciwieństwie do składowej leżącej w płaszczyźnie ($\vec{\tau}_{\|}$), która znika przy braku napięcia. W literaturze przedmiotu efekt ten nazywany jest międzywarstwowym sprzężeniem wymiennym IEC (*ang.* Interlayer Exchange Coupling). Sprzężenie wymienne pomiędzy warstwami magnetycznymi przedzielonymi niemagnetycznymi przekładkami po raz pierwszy zaobserwowano w złączach metalicznych typu $\mathrm{Fe|Cr|Fe}$ [16]. Sprzężenie to miało charakter oscylacyjny w zależności od grubości przekładki, a wiąże się z przenoszonym przez elektrony przewodnictwa oddziaływaniem RKKY. O wpływie tego rodzaju sprzężenia na rozwój technologiczny złącz (metalicznych jak i tunelowych) wspomniane już było w rozdziale 4.1. Oddziaływanie to jednak nie wykazuje oscylacyjnego charakteru w przypadku złącz tunelowych. Pierwszy opis teoretyczny sprzężenia IEC w złączu tunelowym został zaproponowany przez Slonczewskiego w 1989 roku [48], który wyraził wielkość tego sprzężenia za pomocą odpowiednich składowych prądu spinowego przy braku napięcia, podobnie jak ma to miejsce w modelu stosowanym w niniejszej pracy [97]. Zasadniczą różnicą pomiędzy sprzężeniem IEC w złączu metalicznym i tunelowym jest to, że w tym ostatnim ma ono charakter nieoscylacyjny, a jego wielkość szybko zanika z grubością bariery tunelowej. Takie jest też przewidywanie modelu elektronów swobodnych [97]. Zarówno część prac eksperymentalnych [122] jak i teoretycznych [121] pokazuje jednak, że sprzężenie międzywarstwowe nie tylko maleje ze zwiększającą się grubością bariery, ale może, dla pewnych grubości, również zmienić znak. Warto tutaj wspomnieć, że praca Bruno dotycząca IEC traktuje w sposób jednolity zarówno sprzężenie IEC w złączach metalicznych jak i tunelowych, a mianowicie, w obu przypadkach opisuje je jako wynik interferencji kwantowych w warstwie niemagnetycznej. Złożony problem sprzężenia sam w sobie nie jest tematem niniejszej pracy, interesować nas będzie natomiast wpływ sprzężenia na własności dynamiczne złącz. Problem ten zostanie omówiony w dalszej części pracy, zaś w tym momencie pozostaniemy przy ogólnym stwierdzeniu, iż sprzężenie międzywarstwowe jest już uwzględnione w wektorze prostopadłym momentu siły $\vec{\tau}_{\perp}$, a jego miarą będzie wartość tej składowej przy braku napięcia: $\tau_{\perp}(\mathrm{V}=0)$

Mając dane momenty sił działające na moment spinowy w warstwie swobodnej, możemy uwzględnić je w odpowiednich równaniach ruchu opisujących dynamikę momentu spinowego. Wykorzystywanym w tej pracy równaniem dynamiki będzie fenomenologiczne równanie Landaua-Lifszyca-Gilberta.

6. Dynamika magnetyzacji

6.1. Równania dynamiki

Jedną z podstawowych cech ferromagnetyka jest zdolność do jego przemagnesowywania, a więc możliwość sterowania jego własnym momentem magnetycznym za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego. Cechę tę, jako pierwszy opisał francuski XIII wieczny uczony krzyżowiec Petrus Peregrinus de Maricourt. W swoim dziele „*Epistola de Magnete*" wspomniał on o biegunach ciał magnetycznych oraz możliwościach ich przebiegunowywania. Od tego czasu postęp jaki nastąpił a dotyczący wiedzy na temat własności magnetyków był ogromny. Jednak dopiero w XX. wieku wprowadzono ściśle matematyczny opis odkrytego wieki wcześniej zjawiska. Wiedziano już wówczas jakie są kwantowo-mechaniczne źródła magnetyzmu ciał fizycznych, w szczególności metali o których będzie mowa w dalszej częsci pracy. Nieco wcześniej, w XIX w. poznano również prawa rządzące układami wielocząstkowymi (mechanikę statystyczną), jak również prawa którym podlegają zjawiska elektromagnetyczne w materii oraz poza nią (równania Maxwella). Te trzy wielkie teorie umożliwiły w pierwszej połowie XX w. opis magnetyzmu na poziomie fundamentalnym, tj. odwołując się do pojęć mechaniki kwantowej, czy algebry operatorów. W szczególności, do opisu własności magnetycznych ciał fizycznych wprowadzono operator momentu magnetycznego, działający na układ wszystkich możliwych elektronów magnetyka tworzących wielocząstkową funkcję falową. W ramach mechaniki kwantowej wprowadzono formalizm macierzy gęstości, który pozwala opisywać zespół statystyczny różnych stanów kwantowych wielu elektronów (tutaj: stanów orbitalnych i spinowych). Dzięki temu formalizmowi mamy możliwość zapisania wektora momentu magnetycznego (magnetyzacji) w punkcie $\vec{\mathrm{r}}$ próbki jako średnią po zespole statystycznym [73]:

$$\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) = \mathrm{Tr}\left(\rho\hat{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})\right) \tag{6.1}$$

gdzie po prawej stronie mamy ślad iloczynu macierzy gęstości oraz operatora momentu magnetycznego. Operator momentu magnetycznego związany jest z oparatorami orbitalnego i spinowego momentu pędu:

$$\hat{\mathrm{M}} = \mu_{\mathrm{B}}\hat{\mathrm{L}}_{\mathrm{z}} + \mathrm{g}\mu_{\mathrm{B}}\hat{\mathrm{S}}_{\mathrm{z}} \tag{6.2}$$

gdzie $\mathrm{g} = 2$ to czynnik Landego dla elektronów. Pozostajemy tutaj w obrębie obrazu Schrödingera, w którym to stany kwantowe układu (funkcje falowe) są zależne od czasu, a nie operatory nań działające. Macierz gęstości jest określona w ogólnym przypadku przez zależne od czasu stany kwantowe (funkcje falowe układu): $\rho(t) = \sum_i |\Psi(t)\rangle \langle\Psi(t)|$, a więc sama również zależy od czasu. Jej ewolucja czasowa jest opisywana równaniem von Neumanna:

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial\rho}{\partial \mathrm{t}} = \left[\hat{\mathrm{H}}, \rho\right] \tag{6.3}$$

gdzie $\hat{\mathrm{H}}$ jest niezależnym od czasu hamiltonianem układu. Zróżniczkowanie równania (6.1) po czasie daje równanie:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})}{\mathrm{dt}} = \mathrm{Tr}\left(\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{dt}}\hat{\mathrm{M}} + \rho\frac{\mathrm{d}\hat{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}}\right) \tag{6.4}$$

Ponieważ używamy obrazu Schrödingera to drugi składnik w powyższym równaniu znika. Wzięcie pod uwagę równanie (6.3), umożliwia zapis powyższego wyniku w formie:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})}{\mathrm{dt}} = -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}\mathrm{Tr}\left(\left[\hat{\mathrm{H}}, \rho\right]\hat{\mathrm{M}}\right) \tag{6.5}$$

Następnie zakładamy, że jedynym niekomutującym z macierzą gęstości operatorem jest hamiltonian Zeemana $\hat{\mathrm{H}} = -\hat{\mathrm{M}} \cdot \vec{\mathrm{B}}$ gdzie $\vec{\mathrm{B}}$ jest pewnym polem magnetycznym, z którym oddziałuje moment magnetyczny układu. Wykorzystujemy również własność cyklicznej przemienności śladu operatora hermitowskiego [102]: $\mathrm{Tr}(\hat{\mathrm{A}}\hat{\mathrm{B}}\hat{\mathrm{C}}) = \mathrm{Tr}(\hat{\mathrm{B}}\hat{\mathrm{C}}\hat{\mathrm{A}}) = \mathrm{Tr}(\hat{\mathrm{C}}\hat{\mathrm{A}}\hat{\mathrm{B}})$. Otrzymujemy wówczas prawą stronę równania (6.5) w postaci:

$$\begin{aligned}
&\frac{-\mathrm{i}}{\hbar}\mathrm{Tr}\left(\sum_{\mathrm{i}}\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}}\left(\sum_{\mathrm{j}}\left(\rho\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\mathrm{B}_{\mathrm{j}} - \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\mathrm{B}_{\mathrm{j}}\rho\right)\right)\right) = \\
&\frac{-\mathrm{i}}{\hbar}\mathrm{Tr}\left(\sum_{\mathrm{ij}}\left(\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}}\rho\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\mathrm{B}_{\mathrm{j}} - \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}}\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\mathrm{B}_{\mathrm{j}}\rho\right)\right) = \\
&= \frac{+\mathrm{i}}{\hbar}\mathrm{Tr}\left(\sum_{\mathrm{ij}}\left(\rho\left[\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}}, \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\right]\mathrm{B}_{\mathrm{j}}\right)\right)
\end{aligned} \tag{6.6}$$

W powyższych wyrażeniach każdy z indeksów $\mathrm{i}, \mathrm{j} = (\mathrm{x}, \mathrm{y}, \mathrm{z})$. Jak wspomniano wcześniej, wektor operatora momentu magnetycznego jest proporcjonalny do wektora operatora całkowitego momentu pędu $\hat{\mathrm{M}} = -\frac{1}{2}\gamma_{\mathrm{e}}\hat{\mathrm{L}} - \gamma_{\mathrm{e}}\hat{\mathrm{S}}$, gdzie $\gamma_{\mathrm{e}} = \frac{|\mathrm{e}|}{\mathrm{m}}$ to stosunek żyromagnetyczny dla elektronów[1]. Skupmy się na materiałach z grupy żelaza, dla których pole krystaliczne powoduje wygaszanie orbitalnego momentu pędu elektronów [73]. Oznacza to, że moment magnetyczny w tych materiałach jest zdeterminowany w głównej mierze przez spiny elektronów, a nie przez

[1] $\gamma_e = 1.76 \times 10^1 1 T^{-1}s^{-1} = 2.21 \times 10^5 mA^{-1}s^{-1}$

ich orbitalny moment pędu. Zatem możemy napisać, że $\hat{\mathrm{M}} = -\gamma_{\mathrm{e}}\hat{\mathrm{S}}$. Składowe operatora momentu magnetycznego spełniają więc takie same reguły komutacji jak składowe operatora spinu:

$$\left[\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}}, \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\right] = \gamma_{\mathrm{e}}^{2}\left[\hat{\mathrm{S}}_{\mathrm{i}}, \hat{\mathrm{S}}_{\mathrm{j}}\right] = -\gamma_{\mathrm{e}}\mathrm{i}\hbar\epsilon_{\mathrm{ijk}}\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{k}} \tag{6.7}$$

gdzie ϵ_{ijk} to całkowicie antysymetryczny tensor Leviego-Civity [83]. Tę regułę komutacyjną wprowadzamy do wyrażenia (6.6):

$$\gamma_{\mathrm{e}}\mathrm{Tr}\left(\sum_{\mathrm{ijk}}\rho\epsilon_{\mathrm{ijk}}\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{k}}\mathrm{B}_{\mathrm{j}}\right) = -\gamma_{\mathrm{e}}\mathrm{Tr}\left(\sum_{\mathrm{ijk}}\rho\epsilon_{\mathrm{ijk}}\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}}\mathrm{B}_{\mathrm{k}}\right) = -\gamma_{\mathrm{e}}\mathrm{Tr}\left(\rho(\hat{\mathrm{M}}\times\vec{\mathrm{B}})\right) \tag{6.8}$$

Wykorzystując fakt, iż średnia wartość dowolnego operatora wyraża się poprzez: $\langle\hat{\mathrm{A}}\rangle = \mathrm{Tr}\left(\rho\hat{\mathrm{A}}\right)$, oraz za przyjętą konwencją że $\langle\hat{M}\rangle \equiv \vec{M}(\vec{r}) \equiv \vec{M}$ zapisujemy równanie (6.5) jako:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} = -\gamma_{\mathrm{e}}\left(\vec{\mathrm{M}}\times\vec{\mathrm{B}}\right) \tag{6.9}$$

Widniejące w powyższym wyrażeniu pole $\vec{\mathrm{B}}$ może mieć różnoraki charakter: może ono odpowiadać polu zewnętrznemu lub wewnętrznemu polu (molekularnemu) zaproponowanego przez Weissa w 1907 roku. Może również być kombinacją tych dwóch przyczynków. Jeśli weźmiemy pod uwagę fakt, że istnienie takiego wypadkowego pola $\vec{\mathrm{B}} \equiv \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}$, zwanego efektywnym, jest związane z energią[2] oddziaływania tego pola ze średnim momentem magnetycznym próbki:$\mathrm{U} = -\vec{\mathrm{M}}\cdot\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}$, to najprostszym wyrażeniem tegoż pola efektywnego będzie pochodna funkcjonalna całkowitej energii magnetostatycznej po wektorze średniej magnetyzacji $\vec{\mathrm{M}}$:

$$\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}} = -\frac{\delta\mathrm{U}}{\delta\vec{\mathrm{M}}} \tag{6.10}$$

Równanie (6.9) można zapisać więc zastępując $\vec{B}$ poprzez $\vec{H}_{ef}$.

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} = -\gamma_{e}\left(\vec{\mathrm{M}}\times\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}\right) \tag{6.11}$$

Widać zatem, że powyższe równanie, mające swe źródła w podstawowych statystycznych własnościach kwantowych, może być de facto traktowane jako równanie makroskopowe opisujące ruch precesyjny średniego momentu magnetycznego próbki wokół kierunku pola efektywnego. Równanie to zachowuje długość wektora $\vec{\mathrm{M}}$ i zarazem opisuje ruch magnetyzacji bez dyssypacji energii. Obie te własności wynikają wprost z rachunku wektorowego. Iloczyn

[2] ilekroć będzie mowa o energii magnetycznej (magnetostatycznej) będziemy mieli na myśli energię swobodną

mieszany dowolnych wektorów wyraża się poprzez:

$$\vec{\mathrm{a}} \cdot (\vec{\mathrm{b}} \times \vec{\mathrm{c}}) = \vec{\mathrm{b}} \cdot (\vec{\mathrm{a}} \times \vec{\mathrm{b}}) \tag{6.12}$$

Jeśli więc pomnożymy skalarnie obustronnie równanie (6.11) przez $\vec{\mathrm{M}}$ to otrzymamy:

$$\vec{\mathrm{M}} \cdot \frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} = -\gamma_{\mathrm{e}}\vec{\mathrm{M}} \cdot \left(\vec{\mathrm{M}} \times \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}\right) = -\gamma_{\mathrm{e}}\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}} \cdot \left(\vec{\mathrm{M}} \times \vec{\mathrm{M}}\right) = 0 \tag{6.13}$$

Długość wektora $|\vec{\mathrm{M}}| \equiv \mathrm{M} = \vec{\mathrm{M}} \cdot \vec{\mathrm{M}}$. Licząc jej pochodną po czasie $\frac{\mathrm{dM}}{\mathrm{dt}} = 2\vec{\mathrm{M}} \cdot \frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} = 0$. Gęstość energii można z kolei wyrazić jako oddziaływanie Zeemana pomiędzy magnetyzacją a polem efektywnym: $\mathrm{U} = -\vec{\mathrm{M}} \cdot \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}$. Licząc jej pochodną po czasie, przy założeniu niezależnego od czasu pola efektywnego, otrzymujemy:

$$\frac{\mathrm{dU}}{\mathrm{dt}} = -\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} \cdot \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}} = 0 \tag{6.14}$$

na mocy wspomnianej już własności mieszanego iloczynu wektorowego zastosowanego do równania (6.11). Bazując na powyższych własnościach równania (6.11), Landau oraz Lifszyc wprowadzili do niego w roku 1935 człon dyssypacyjny, który związany był z możliwością utraty energii magnetycznej. Istnienie tego członu wprowadzili oni na drodze fenomenologicznej, tj. nie wnikając w naturę dyssypacji energii, która może mieć różne przyczyny rozpatrywane na płaszczyźnie mikroskopowej (kwantowej). Uzupełnione równanie (6.11) nosi nazwę równania Landaua-Lifszyca [99] i ma formę:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} = -\gamma_{\mathrm{e}}\vec{\mathrm{M}} \times \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}} + \frac{\lambda}{\mathrm{M}}\vec{\mathrm{M}} \times \left(\vec{\mathrm{M}} \times \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}\right) \tag{6.15}$$

gdzie γ to stosunek żyromagnetyczny (dla elektronu). Równanie to przeformułował a w pewnym stopniu również uzasadnił (choć również fenomenologicznie) Tomasz Gilbert w 1955 roku [100]. Punktem wyjścia dla pracy Gilberta było założenie, iż znane z mechaniki klasycznej równania Lagrange'a z lagranżjanem zależnym od magnetyzacji oraz jej pochodnych czasowych tj. $\mathcal{L}(\vec{\mathrm{M}}, \dot{\vec{\mathrm{M}}})$, prowadzą do równania (6.11). Poprzez analogię, Gilbert tłumaczył, że istnienie członu dyssypacyjnego w równaniu Landaua-Lifszyca wynika z dyssypacyjnego równania Lagrange'a w formie [103]:

$$\frac{\delta\mathcal{L}(\vec{\mathrm{M}}, \dot{\vec{\mathrm{M}}})}{\delta\vec{\mathrm{M}}} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\frac{\delta\mathcal{L}(\vec{\mathrm{M}}, \dot{\vec{\mathrm{M}}})}{\delta\dot{\vec{\mathrm{M}}}} + \frac{\delta\mathcal{R}(\vec{\mathrm{M}}, \dot{\vec{\mathrm{M}}})}{\delta\dot{\vec{\mathrm{M}}}} = 0 \tag{6.16}$$

Funkcja $\mathcal{R}(\vec{\mathrm{M}}, \dot{\vec{\mathrm{M}}})$ w powyższym równaniu jest tzw. dyssypacyjną funkcją Rayleigha [104]. Funkcje Lagrange'a jak i Rayleigha są zapostulowane w formie analogicznej do funkcji znanych z mechaniki klasycznej, gdzie zmienne przestrzenne $\vec{r}$ oraz $\dot{\vec{r}}$ zastąpione są przez zmienne $\vec{M}$ i $\dot{\vec{M}}$. Funkcja Rayleigha w przedstawionej formie jest więc odpowiednikiem tarcia mechanicznego (niepotencjalnej siły uogólnionej) proporcjonalnego do kwadratu prędkości, tj. $\mathcal{R}(\vec{M},\dot{\vec{M}}) = \frac{\xi}{2}\dot{\vec{M}}^2$, gdzie ξ jest „tarciem" (tłumieniem) magnetycznym. Jeśli weźmiemy pod uwagę fakt, iż $\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{U}$ oraz, że $\frac{\delta\mathcal{U}}{\delta\vec{M}} = -\vec{H}_{ef}$ i $\frac{\delta\mathcal{U}}{\delta\dot{\vec{M}}} = 0$, to możemy zapisać wyrażenie (6.16) w postaci:

$$\frac{\delta\mathcal{T}(\vec{M},\dot{\vec{M}})}{\delta\vec{M}} - \frac{d}{dt}\frac{\delta\mathcal{T}(\vec{M},\dot{\vec{M}})}{\delta\dot{\vec{M}}} + (\xi\dot{\vec{M}} - \vec{H}_{ef}) = 0 \tag{6.17}$$

Następnie, należy wrócić do założenia poczynionego przez Gilberta o równoważności równania Lagrange'a bez tłumienia i równania (6.11). Zatem analogicznie przy uwzględnieniu tłumienia, tj. gdy $\xi \neq 0$, równanie to musi przyjmować formę:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_e\vec{M} \times \left(\vec{H}_{ef} - \xi\dot{\vec{M}}\right) = -\gamma_e\vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \tag{6.18}$$

gdzie $\alpha = \xi\gamma_e M$ jest współczynnikiem tłumienia Gilberta. Równanie (6.18) nosi nazwę Landaua-Lifszyca-Gilberta (LLG) i będzie kluczowe dla dalszych rozważań przedstawianych w niniejszej pracy. Równanie (6.18) można sprowadzić do równania w formie zaproponowanej przez Landaua i Lifszyca (6.15). Można to łatwo pokazać mnożąc wektorowo i lewostronnie otrzymane równanie przez $\vec{M}$ i używając następnie tożsamości wektorowej $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a}\cdot\vec{c}) - \vec{c}(\vec{a}\cdot\vec{b})$ oraz pokazanej wcześniej własności $\vec{M}\cdot\frac{d\vec{M}}{dt} = 0$:

$$\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_e\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M}\vec{M} \times \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_e\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \alpha M\frac{d\vec{M}}{dt} \tag{6.19}$$

Podstawienie powyższego równania do równania LLG (6.23) daje:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_e\vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \frac{\alpha\gamma_e}{M}\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \alpha^2\frac{d\vec{M}}{dt} \tag{6.20}$$

Porządkując wyrazy dostajemy równanie Landaua-Lifszyca (LL):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma_e}{1+\alpha^2}\vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \frac{\gamma_e}{1+\alpha^2}\frac{\alpha}{M}\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ef} \tag{6.21}$$

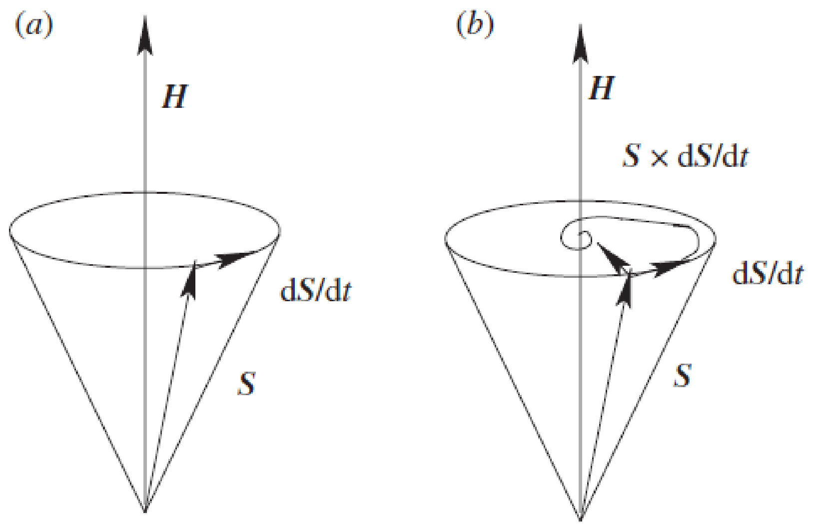
lub

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \frac{\lambda}{M}\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{ef} \tag{6.22}$$

Powyższy wynik może sugerować, że równanie LLG w postaci równania (6.22) jest tożsame z równaniem LL (6.15). Należy jednak zwrócić uwagę na stałe występujące w obu równaniach. W obu tych równaniach stosunek żyromagnetyczny jest nieco inny: γ_e (równanie LL (6.15)) oraz $\gamma \equiv \frac{\gamma_e}{1+\alpha^2}$ (równanie LLG w postaci (6.22)). Podobnie czynnik tłumienia wprowadzony do równania LLG ma inną wartość niż współczynnik tłumienia w równaniu LL: $\lambda = \frac{\alpha\gamma_e}{1+\alpha^2}$. Tak więc, mimo, że oba równania można sprowadzić do podobnej formy, to są one identyczne jedynie dla $\alpha(\lambda) \to 0$. Różnice są szczególnie istotne w przypadku bardzo dużego tłumienia, to jest gdy $\alpha(\lambda) \to \infty$ wówczas pochodna czasowa $\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} \to 0$ (w równaniu LLG) lub $\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{M}}}{\mathrm{dt}} \to \infty$ (w równaniu LL) [105]. Fakt ten był zresztą bezpośrednim powodem podjętej przez Gilberta modyfikacji równania Landaua-Lifszyca [100], a także sugeruje, iż równanie przez niego sformułowane jest bardziej adekwatne do opisu dynamiki magnetyzacji. W niniejszej pracy będzie używane równanie LLG zapisane dla klasycznego wektora momentu spinowego, dla którego można zapisać $\tilde{\mathrm{S}} = -\tilde{\mathrm{M}}$. Podstawiając tę zależność otrzymujemy:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{S}}}{\mathrm{dt}} = \gamma_e \vec{\mathrm{S}} \times \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}} - \frac{\alpha}{\mathrm{S}} \vec{\mathrm{S}} \times \frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{S}}}{\mathrm{dt}} \tag{6.23}$$

Wybór takiej formy równania uzasadniam tym, iż momenty obrotowe związane z przepływem prądu będą liczone również dla momentów spinowych a nie magnetycznych. Należy w tym miejscu zatrzymać się chwilę nad jednostkami. W wyrażeniu (6.23) tłumienie α (bezwymiarowe) jest podzielone przez wartość momentu spinowego S. Wartość momentu spinowego wyrażać będziemy w teslach, podobnie jak moment magnetyczny. Zatem długość wektora momentu spinowego S będzie odpowiadać wartości magnetyzacji nasycenia próbki. Wymiarem równania (6.23) jest $\frac{\mathrm{T}}{\mathrm{s}}$. Pole efektywne ma z kolei wymiar $[H_{ef}] = \frac{A}{m}$. Pierwszy człon po prawej stronie równania (6.23) ma więc wymiar: $[\mathrm{S}] \times [\gamma_\mathrm{e}][\mathrm{H_{eff}}] = \mathrm{T} \times \frac{1}{\mathrm{sT}}\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{m}}$. A zatem, żeby wyrażenie to miało wymiar $\frac{\mathrm{T}}{\mathrm{s}}$ to stusunek żyromagnetyczny γ_e musi być wyrażony w jednostkach $\frac{m}{A \cdot s}$. Na koniec, na rys.6.1 pokazano kierunki wektorów z równania LLG w dwóch



Rysunek 6.1. Schematyczne przedstawienie dynamiki opisywanej równaniem LLG bez tłumienia (a) oraz z tłumieniem (b) wokół kierunku wyznaczonego przez wektor pola efektywnego $\vec{H}$ (źródło: [103])

przypadkach: gdy tłumienie $\alpha = 0$ oraz $\alpha \neq 0$.

Powyżej przedstawione równania Landaua-Lifszyca i Landaua-Lifszyca-Gilberta nie są jednak jedynymi, z którymi można się spotkać studiując zagadnienia dynamiki magnetycznej. Należy przynajmniej wspomnieć, że istnieją równania opisujące nierównowagową wartość namagnesowania (a więc nie zachowujące normy wektora $\tilde{\mathrm{M}}$). Są to równania Blocha, znajdujące szerokie zastosowanie w technikach jądrowego rezonansu magnetycznego NMR [73]. Pomiary czasów relaksacji magnetyzacji ośrodka, które są parametrami równań Blocha znalazły zastosowanie nie tylko w fizyce czy naukach materiałowych, ale również w medycynie jako znane obecnie badanie rezonansu magnetycznego MRI (*ang.* Magnetic Resonance Imaging). Innego rodzaju równaniem, które opisuje dynamikę magnetyzacji może być tzw. równanie Thielego [101], wykorzystywane m.in. do opisu ruchu wirów magnetycznych (*ang.* magnetic vortices) w cienkich warstwach magnetyków. Oba wspomniene równania nie odnoszą się do zagadnień poruszanych w niniejszej pracy, dlatego szczegółowe ich omówienie zostanie pominięte.

6.2. Trzy modele dynamiki magnetyzacji

Przedstawione w poprzednim podrozdziale równania opisujące dynamikę momentu magnetycznego (spinowego) zależą od znajomości pola efektywnego w badanych materiałach. Niekiedy mamy do czynienia z próbkami, których magnetyzacja jest jednorodna, a sama dynamika jest koherentna w całym obszarze próbki. Wówczas można pominąć zależność wektora magnetyzacji od położenia i badać dynamikę jednego wektora magnetyzacji opisującego całą próbkę, tj. przyjąć, że próbka jest jednodomenowa. Takie podejście nazywa się makrospinowym. Podejście takie jest szeroko stosowane ze względu na swą efektywność. Pozwala ono na analityczne wyznaczanie pewnych charakterystyk układu określonych poprzez parametry równania LLG i pola efektywnego niezależnego od położenia. Innego typu podejściem do badania dynamiki magnetyzacji rzeczywistych układów jest z kolei podejście atomistyczne oraz mikromagnetyczne. Oba te podejścia stosują się w przypadkach silnych niejednorodności namagnesowania próbek. W podejściu atomistycznym każdy atom układu jest oddzielnym momentem magnetycznym oddziałującym wymiennie z sąsiadami. Anizotropie i całki wymiany określające pole efektywne są w tym modelu obliczana z zasad pierwszych, natomiast samą dynamikę opisuje to samo równanie LLG co w ujęciu makrospinowym. Można powiedzieć, że model ten jest dyskretny, gdyż rozpatruje się w nim układ momentów magnetycznych znajdujących się w węzłach siatki przestrzennej, z drugiej zaś strony parametry modelu są obliczane z ciągłych przestrzennie wielocząstkowych funkcji falowych. Model atomistyczny stosuje się w przypadku układów rzędu kilku do kilkudziesięciu nm (lub wielkości odpowiadającej kilkuset jonom magnetycznym), oraz przy badaniach ultraszybkiej dynamiki magnetyzacji o czasach charakterystycznych rzędu fs [106]. Ostatnie podejście do zagadnienia dynamiki momentu magnetycznego to tzw. podejście mikromagnetyczne. W modelu tym zaniedbuje się dyskretny charakter modelu atomistycznego, a w zamian wprowadza się wektor magnetyzacji jako ciągłą funkcję zmiennych przestrzennych $\vec{\mathrm{M}} = \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})$. Magnetyzacje w dwóch różnych punktach przestrzeni próbki oddziałując ze sobą nawzajem, są jednocześnie poddane działaniu lokalnego pola efektywnego $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}}(\vec{\mathrm{r}})$. Dynamika magnetyzacji w każdym punkcie opisywana jest jednak tym samym co poprzednio równaniem LLG. Ujęcie mikromagnetyczne stosowane jest dla układów o wielkościach od kilkudziesięciu nm do $\mu\mathrm{m}$, szczególnie tam, gdzie mamy do czynienia ze skomplikowanymi układami domen magnetycznych. Oczywiście, zbadanie dynamiki o nieskończonej ilości stopni swobody jest zadaniem niewykonalnym. Z tego też powodu, przy rozwiązywaniu zagadnień mikromagnetycznych szerokie zastosowanie znalazły przybliżone metody rozwijane początkowo na rzecz mechaniki ośrodków ciągłych, a mianowicie metoda elementów skończonych oraz metoda różnic skończonych. Mamy więc trzy skale wielkości przy których stosuje się bardziej lub mniej dokładne metody badania dynamiki magnetyzacji: makrospinowa, mikromagnetyczna oraz atomistyczna. Należy jednak podkreślić, iż nie ma uniwersalnego klucza wyboru tej czy innej metody. Przykładowo, dynamikę magnetyzacji nanoskopowych układów kropek kwantowych zarówno można badać przy użyciu podejścia atomistycznego jak i makrospinowego w zależności od skali czasowej procesów dynamicznych.[3]

6.3. Pole efektywne i energia magnetostatyczna

Jak wspomniano, dynamikę momentu magnetycznego można rozpatrywać na trzech różnych poziomach. Na każdym z poziomów obowiązuje równanie LLG, a różnica tkwi w polu efektywnym. Pole efektywne jest z kolei związane z energią magnetostatyczną, a dokładniej jest pochodną funkcjonalną energii po momencie magnetycznym próbki. Najbardziej fundamentalne podejście do problemu, tj. podejście atomistyczne wyraża całkowitą energię układu poprzez sumę energii momentów magnetycznych ulokowanych w każdym z punktów sieci przestrzennej. Całkowita energia wyraża się więc za pomocą hamiltonianu spinowego (nierelatywistycznego) [106]:

$$\hat{\mathrm{H}} = \hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{ex}} + \hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{a}} + \hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{dip}} + \hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{z}} \tag{6.24}$$

gdzie

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{ex}} = -\sum_{\mathrm{i}<\mathrm{j}} \mathrm{J}_{\mathrm{ij}} \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}} \cdot \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}} \tag{6.25}$$

[3] nanodomeny w tych układach powstają w czasie rzędu kilkuset fs, dla większych czasów kropki kwantowe można traktować jako jednodomenowe, tj. stosować model makrospinowy

jest Heisenberowskim hamiltonianem wymiennym, a stała J jest tzw. całką wymiany. Drugi wyraz w (6.24) może zostać wyrażony jako:

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{a}} = \sum_{\mathrm{i}} \mathrm{K}(\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{M,i}} \cdot \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{k}})^2 \tag{6.26}$$

i opisuje on wówczas anizotropię (magnetokrystaliczną) jednoosiową wyznaczoną przez wersor kierunku osi łatwej $\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{k}}$, zaś kierunek wektora momentu magnetycznego w i-tym węźle siatki dyskretnej określa wersor $\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{M,i}}$. Anizotropię jednoosiową spotyka się przede wszystkim w układach cienkowarstwowych jako wypadkową wielu czynników mających wpływ na anizotropię warstw rzędu nm. W ogólnym zaś przypadku, w materiałach objętościowych zapis tej części hamiltonianu nie jest do końca poprawny, gdyż np. struktury typu bcc wykazują anizotropię trójosiową (sześciozwrotową). Aby w pełni uwzględnić ten fakt, należałoby stwierdzić, iż człon ten związany jest z oddziaływaniem spinowo-orbitalnym. W nierelatywistycznym zapisie równania Diraca przyjmuje ono postać hamiltonianu $\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{S-O}} = \xi\hat{\mathrm{L}} \cdot \hat{\sigma}$, gdzie parametr ξ to parametr charakteryzujacy to oddziaływanie [73]. Jeśli człon spinowo-orbitalny potraktuje się jako zaburzenie, a jego działanie ograniczy się do elektronów $3\mathrm{d}$, to przykładowo poprawka do energii w drugim rzędzie rachunku zaburzeń dla układów w strukturze heksagonalnej hcp (*ang.* hexagonal close packed) będzie wynosić $\Delta\mathrm{E}_{\mathrm{S-O}} = \mathrm{K}_0 + \mathrm{K}_1 \sin^2\theta$, a więc określa anizotropię jednoosiową. Parametr określający tę anizotropię $K_1 \propto \frac{\xi^2}{W}$, a W jest szerokością pasma $3d$ [111]. Wielkość θ jest kątem pomiędzy osią łatwą (001) struktury heksagonalnej a wektorem $\hat{M}_i$. Ogólna postać poprawki zależy jednak silnie od struktury krystalograficznej. Ponadto, aby móc policzyć wartość stałych anizotropii K w konkretnych przypadkach należy znać dokładnie strukturę pasmową magnetyka oraz znać wielkość sprzężenia spinowo-orbitalnego, co sprowadza się do znajomości potencjału krystalicznego. Do zagadnień tych należy więc stosować metody *ab initio*, co leży poza zakresem niniejszej pracy. Kolejny wyraz w wyrażeniu (6.24), w ujęciu atomistycznym, przyjmuje postać

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{dip}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\mathrm{i<j}} \frac{1}{\mathrm{r}_{\mathrm{ij}}^3} \left(\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}} \cdot \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}} - 3(\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}} \cdot \hat{\mathrm{r}}_{\mathrm{ij}})(\hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{j}} \cdot \hat{\mathrm{r}}_{\mathrm{ij}}) \right) \tag{6.27}$$

jest oddziaływaniem dipolowym pomiędzy zlokalizowanymi momentami magnetycznymi odległymi od siebie o $\hat{\mathrm{r}}_{\mathrm{ij}} \equiv \hat{\mathrm{r}}_{\mathrm{i}} - \hat{\mathrm{r}}_{\mathrm{j}}$. Energia oddziaływania dipolowego jest najmniejsza, gdy każda z par momentów magnetycznych ustawiona jest równolegle do siebie.

Ostatni człon w równaniu (6.24) odpowiada za oddziaływanie Zeemana momentu magnetycznego z zewnętrznym polem magnetycznym $\vec{\mathrm{H}}$:

$$\hat{\mathrm{H}}_{\mathrm{z}} = -\sum_{\mathrm{i}} \hat{\mathrm{M}}_{\mathrm{i}} \cdot \vec{\mathrm{H}} \tag{6.28}$$

6.3.1. Pole efektywne w ujęciu mikromagnetycznym i makrospinowym

Energia wymienna

Gdy przechodzimy do zakresu mikromagnetycznego, tj. moment magnetyczny opisujemy klasycznym wektorem $\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})$, wówczas wszystkie człony energii magnetostatycznej powinny być również ciągłymi funkcjami położenia. W tym przypadku, równanie (6.25) należy rozpatrywać w sposób klasyczny i sprowadzić można je do postaci ciągłej przestrzennie gęstości energii wymiennej [108]. Aby to zrobić należy zapisać to równanie w następującej formie:

$$\mathrm{U_{ex}} = -\sum_{i<j} J_{i,j}\vec{\mathrm{M}}_\mathrm{i} \cdot \vec{\mathrm{M}}_\mathrm{j} = -\mathrm{JM}^2 \sum \cos\theta_\mathrm{i,j} \tag{6.29}$$

W powyższym wyrażeniu jest założone, iż sumowanie jest tylko po najbliższych sąsiadach momentu magnetycznego i-tego, oraz że kąt pomiędzy sąsiednimi wektorami momentu magnetycznego jest niewielki. To pozwala na rozwinięcie funkcji $\cos\theta_\mathrm{i,j}$ w szereg potęgowy względem kąta $\theta_\mathrm{i,j}$. Ponieważ wartość kąta $\theta_\mathrm{i,j}$ jest niewielka, to można go zapisać jako $\theta_\mathrm{i,j} \approx |\vec{\mathrm{M}}_\mathrm{i} - \vec{\mathrm{M}}_\mathrm{j}|$. Ze względu na ciągłość przestrzenną wektora momentu magnetycznego, różnicę tę można przedstawić w postaci gradientu jego trzech składowych, co ostatecznie prowadzi do wyrażenia na gęstość energii wymiennej:

$$\mathrm{U_{ex}}(\vec{\mathrm{r}}) \approx \mathrm{A}\left((\nabla\mathrm{M_x}(\vec{\mathrm{r}}))^2 + (\nabla\mathrm{M_y}(\vec{\mathrm{r}}))^2 + (\nabla\mathrm{M_z}(\vec{\mathrm{r}}))^2\right) \tag{6.30}$$

Parametr A jest tutaj stałą wymiany (zwany też parametrem sztywności - z *ang.* stifness parameter) określającą zdolność do niwelowania niejednorodności (gradientu) magnetyzacji w próbce. Stała ta jest różna dla różnych materiałów o różnych strukturach krystalograficznych. Jest ona jednak wprost proporcjonalna do całki wymiany J oraz odwrotnie proporcjonalna do stałej sieciowej materiału. Ponadto, w pierwszym przybliżeniu temperatura Curie zależy liniowo od stałej A. Przybliżenie energii wymiany w postaci (6.30) jest dobre wszędzie tam gdzie dobre jest również założenie o ciągłości wektora magnetyzacji w przestrzeni próbki.

Energia Zeemana

W zakresie mikromagnetycznym równanie (6.28) przyjmuje nieco zmienioną formę tj. zapisuje się ono jako gęstość energii Zeemana:

$$\mathrm{U_z}(\vec{\mathrm{r}}) = -\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \cdot \vec{\mathrm{H}}(\vec{\mathrm{r}}) \tag{6.31}$$

gdzie $\vec{\mathrm{H}}(\vec{\mathrm{r}})$ jest zewnętrznym polem magnetycznym, którego wielkość, w ogólności, zależy od miejsca w próbce.

Energia demagnetyzacji

Równanie (6.27) opisujące oddziaływania dipolowe zapisać należy wykorzystując potencjał skalarny pola magnetycznego Φ oraz równań Maxwella. Punktem wyjścia do tego zapisu jest równanie opisujące podstawową własność indukcji pola magnetycznego, tj. znikanie jej dywergencji:

$$\nabla \cdot \vec{\mathrm{B}} = 0 \tag{6.32}$$

Z drugiej zaś strony wiadomo, że pole magnetyczne w magnetyku wyrazić możemy poprzez:[4]

$$\vec{\mathrm{B}} - \vec{\mathrm{M}} = \vec{\mathrm{H}} \tag{6.33}$$

Zatem w materii magnetycznej, gdzie $\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \neq 0$, równanie (6.32) przyjmuje postać:

$$\nabla \cdot \vec{\mathrm{H}} = -\nabla \cdot \vec{\mathrm{M}} \tag{6.34}$$

Z równania tego widać, że pole $\vec{\mathrm{H}}$ zależy od magnetyzacji ośrodka i jest skierowane przeciwnie do niej. Pole takie będziemy nazywać polem demagnetyzacji (odmagnesowania) i przyjmiemy oznaczenie $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}} \equiv \vec{\mathrm{H}}$. Z drugiej zaś strony możemy przyjąć, iż dla próbki przez którą nie przepływa prąd elektryczny[5], pole demagnetyzacji można wyrazić jako gradient potencjału skalarnego $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}} = -\nabla\Phi_d$, tj. równanie (6.34) przyjmuje postać równania Poissona:

$$\Delta\Phi_{\mathrm{d}} = \nabla \cdot \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \tag{6.35}$$

Równanie powyższe jest spełnione wewnątrz obszaru magnetyka. Poza tym obszarem jego prawa strona znika i równanie (6.34) staje się równaniem Laplace'a. Warunkami brzegowymi na potencjał Φ_{d} są zatem: ciągłość potencjału na granicy magnetyka ($\Phi_{\mathrm{d(wew)}} = \Phi_{\mathrm{d(zew)}}$) oraz nieciąłość jego gradientu ($\nabla\Phi_{\mathrm{d(wew)}} \cdot \vec{\mathrm{n}} - \nabla\Phi_{\mathrm{d(zew)}} \cdot \vec{\mathrm{n}} = \vec{\mathrm{M}} \cdot \vec{\mathrm{n}}$). Jeśli przyjmie się, iż wielkość $-\nabla \cdot \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \equiv \rho_m(\vec{\mathrm{r}})$, jest pewną czysto formalną gęstością „ładunku" magnetycznego (poprzez analogię do ładunku elektrostatycznego), to równanie (6.35) przyjmie postać:

$$\Delta\Phi_{\mathrm{d}} = -\rho_{\mathrm{m}}(\vec{\mathrm{r}}) \tag{6.36}$$

a ogólna postać rozwiązania na potencjał bedzie następująca:

$$\Phi_{\mathrm{d}} = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\rho_m(\vec{\mathrm{r}'})}{|\vec{r} - \vec{\mathrm{r}'}|} d\vec{\mathrm{r}'} = -\frac{1}{4\pi}\int \frac{\nabla' \cdot \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}'})}{|\vec{r} - \vec{r'}|} \mathrm{d}\vec{r'} \tag{6.37}$$

[4] zakładamy, że magnetyzacja jest wyrażona w jednostkach indukcji magnetycznej

[5] jest to warunek spełniania przez pole $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}}$ prawa Ampere'a a jednocześnie warunku znikania rotacji: $\nabla \times \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}} = 0$

W wyrażeniu podcałkowym stoi gradient magnetyzacji, wykorzystując zatem tożsamość matematyczną: $\nabla(\mathrm{fg}) = (\nabla \mathrm{f})\mathrm{g} + \mathrm{f}(\nabla \mathrm{g})$ możemy je zapisać jako:

$$\Phi_{\mathrm{d}} = \frac{1}{4\pi}\int \nabla' \cdot \left(\frac{\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}'})}{|\vec{\mathrm{r}} - \vec{\mathrm{r}'}|}\right) d\vec{\mathrm{r}'} - \frac{1}{4\pi}\int \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}'})\nabla' \cdot \frac{1}{|\vec{\mathrm{r}} - \vec{\mathrm{r}'}|} d\vec{\mathrm{r}'} \tag{6.38}$$

Skorzystanie z twierdzenia Gaussa-Ostrogradskiego w odniesieniu do pierwszej z całek pozwala na przepisanie powyższego wyrażenia jako:

$$\Phi_{\mathrm{d}} = -\frac{1}{4\pi}\int_{\mathrm{V}} \frac{\nabla' \cdot \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}'})}{|\vec{\mathrm{r}} - \vec{\mathrm{r}'}|} d\vec{\mathrm{r}'} + \frac{1}{4\pi}\oint_{\mathrm{S}} \frac{\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}'}) \cdot d\vec{\mathrm{s}'}}{|\vec{\mathrm{r}} - \vec{\mathrm{r}'}|} \tag{6.39}$$

gdzie obszar całkowania V to objętość magnetyka, a S to jego powierzchnia[6]. Potencjał skalarny jest zatem wyrażany przez dywergencję magnetyzacji w obszarze próbki (całka pierwsza) oraz magnetyzację na powierzchni próbki (całka druga). Przez analogię z elektrostatyką możemy napisać, że wielkość $\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \cdot \vec{\mathrm{n}}$, gdzie $\vec{\mathrm{n}}$ jest wersorem normalnym do powierzchni, pełni rolę magnetycznego „ładunku” powierzchniowego. W przypadku jednorodnie namagnesowanego obszaru magnetyka, całka objętościowa znika i pozostaje tylko całka powierzchniowa. W tym przypadku pole demagnetyzacji $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}}$ zależy tylko od rozkładu biegunów magnetycznych na brzegu próbki, czyli od jej kształtu. Pole demagnetyzacji określone wyrażeniem na potencjał skalarny (6.39) powoduje uprzywilejowanie pewnych kierunków, wzdłuż których ustawia się wektor magnetyzacji. Fakt ten powoduje, że zjawisko demagnetyzacji nazywa się niekiedy anizotropią kształtu próbki. Okazuje się również, że pole demagnetyzacji można zapisać za pomocą pewnego tensora zwanego tensorem demagnetyzacji $\hat{\mathrm{N}}$ jako:

$$\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{d}} = -\hat{\mathrm{N}}\vec{\mathrm{M}} \tag{6.40}$$

Tensor $\hat{\mathrm{N}}$ jest tensorem o wymiarze 3 x 3, którego składowe należy obliczyć stosując bądź metody analityczne bądź numeryczne w zależności od złożoności rozważanej sytuacji fizycznej. Wzór (6.40) jest prawdziwy dla każdej próbki, w przypadku niejednorodnego namagnesowania wyraża on jednak pewne uśrednione pole odmagnesowania [109]. Tensor demagnetyzacji $\hat{\mathrm{N}}$ posiada pewne ogólne cechy, prawdziwe w każdym przypadku niezależnie od kształtu oraz jednorodności bądź niejednorodności namagnesowania wewnątrz próbki [110]:

— ślad tensora $\mathrm{Tr}\left(\hat{\mathrm{N}}\right) = 1$

— tensor $\hat{\mathrm{N}}$ jest symetryczny: $\hat{\mathrm{N}}_{\mathrm{ij}} = \hat{\mathrm{N}}_{\mathrm{ji}}$

— elementy diagonalne są większe od zera

[6] tak określony potencjał skalarny daje energię odmagnesowania tożsamą z wyrażeniem (6.27) przy założeniu nieciągłości przestrzennej wektora namagnesowania

Dodatkowo, w przypadku jednorodnie namagnesowanych ciał o pewnych specyficznych kształtach (m.in. elipsoidy obrotowej, sfery, płaszczyzny, płytki prostopadłościennej) całka powierzchniowa w wyrażeniu (6.39) znacząco się upraszcza, co pozwala na zapisanie wyrażenia (6.40) z diagonalnym tensorem $\hat{\mathrm{N}}$. Mając zdefiniowane pole demagnetyzacji za pomocą tensora demagnetyzacji, możemy zapisać gęstość energii magnetostatycznej w formie:

$$\mathrm{U_{dip}}(\vec{\mathrm{r}}) = -\frac{1}{2\mu_0}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \cdot \vec{\mathrm{H}}_\mathrm{d} = \frac{1}{2\mu_0}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \cdot \hat{\mathrm{N}}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \tag{6.41}$$

Jest to mikromagnetyczny odpowiednik wyrażenia (6.27). Czynnik $\frac{1}{2}$ wiąże się z tym, iż jest to energia własna próbki, zaś stała przenikalności magnetycznej μ_0 zapewnia właściwy wymiar $[\mathrm{U_{dip}}] = \mathrm{J/m^3}$

Energia magnetokrystaliczna i powierzchniowa

Ostatnim członem hamiltonianu (6.24), który chcemy zapisać w formie mikromagnetycznej jest anizotropia magnetokrystaliczna, wiążąca się z symetrią sieci krystalicznej materiału magnetycznego. Anizotropia magnetokrystaliczna, jak wspomniano powyżej, wynika ze sprzężenia spin-orbita, a wartość energii z nią związanej zależy od kierunku wektora momentu magnetycznego. W ogólnym przypadku, gęstość energii anizotropii magnetokrystalicznej można zapisać jako szereg potęgowy kosinusów kierunkowych wektora momentu magnetycznego[7]:

$$\mathrm{U_{aniz}}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = \mathrm{b}_0 + \sum_{\mathrm{i}=1,2,3} \mathrm{b_i}\alpha_\mathrm{i} + \sum_{\mathrm{i,j}=1,2,3} \mathrm{b_{ij}}\alpha_\mathrm{i}\alpha_\mathrm{j} + \sum_{\mathrm{i,j,k}=1,2,3} \mathrm{b_{ijk}}\alpha_\mathrm{i}\alpha_\mathrm{j}\alpha_\mathrm{k} + \ldots \tag{6.42}$$

gdzie $\alpha_{1,2,3}$ to kosinusy kierunkowe. Ponieważ anizotropia magnetokrystaliczna wyróżnia jedynie kierunki (a nie zwroty), to spełniony musi być warunek, że wartość $\mathrm{U_{aniz}}$ nie może zależeć od znaku kosinusa kierunkowego:

$$\mathrm{U_{aniz}}(\alpha_\mathrm{i}) = \mathrm{U_{aniz}}(-\alpha_\mathrm{i}) \tag{6.43}$$

Może to być spełnione jedynie wtedy, gdy w wyrażeniu (6.42) weźmiemy pod uwagę parzyste potęgi kosinusów kierunkowych, tj. $\mathrm{b_i} = \mathrm{b_{ijk}} \equiv 0$. W (6.42) pozostaną więc tylko potęgi parzyste i wyrażenie z kwadratem będziemy nazywać anizotropią pierwszego rzędu, zaś wyrażenia z potęgą 4, nazywane są anizotropią drugiego rzędu. Niekiedy rozpatruje się anizotropie trzeciego rzędu (wyrażenia z potęgą 6), zaś anizotropie wyższych rzędów są zazwyczaj pomijalnie małe. Aby powiązać postać energii magnetokrystalicznej ze strukturą krystalograficzną magnetyka w sposób fenomenologiczny, należy zauważyć, że wielkości tensorowe $\mathrm{b_{ij}}, \mathrm{b_{ijkl}}$ występujące w szeregu potęgowym (6.42) powinny być niezmiennicze

[7] w układzie sferycznym kosinusy kierunkowe mają postać: $\alpha_1 \equiv \sin\theta\cos\phi, \alpha_2 \equiv \sin\theta\sin\phi, \alpha_3 \equiv \cos\theta$

względem operacji symetrii grupy punktowej danego kryształu. Warunek ten można zapisać matematycznie jako $\hat{\mathrm{b}} = \hat{\mathrm{A}}^{\mathrm{T}}\hat{\mathrm{b}}\hat{\mathrm{A}}$, gdzie $\hat{\mathrm{A}}$ jest macierzową reprezentacją danej operacji symetrii. Biorąc pod uwagę ten warunek, można pokazać, że dla kryształów o symetrii kubicznej gęstość energii anizotropii magnetokrystalicznej nie zawiera anizotropii pierwszego rzędu i wyraża się przez anizotropie drugiego i trzeciego rzędu:

$$\mathrm{U}_{\mathrm{aniz}}^{\mathrm{kub}} = \mathrm{K}_0 + \mathrm{K}_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + \mathrm{K}_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) \tag{6.44}$$

Gęstość energii anizotropii magnetokrystalicznej w przypadku struktur heksagonalnych można zaś przedstawić w postaci:

$$\mathrm{U}_{\mathrm{aniz}}^{\mathrm{heks}} = \mathrm{K}_0 + \mathrm{K}_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + \mathrm{K}_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 \tag{6.45}$$

Należy tutaj zaznaczyć, iż w pracy tej rozważane są złacza tunelowe ze stosunkowo cienką warstwą swobodną, która np. w przypadku żelaza ma strukturę kubiczną (bcc). Ponieważ, dla warstw cienkich wektor magnetyzacji leży w płaszczyźnie próbki ([110]), wobec tego kosinus kierunkowy α_3 znika, a wyrażenie (6.44), przy zaniedbaniu anizotropii wyższych rzędów przyjmuje postać:

$$\mathrm{U}_{\mathrm{aniz}}^{\mathrm{kub}} = \mathrm{K}_0 + \mathrm{K}_1(\alpha_1^2\alpha_2^2) = \mathrm{K}_0 - \frac{\mathrm{K}_1}{4}\sin^2 2\phi \tag{6.46}$$

gdzie ϕ jest kątem pomiędzy wektorem magnetyzacji a kierunkiem (110) [112]. Spodziewać się zatem można, że w cienkich warstwach są dwa kierunki łatwe leżące w płaszczyźnie warstwy: (100) oraz (010). Okazuje się jednak, że w większości przypadków cienkie warstwy metali grupy 3d (Fe, Co) oraz ich stopy wykazują anizotropię jednoosiową leżącą bądź w płaszczyźnie, bądź prostopadle do niej. Anizotropia ta jest dominującym wkładem do anizotropii magnetokrystalicznej i silnie zależy od grubości warstwy magnetycznej. Anizotropię tę nazywa się anizotropią powierzchniową a jej źródłem jest złamana symetria cienkiego magnetyka przy jego powierzchni. Atomy znajdujące się na powierzchni cienkiej warstwy są w zupełnie innym otoczeniu niż atomy znajdujące się wewnątrz warstwy. To powoduje, że mogą tworzyć się zhybrydyzowane wiązania chemiczne pomiędzy atomami warstwy magnetycznej i niemagnetycznej, co w efekcie prowadzić może do pojawienia się anizotropii jednoosiowej. Z drugiej strony anizotropia ta może się pojawić jako efekt naprężeń struktury krystalograficznej wynikających z niedopasowania stałych sieciowych bądź też z morfologii samej warstwy na której pojawiają się zafalowania (*ang.* ripples) [113, 114]. Z punktu widzenia technologicznego, anizotropię jednoosiową pochodzącą od powierzchni próbki można uzyskać dobierając odpowiednie warunki napylania jonów (*ang.* sputterring process), wytrawiania (*ang.* milling process), wygrzewając nanoszone warstwy w zewnętrznym polu magnetycznym, czy też tworząc schodkową strukturę powierzchni (*ang.* atomic steps) [113]. Niezależnie od źródeł (które wciąż wydają się nie być jednoznaczne [114]) tej dodatkowej anizotropii, jej wkład wzrasta tym bardziej im cieńszą warstwę magnetyka rozpatrujemy. Energię anizotropii jednoosiowej będziemy zapisywać jako anizotropię pierwszego rzędu:

$$\mathrm{U_K} = \mathrm{K} \sin^2 \theta(\vec{\mathrm{r}}) \tag{6.47}$$

gdzie K jest efektywną stałą anizotropii jednoosiowej w płaszczyźnie warstwy, a $\theta(\tilde{\mathrm{r}})$ jest kątem pomiędzy osią łatwą a wektorem magnetyzacji $\tilde{\mathrm{M}}(\tilde{\mathrm{r}})$. Efekty powierzchniowe cienkich warstw mogą również dawać efekt zwany anizotropią prostopadłą, przewidzianą teoretycznie już w 1953 roku prze L.Néela [112]. Obecnie układy z anizotropią prostopadłą są intensywnie badane pod kątem aplikacyjnym do pamięci STT-RAM [115, 116]. Należy również wspomnieć, iż stałe anizotropii zależą od temperatury. Większa temperatura powoduje zmniejszenie stałych anizotropii, a fakt ten jest wykorzystywany w technologii HAMR opisanej w rozdziale 2.2.4. Wyniki autora dotyczące układów złącz tunelowych z anizotropią prostopadłą będą również dyskutowane w dalszych rozdziałach niniejszej pracy.

Fluktuacje termiczne

Omawiane w tej pracy układy wykorzystujące tunelowe złącza magnetyczne badane są, a w dalszej perspektywie przeznaczone do pracy, w temperaturze pokojowej lub bliskiej do niej. Z drugiej strony wiadomym jest, iż temperatura wpływa bardzo istotnie na namagnesowanie ośrodka. W skrajnym przypadku, w temperaturze Curie, warstwy magnetyczne tracą swoje ferromagnetyczne namagnesowanie spontaniczne i stają się paramagnetykami. I choć złącza bazujące na stopach kobaltu i żelaza mają bardzo wysoką temperaturę Curie (powyżej $1000\mathrm{K}$), to termiczne oddziaływanie z otoczeniem staje się istotne, gdy znacząco redukujemy rozmiar złącza. Gdy złącza zaczynają mieć rozmiary rzędu dziesiątek nm, to ich stabilność termiczna definiowana jako $\frac{KV}{2k_BT}$ staje się znacznie mniejsza (por. roz.4.1). Z punktu widzenia mikroskopowego wpływ temperatury na wektor namagnesowania odpowiada sprzężeniu pomiędzy tym wektorem a m.in. drganiami sieci krystalicznej (fononami), elektronami przewodnictwa, czy spinami jądrowymi. Z punktu widzenia dynamiki momentu magnetycznego, temperaturę uwzględnia się poprzez oddziaływanie momentu magnetycznego z dodatkowym stochastycznym polem termicznym $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\vec{\mathrm{r}})$. Energię oddziaływania pola $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\vec{\mathrm{r}})$ z momentem magnetycznym $\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})$ opisuje się w postaci analogicznej do oddziaływania Zeemana, tj. jako $\mathrm{U_{th}} = -\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) \cdot \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\vec{\mathrm{r}})$. Pole $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\vec{\mathrm{r}})$ można traktować jako szum Gaussowski, który ma następujące własności statystyczne: średnia czasowa każdej składowej pola termicznego jest równa zero:

$$\langle \mathrm{H_{i,th}}(\vec{\mathrm{r}}(\mathrm{t})) \rangle = 0 \tag{6.48}$$

oraz wszystkie składowe tego pola zarówno w czasie jak i przestrzeni są nieskorelowane a wariancja ich rozkładu jest dana przez:

$$\langle \mathrm{H}_{\mathrm{i,th}}(\vec{\mathrm{r}}(\mathrm{t}))\mathrm{H}_{\mathrm{j,th}}(\vec{\mathrm{r}'}(\mathrm{t}'))\rangle = \mathrm{D}\delta_{\mathrm{ij}}\delta(\mathrm{t}-\mathrm{t}')\delta(\mathrm{r}-\mathrm{r}') \tag{6.49}$$

. W powyższych wyrażeniach $\mathrm{i},\mathrm{j} \equiv (\mathrm{x},\mathrm{y},\mathrm{z})$ a symbole δ oznaczają symbole Kroneckera i Diraca. Wielkość D określa wartość każdej ze składowych pola termicznego, i jest propocjonalna do temperatury T. Dokładną postać tej wielkości można otrzymać na podstawie porównania stochastycznego równania Fokkera-Plancka z równaniem Landaua-Lifszyca z uwzględnionym członem stochastycznym związanym z przypadkowym polem termicznym $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\vec{\mathrm{r}}(\mathrm{t}))$ [64]. Ponieważ w zasadniczej części pracy wpływ pola termicznego nie będzie rozważany, pominięte zostaną szczegółowe przeliczenia, a za wynik końcowy przyjmiemy [64]:

$$\mathrm{D} = \frac{2\alpha \mathrm{k_B T}}{\mu_0 \mathrm{V}\gamma_{\mathrm{e}}\mathrm{M_S}} \tag{6.50}$$

gdzie α to tłumienie Gilberta, V - objętość warstwy swobodnej, $\mathrm{M_S}$ - magnetyzacja nasycenia.

Podsumowując, w ujęciu mikromagnetycznym zamiast nieciągłego hamiltonianu (6.24), wprowadzamy gęstość energii magnetycznej, która podobnie jak wektor $\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})$ jest ciągłą funkcją położenia. Dla cienkich warstw magnetycznych przyjmuje ona postać:

$$\begin{aligned}
\mathrm{U} = \mathrm{U_{ex}} + \mathrm{U_{dip}} + \mathrm{U_K} + \mathrm{U_Z} = \\
= \mathrm{A}\left((\nabla \mathrm{M_x}(\vec{\mathrm{r}}))^2 + (\nabla \mathrm{M_y}(\vec{\mathrm{r}}))^2 + (\nabla \mathrm{M_z}(\vec{\mathrm{r}}))^2\right) + \\
+\mathrm{K}\sin^2\theta(\vec{\mathrm{r}}) + \frac{1}{2\mu_0}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})\cdot\hat{\mathrm{N}}\vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}}) - \vec{\mathrm{M}}(\vec{\mathrm{r}})\cdot(\vec{\mathrm{H}}(\vec{\mathrm{r}}) + \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\vec{r}(\mathrm{t})))
\end{aligned} \tag{6.51}$$

W wyrażeniu pominięta jest energia związana z magnetostrykcją, czyli odkształceniem warstwy magnetycznej na skutek zmiany jej namagnesowania. Efekty te nie będą dyskutowane w niniejszej pracy.

Energia magnetostatyczna w ujęciu makrospinowym

W ujęciu makrospinowym, tj. dla warstw magnetycznych o jednorodnym namagnesowaniu, równanie (6.51) upraszcza się przede wszystkim ze względu na nieobecność członu wymiennego $\mathrm{U_{ex}}$. Jest to związane z brakiem gradientu magnetyzacji w próbce, co z kolei sprowadza się do przyjęcia stałej wymiany $\mathrm{A} \to \infty$. Gdy pominiemy zależność wektora magnetyzacji, pola zewnętrznego, oraz pola odmagnesowania od położenia wewnątrz próbki, to ogólna postać poszczególnych członów w (6.51) nie zmienia się. Energia magnetyczna w modelu makrospinowym przyjmuje więc postać:

$$\mathrm{U} = \mathrm{K}\sin^2\theta + \frac{1}{2\mu_0}\vec{\mathrm{M}}\cdot\hat{\mathrm{N}}\vec{\mathrm{M}} - \vec{\mathrm{M}}\cdot(\vec{\mathrm{H}} + \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\mathrm{t})) \tag{6.52}$$

W przypadku, gdy nie będą uwzględniane fluktuacje termiczne, będziemy kłaść $\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{th}}(\mathrm{t}) \equiv 0$. W dalszej części pracy, będziemy przyjmować powyższą formę energii opisującej badane w tej pracy układy.

6.3.2. Model makrospinowy - zakres stosowalności

To czy w danym przypadku można stosować model makrospinowy jest zagadnieniem złożonym i decyduje o tym szereg czynników. Choć podejście makrospinowe spisuje się znakomicie w przypadku układów objętościowych przy słabych wzbudzeniach w modzie jednorodnym (zwanym również modem rezonansu ferromagnetycznego) [118], to w przypadku cienkich warstw przybliżenie to się załamuje oferując jedynie jakościowe zgodności z obserwowanymi eksperymentalnie wielkościami. Poza grubością warstwy, na zgodność modelu makrospinowego z eksperymentem mają wpływ również wymiary płaszczyzny złącza[107] (przyjmującego najczęściej kształt elipsy) oraz inne parametry determinujące jego jedno- bądź wielodomenową strukturę [117]. Przykładowo, jak już wspomniano wcześniej, jednym z parametrów magnetyka jest stała wymiany. Określa ona jednocześnie charakterystyczną dla danego materiału charakterystyczną długość wymiany λ_{ex}, czyli odległość, na której bardziej korzystne energetycznie jest ustawienie kolinearne momentów magnetycznych aniżeli niekolinearne. Naturalnym więc wydaje się, że złącza tunelowe o rozmiarach mniejszych niż λ_{ex}, powinny wykazywać właściwości zgodnie z modelem makrospinowym [119, 107]. Nawet jednak w przypadku bardzo małych złącz (o rozmiarach < λ_{ex}), podejście makrospinowe może zawodzić [107], podobnie jak dla złącz stosunkowo dużych (o rozmiarach > λ_{ex}) może dawać wyniki zgodne z eksperymentem [120]. W dalszej części pracy zostaną zaprezentowane wyniki obliczeń analitycznych i symulacji numerycznych w ramach modelu makrospinowego, a część wyników zostanie porównana z danymi eksperymentalnymi oraz symulacjami mikromagnetycznymi.

7. Równanie Landaua-Lifszyca-Gilberta-Slonczewskiego (LLGS) w złączu tunelowym

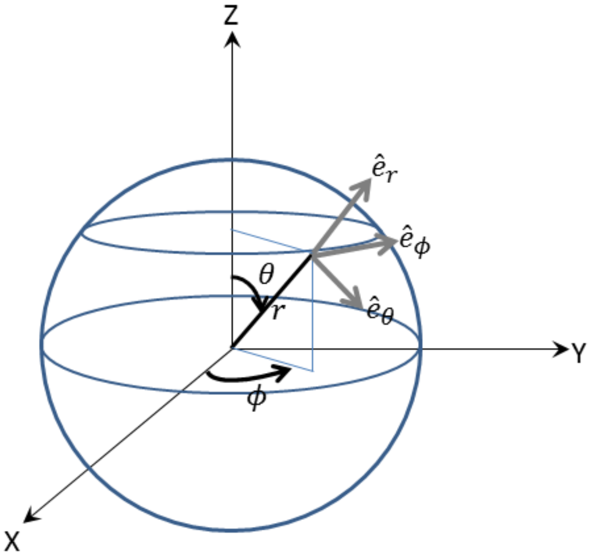
W poprzednim rozdziale omówione zostało zagadnienie pola efektywnego (energii magnetycznej), które zostało określone na potrzeby niniejszej pracy w ogólnej postaci (6.52). Z części 3 oraz 5 wiemy natomiast, że przyłożenie np. napięcia elektrycznego do złącza tunelowego powoduje przepływ spolaryzowanych spinowo nośników (prądu spinowego), które oddziałują z momentem magnetycznym (spinowym) warstwy swobodnej. Moment siły $\vec{\tau}$ wywierany na wektor momentu magnetycznego (spinowego) ma jedynie dwie składowe: składową leżącą w płaszczyźnie rozpiętej przez wektory magnetyzacji warstwy referencyjnej oraz swobodnej ($\vec{\tau}_{\parallel}$) oraz składowej prostopadłej do tej płaszczyzny ($\vec{\tau}_{\perp}$) (por. wyr. (5.11) i (5.12)). Aby móc zbadać dynamikę magnetyzacji pod wpływem momentu siły wynikającego z pola efektywnego i tłumienia, oraz dodatkowo pod wpływem momentu siły przenoszonego przez tunelujące spolaryzowane spinowo elektrony (zjawisko STT), postać równania LLG przedstawiana dotychczas musi zostać nieco zmieniona. Modyfikacja ta polega na dopisaniu do prawej strony równania (6.23) momentu siły $\vec{\tau} = \vec{\tau}_{\parallel} + \vec{\tau}_{\perp}$. Takie zmodyfikowane równanie nosi nazwę równania Landaua-Lifszyca-Gilberta-Slonczewskiego (LLGS) i przyjmuje postać:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{S}}}{\mathrm{dt}} + \frac{\alpha}{\mathrm{S}}\vec{\mathrm{S}} \times \frac{\mathrm{d}\vec{\mathrm{S}}}{\mathrm{dt}} = \gamma_e \vec{\mathrm{S}} \times \vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ef}} + \gamma_e \vec{\tau} \tag{7.1}$$

Niekiedy równanie LLGS zawiera jedynie składową $\vec{\tau}_{\parallel}$, lecz w przypadku złącz tunelowych obie składowe mogą być tego samego rzędu, a co za tym idzie obie muszą zostać uwzględnione w równaniach dynamiki [51, 97].

7.1. Układ współrzędnych sferycznych

Z rozdziału 5 wiadomo, że indukowane prądem spinowym składowe momentu siły wiążą się z konkretnymi składowymi przestrzennymi tegoż prądu. Równanie LLGS (7.1) podobnie jak równanie LLG zachowuje normę wektora $\vec{\mathrm{S}}$. Ponadto, jak pokazano w rozdziałach 3 i 5, wielkość absorbowanego w warstwie swobodnej złącza tunelowego prądu spinowego silnie zależy od kąta pomiędzy wektorami momentu spinowego tej warstwy oraz warstwy referencyjnej. Z tego tego też względu wygodnie jest wyrazić równanie LLGS we współrzędnych sferycznych, dzięki czemu dynamikę wektora $\vec{\mathrm{S}}$ można wyrazić za pomocą dwóch kątów sferycznych θ oraz ϕ, zamiast trzech zmiennych układu kartezjańskiego. Układ współrzędnych sferycznych z zaznaczonymi kątami θ i ϕ przedstawiony jest na rys.7.1.



Rysunek 7.1. Stosowany w pracy układ współrzędnych sferycznych. Zaznaczono wersor kąta polarnego $\theta(\hat{\mathrm{e}}_\theta)$, kąta azymutalnego $\phi(\hat{\mathrm{e}}_\phi)$ oraz wersor wzdłuż promienia $\mathrm{r}(\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r})$, który jest jednocześnie wersorem spinowego momentu magnetycznego $\vec{\mathrm{S}}$

W dalszej części pracy będą wykorzystywane niektóre własności tak zdefiniowanego układu sferycznego. Po pierwsze wersory spełniają następujące relacje zgodne z definicją iloczynu wektorowego [177]:

$$\hat{e}_r \times \hat{e}_\phi = -\hat{e}_\theta \tag{7.2}$$

$$\hat{e}_r \times \hat{e}_\theta = \hat{e}_\phi \tag{7.3}$$

$$\hat{e}_\theta \times \hat{e}_\phi = \hat{e}_r \tag{7.4}$$

Po drugie: pochodna po czasie wersora $\hat{e}_r$ ma postać [177]:

$$\dot{\hat{e}}_r = \sin\theta\dot{\phi}\hat{e}_\phi + \dot{\theta}\hat{e}_\theta \tag{7.5}$$

Operator gradientu wyrażony we współrzędnych sferycznych przyjmuje postać [177]:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial r}\hat{e}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\hat{e}_\theta + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}\hat{e}_\phi \tag{7.6}$$

Składowe kartezjańskie dowolnego wektora jednostkowego $\hat{s}$ można łatwo wyrazić za pomocą kątów sferycznych:

$$\hat{s} = (\cos\phi\sin\theta, \sin\phi\sin\theta, \cos\theta) \tag{7.7}$$

7.2. Moment siły STT a układ sferyczny

Wprowadzenie układu wspołrzędnych sferycznych pozwala na zapisania indukowanych prądem momentów obrotowych za pomocą iloczynów wektorowych, które mają tę własność, że niezależnie od wzajemnego położenia momentów magnetycznych (spinowych) warstwy referencyjnej i swobodnej, określać one będą zawsze kierunek leżący w płaszczyźnie tych wektorów oraz kierunek prostopadły do tej płaszczyzny. Dla naszych potrzeb oś z na rysunku 7.1 przyjmiemy za kierunek momentu spinowego warstwy zamocowanej (referencyjnej), a kierunek promienia $\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}}$ będzie tożsamy z kierunkiem momentu spinowego $\vec{\mathrm{S}}$ warstwy swobodnej. Wówczas, wygodnie będzie nam zapisać momenty sił $\vec{\tau}_{\|(\perp)}$ zgodnie z [126]:

$$\vec{\tau}_{\|} = \tau_{\|}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \tag{7.8}$$

oraz

$$\vec{\tau}_{\perp} = \tau_{\perp}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}} \tag{7.9}$$

gdzie $\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}}$ jest wersorem wzdłuż momentu spinowego warstwy swobodnej, a $\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}}$ to wersor wzdłuż momentu spinowego warstwy zamocowanej (referencyjnej). Wielkości $\tau_{\|}$ i $\tau_{\perp}$ to skalarne amplitudy odpowiednich momentów sił obliczonych zgodnie z modelem z rozdziału 5 lub wyznaczonych eksperymentalnie. Należy zwrócić uwagę, iż znajdowane w literaturze przedmiotu postacie ilocznynów wektorowych wyrażających dwie składowe momentu siły związanego z STT mają niekiedy inną formę. Różnice biorą się z jednej strony z różnego określania znaku prądu (zgodnego lub przeciwnego do kierunku tunelowania nośników), a z drugiej z różnego sposobu zapisu równania LLGS (dla momentu magnetycznego i spinowego) [123, 124, 125, 126]. Tutaj najbardziej istotne jest jednak to, aby amplitudy skalarne $\tau_{\|(\perp)}$ wstawiane do wyrażeń (7.8) i (7.9) dawały identyczne wektory $\vec{\tau}_{\|(\perp)}$, jak odpowiednie składowe prądu spinowego, tj.

$$\vec{\tau}_{\|} = \mathrm{J}_{\mathrm{y}'}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{y}'} \tag{7.10}$$

$$\vec{\tau}_{\perp} = \mathrm{J}_{\mathrm{x}}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{x}} \tag{7.11}$$

Równanie (7.8) i (7.9) można zapisać odpowiednio jako:

$$\vec{\tau}_{\|} = \tau_{\|}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} = -\tau_{\|}\sin\theta\hat{\mathrm{e}}_{\theta} \tag{7.12}$$

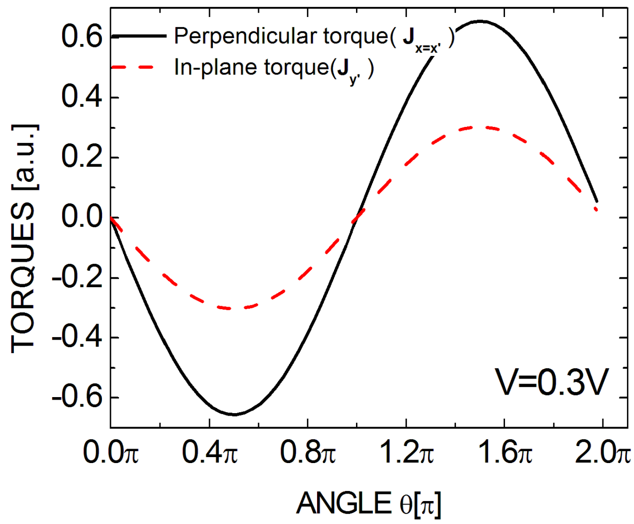
$$\vec{\tau}_{\perp} = \tau_{\perp}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}} = -\tau_{\perp}\sin\theta\hat{\mathrm{e}}_{\phi} \tag{7.13}$$

Kąt polarny θ jest tutaj kątem pomiędzy wersorem momentu spinowego warstwy referencyjnej ($\mathrm{\hat{e}_z}$) a wersorem momentu spinowego warstwy swobodnej ($\mathrm{\hat{e}_r}$) (por. rys.7.1). W modelu przedstawionym w rozdziale 5 przyjęto, że kąt ten związany jest z obrotem układu współrzędnych warstwy swobodnej wokół osi OX. Mając na uwadze rys.7.1, można przyjąć, że składowe momentu siły dane wyrażeniami (7.10) oraz (7.11) wyrażają się poprzez wersory układu sferycznego:

$$\vec{\tau}_{\parallel} = \mathrm{J_{y'}\hat{e}_{y'}} = \mathrm{J_{y'}\hat{e}_{\theta}} \tag{7.14}$$

$$\vec{\tau}_{\perp} = \mathrm{J_x\hat{e}_{x'}} = -\mathrm{J_x\hat{e}_{\phi}} \tag{7.15}$$

Na rys.7.2 przedstawiono obliczoną w ramach modelu swobodnych elektronów składową momentu siły w płaszczyźnie ($\vec{\tau}_{\parallel} = \mathrm{J_{y'}\hat{e}_{y'}}$). Jest ona jest ujemna ($\mathrm{J_{y'}} < 0$) dla kątów $\theta \in (0, \pi)$, co zgodnie z wyrażeniem (7.14) oznacza, że składowa momentu siły $\vec{\tau}_{\parallel}$ działa w kierunku $-\hat{e}_{\theta}$. Na tym samym rys.7.2 widać, że również składowa prądu spinowego $\mathrm{J_x}$ jest ujemna dla kątów



Rysunek 7.2. Obliczone w ramach modelu swobodnych elektronów składowe $\vec{\tau}_{\parallel} = J_{y'}, \vec{\tau}_{\perp} = J_x$ momentu obrotowego STT w funkcji kąta θ

$\theta \in (0, \pi)$. Tym razem oznacza to (zgodnie z wyrażeniem (7.15)), że $\vec{\tau}_{\perp}$ działa w kierunku $\mathrm{\hat{e}_{\phi}}$. Mając określone kierunku działania momentów sił $\vec{\tau}_{\parallel}$ oraz $\vec{\tau}_{\perp}$, można więc określić jakie znaki powinny mieć amplitudy skalarne $\tau_{\parallel}$ i $\tau_{\perp}$ wstawiane do wyrażeń (7.12) i (7.13), które następnie uwzględniane są w równaniu LLGS. Aby działały one w kierunkach $-\mathrm{\hat{e}_{\theta}}$ oraz $\mathrm{\hat{e}_{\phi}}$, muszą spełniać warunki: $\tau_{\perp} < 0$ oraz $\tau_{\parallel} > 0$

Podsumowując, możemy napisać, że niezależnie od wybranej w modelu konwencji zapisu wyrażeń (7.8)-(7.9) oraz sposobu obrotu układu współrzędnych[1], skutek dynamiczny tj.

[1] przypadek, w którym układ współrzędnych warstwy swobodnej jest obracany wokół osi OY jest omówiony w dodatku B

ostateczna postać (co do kierunków działania) momentów obrotowych uwzględnianych w równaniu LLGS musi być taki sam. W przypadku momentów obrotowych mierzonych eksperymentalnie, należy bacznie sprawdzać, w którą stronę działa dany moment obrotowy, badając skutek ich działania (tj. stabilizację stanu P bądź AP) a w dalszej kolejności dobierać uważnie odpowiednie znaki w równaniach dynamiki.

Na koniec niniejszego podrozdziału należy również wspomnieć o jednostkach momentów sił w równaniu (7.1). W ramach modelu swobodnych elektronów otrzymuje się amplitudy momentów sił o wymiarze $[\tau_{\|,\perp}] = [\frac{J}{m^2}]$, czyli są one liczone na jednostkę powierzchni. Jeśli jednak chcielibyśmy policzyć całkowity moment siły $\vec{\tau}$ w danym przypadku, to powinniśmy nie dość, że wycałkować po powierzchni złącza, ale również po grubości jego warstwy swobodnej $\mathrm{d_f}$. Otrzymamy wówczas momenty sił w jednostkach $1\mathrm{J} \cdot 1\mathrm{m}$, co nie jest poprawnym zapisem. Aby otrzymać wartości w J, należy więc podzielić amplitudy momentów obrotowych przez $\mathrm{d_f}$ [123, 127]. Ich wymiarem będzie wówczas: $[\tau_{\|,\perp}] \equiv [\frac{\tau_{\|,\perp}}{\mathrm{d_f}}] = \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{m}^3}$. Odpowiada to faktowi, że im grubsza warstwa swobodna, tym trudniej wywołać dynamikę jej momentu magnetycznego (spinowego). Jednostkę tak określonych amplitud momentów sił można zapisać jako $\frac{[J]}{[m^3]} = [T] \times [\frac{A}{m}]$. Mnożąc przez $[\gamma_e] = \frac{[m]}{[A][s]}$ otrzymuję wymiar wyrazów związanych ze zjawiskiem STT w równaniu LLGS (7.1): $[\gamma_e \tau_{\|,\perp}] = \frac{[T]}{[s]}$. Taki jest również wymiar każdego innego wyrazu w równaniu (7.1).

7.3. Równanie LLGS we współrzędnych sferycznych

Jak pokazane zostało w poprzednim podrozdziale, wektory momentów siły związanych z indukowanym prądem zjawiskiem STT w dość prosty i wygodny sposób można związać z układem sferycznym. Z drugiej strony wektor momentu spinowego warstwy swobodnej łatwo zapisać również w układzie sferycznym, gdyż $\vec{\mathrm{S}} = \mathrm{S}\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r}$. Z drugiej strony, podobnie jak w przypadku równania LLG, również równanie LLGS zachowuje długość wektora momentu spinowego (brak składowych $\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r}$ w wyrażeniach (7.12-7.13)). Wszystko to powoduje, że z praktycznego punktu widzenia wygodnie jest zapisać całe równanie LLGS również w układzie sferycznym. Naszym punktem wyjścia do zapisu równania LLGS w układzie sferycznym będzie równanie (7.1) dla wektora momentu spinowego, które zapiszemy z uwzględnieniem faktu, iż $\vec{\mathrm{H}}_\mathrm{ef} = \nabla \mathrm{U}$ oraz wyrażenia na gradient we współrzędnych sferycznych (7.6):

$$\frac{d\vec{S}}{dt} + \frac{\alpha}{S}\vec{S} \times \frac{d\vec{S}}{dt} = -\vec{S} \times \frac{\gamma_e}{S}\frac{\partial U}{\partial \theta}\hat{e}_\theta - \vec{S} \times \frac{\gamma_e}{S\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial \phi}\hat{e}_\phi - \gamma_e \tau_\| \sin\theta \hat{e}_\theta - \gamma_e \tau_\perp \sin\theta \hat{e}_\phi \quad (7.16)$$

Ponieważ długość wektora $\vec{S}$ jest stała, i jest on skierowany wzdłuż wersora $\hat{e}_r$ układu sferycznego, równanie (7.16) można przedstawić jako równanie na wersor jednostkowy momentu spinowego $\hat{e}_r$. Otrzymuje je się po podzieleniu (7.16) przez długość momentu spinowego S i przyjmuje ono wówczas postać:

$$\frac{\mathrm{d}\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r}}{\mathrm{dt}} + \alpha\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r} \times \frac{\mathrm{d}\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r}}{\mathrm{dt}} = -\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r} \times \frac{\gamma_\mathrm{e}}{\mathrm{S}}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta}\hat{\mathrm{e}}_\theta - \hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r} \times \frac{\gamma_\mathrm{e}}{\mathrm{S}\sin\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi}\hat{\mathrm{e}}_\phi - \gamma_\mathrm{e}\frac{\tau_\parallel}{\mathrm{S}}\sin\theta\hat{\mathrm{e}}_\theta - \gamma_\mathrm{e}\frac{\tau_\perp}{\mathrm{S}}\sin\theta\hat{\mathrm{e}}_\phi \quad (7.17)$$

Mając na uwadze wyrażenie (7.5) na pochodną wersora $\hat{\mathrm{e}}_\mathrm{r}$ po czasie, możemy napisać równanie (7.17) w następującej formie:

$$(\sin\theta\dot{\phi}\hat{\mathrm{e}}_\phi + \dot{\theta}\hat{\mathrm{e}}_\theta) - \alpha\sin\theta\dot{\phi}\hat{\mathrm{e}}_\theta + \alpha\dot{\theta}\hat{\mathrm{e}}_\phi = -\frac{\gamma_\mathrm{e}}{\mathrm{S}}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta}\hat{\mathrm{e}}_\phi + \frac{\gamma_\mathrm{e}}{\mathrm{S}\sin\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi}\hat{\mathrm{e}}_\theta - \gamma_\mathrm{e}\frac{\tau_\parallel}{\mathrm{S}}\sin\theta\hat{\mathrm{e}}_\theta - \gamma_\mathrm{e}\frac{\tau_\perp}{\mathrm{S}}\sin\theta\hat{\mathrm{e}}_\phi \quad (7.18)$$

Możemy je rozseparować na układ dwóch równań związanych z dwoma kątami sferycznymi: polarnym θ oraz azymutalnym ϕ:

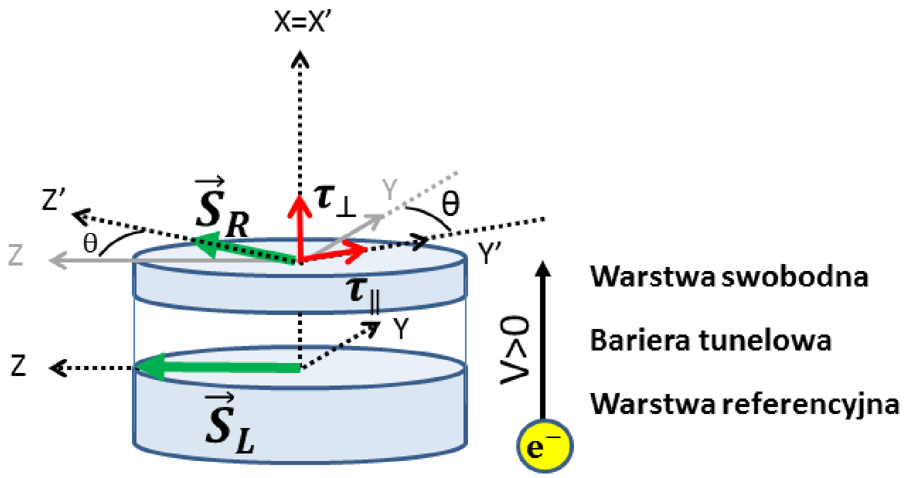
$$\begin{pmatrix} \dot{\theta} \\ \dot{\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_\mathrm{e}}{1+\alpha^2}\left(\frac{1}{\mathrm{S}\sin\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi} - \frac{\alpha}{\mathrm{S}}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta} - \frac{\sin\theta}{\mathrm{S}}(\tau_\parallel + \alpha\tau_\perp)\right) \\ \frac{\gamma_e}{1+\alpha^2}\left(-\frac{1}{S\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial\theta} - \frac{\alpha}{S\sin^2\theta}\frac{\partial U}{\partial\phi} - \frac{1}{S}(-\alpha\tau_\parallel + \tau_\perp)\right) \end{pmatrix} \quad (7.19)$$

Powyższy układ równań opisuje dynamikę momentu spinowego poprzez dynamikę jego kątów polarnego i azymutalnego. Jest on całkowicie ogólny i wspólny dla wszystkich dalszych rozważań. W następnych rozdziałach omówione zostaną konkretne zastosowania równania LLGS, obliczenia analityczne z jego wykorzystaniem jak również wyniki uzyskane numerycznie.

8. Indukowana prądem dynamika momentu spinowego w złączu tunelowym z anizotropią jednoosiową w płaszczyźnie

8.1. Bezwymiarowe równanie LLGS

W niniejszym rozdziale zostaną omówione wyniki dotyczące dynamiki momentu spinowego warstwy swobodnej w złączu tunelowym. We wszystkich dalszych rozważaniach ustalone będzie, iż warstwa referencyjna jest całkowicie nieruchoma i skierowana wzdłuż wersora $\hat{e}_z$. Energię magnetyczną związaną z warstwą swobodną przyjmiemy w ogólnej



Rysunek 8.1. Stosowana geomtria złącza tunelowego: osią łatwą jest oś z, płaszczyzną łatwą jest płaszczyzna złącza xy.

formie (6.52), zgodnie z oznaczeniami na rys.8.1. Kąt $\theta = 0$ oznacza równoległe ustawienie momentów spinowych warstwy referencyjnej i swobodnej (stan P), natomiast kąt $\theta = \pi$ oznacza ustawienie antyrównoległe (stan AP). Człon związany z energią Zeemana dostosowujemy jednak do faktu, iż rozważamy moment spinowy, a więc zapisujemy ją w układzie sferycznym jako:

$$\mathrm{U_Z} = \vec{\mathrm{S}} \cdot \vec{\mathrm{H}} = \mathrm{SH}(\cos\phi\sin\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} + \sin\phi\sin\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} + \cos\theta\cos\theta_\mathrm{H}) \quad (8.1)$$

gdzie wektor $\vec{H}$ zawierać może w sobie i stałe pole zewnętrzne, jak i zmienne w czasie stochastyczne pole termiczne. Kąty θ, ϕ związane są z wektorem momentu spinowego $\tilde{\mathrm{S}}$, natomiast kąty z indeksem H, tj. $\theta_{\mathrm{H}}, \phi_{\mathrm{H}}$ określają kierunek pola $\vec{\mathrm{H}}$. Ponadto, założone zostanie, iż tensor odmagnesowania będzie miał tylko jedną składową $\mathrm{N_{xx}}$. Jest to założenie geometrii płaskiej nieskończenie dużej płytki, dla której energia odmagnesowanie wynosi [127]:

$$\mathrm{U_{dip}} = \frac{1}{2\mu_0}\vec{\mathrm{S}} \cdot \hat{\mathrm{N}}\vec{\mathrm{S}} = \frac{1}{2}\mathrm{S}^2(\cos^2\phi \sin^2\theta) \tag{8.2}$$

Tak określona energia wyznacza płaszczyznę łatwą (yz), dlatego nazwać ją można energią anizotropii płaszczyznowej (płaszczyzny łatwej) i zapisać jako $\mathrm{U_{dip}} = \mathrm{K_p}(\cos^2\phi\sin^2\theta)$ gdzie $\mathrm{K_p} \equiv \frac{\mathrm{S}^2}{2\mu_0}$ to stała anizotropii płaszczyzny. Energia ta ma maksimum dla ustawienia momentu spinowego prostopadle do płaszczyzny próbki, tj. dla $\theta = \pi/2$ oraz $\phi = 0$. Zatem energię magnetostatyczną we współrzędnych sferycznych wyrażamy za pomocą [127]:

$$\mathrm{U} = \mathrm{K}\sin^2\theta + \mathrm{K_p}\cos^2\phi\sin^2\theta +$$

$$+\,\mathrm{SH}(\cos\phi\sin\theta\cos\phi_{\mathrm{H}}\sin\theta_{\mathrm{H}} + \sin\phi\sin\theta\sin\phi_{\mathrm{H}}\sin\theta_{\mathrm{H}} + \cos\theta\cos\theta_{\mathrm{H}}) \tag{8.3}$$

Mając określoną energię magnetostatyczną próbki możemy zapisać równanie LLGS (7.19) w wygodnej bezwymiarowej formie, której pełna postać wyprowadzona jest w dodatku C. Przyjmując za czynnik normalizujący stałą anizotropii jednoosiowej K, oraz fakt, że w zasadniczej części obliczeń badana będzie dynamika bez członu Zeemanowskiego możemy zapisać w uproszczony sposób równanie (C.6) jako [97]:

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\tau} \\ \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha\sin\theta\cos\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} - \mathrm{h_p}\begin{pmatrix} (\sin\theta + \alpha\cos\theta\cos\phi)\sin\theta\cos\phi \\ (\cos\phi\cos\theta - \alpha\sin\phi)\cos\phi \end{pmatrix} +$$

$$+\begin{pmatrix} -\sin\theta(\mathrm{h}_{\|} + \alpha\mathrm{h}_{\perp}) \\ \alpha h_{\|} - h_{\perp} \end{pmatrix} \tag{8.4}$$

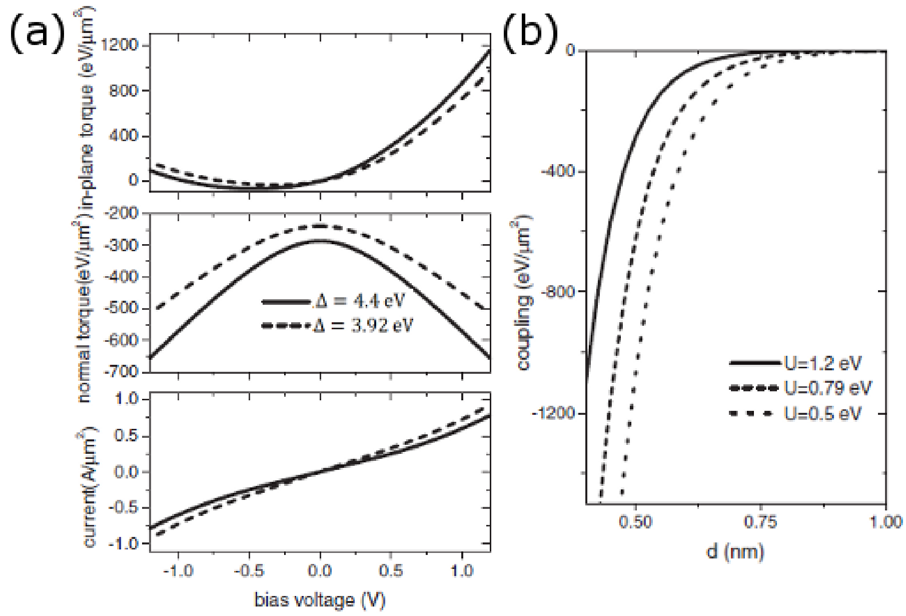
gdzie $\mathrm{h}_{\|(\perp)} \equiv \frac{\tau_{\|(\perp)}}{2\mathrm{K}}$ są bezwymiarowymi amplitudami obu momentów obrotowych STT. Wielkość τ jest bezwymiarowym czasem zdefiniowanym jako $\tau \equiv \frac{t\gamma_e H_K}{1+\alpha^2}$.

8.2. Amplitudy momentów sił (STT) $\tau_{\|}$ i $\tau_{\perp}$

Równanie (8.4 będzie rozwiązywane dla złącz symetrycznych[1], których parametry będą symulować elektrody metaliczne na bazie żelaza i kobaltu $\mathrm{Fe(Co)}$ w ramach stosowanego tutaj modelu swobodnych elektronów. Mówiąc ściślej, nie będą to dokładne parametry struktury

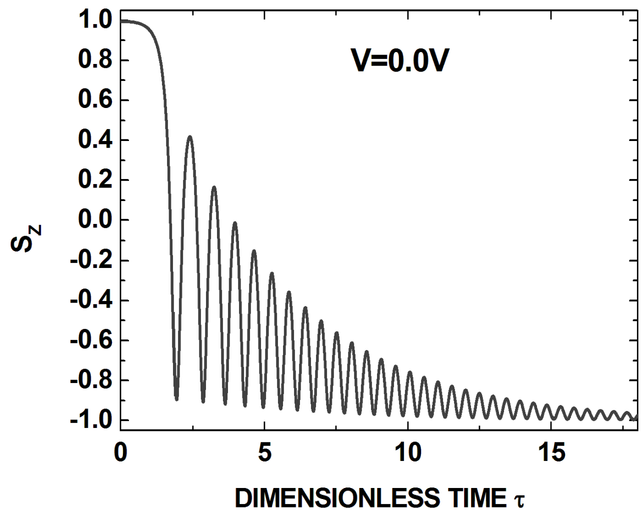
[1] złącze tunelowe symetryczne to układ, którego warstwa referencyjna i swobodna jest wytworzona z dokładnie takiego samego materiału o tych samych parametrach pasmowych

pasmowej związków żelaza i kobaltu, z tego względu, iż model swobodnych elektronów, przedstawiony w rozdziale 5 nie uwzględnia selektywnego tunelowania nośników z pasm o symetrii Δ_1 (por. roz.4.2.1). Z tego też względu wartości prądu oraz momentów sił są przez ten model zaniżane. Należy tak dobierać parametry pasmowe elektrod oraz bariery w stosowanym modelu, by nie tylko jakościowe zależności od parametrów, ale też wartości obu tych wielkości były porównywalne z eksperymentalnymi oraz otrzymywanymi z zasad pierwszych. Na rys.8.2(a) zamieszczone zostały wyniki obliczeń dwóch składowych momentów sił (STT) w złączu z cienką (modelową) barierą tunelową o grubości $\mathrm{d} = 0.5\mathrm{nm}$. Widoczne wyniki obrazują zależność amplitud $\tau_{||}$ oraz $\tau_{\perp}$ od przyłożonego napięcia V. Użyte w dalszych obliczeniach



Rysunek 8.2. Wyniki modelu swobodnych elektronów: (a) amplitudy dwóch składowych momentu siły (STT) - $\tau_{||}$ (panel górny), $\tau_{\perp}$ (panel środkowy) oraz prąd ładunkowy (panel dolny) w funkcji przyłożonego napięcia dla dwóch różnych rozszczpień wymiennych Δ oraz grubości bariery tunelowej $\mathrm{d} = 0.5\mathrm{nm}$, (b) zależność wymiennego sprzężenia międzywarstwowego ($\tau_{\perp}(\mathrm{V} = 0)$) w funkcji grubości bariery tunelowej (źródło: [97]

parametry pasmowe elektrod są następujące: poziom Fermiego elektrod $\mathrm{E_F} = 2.62\mathrm{eV}$, parametr rozszczepienia wymiennego pasm $\Delta = 4.4\mathrm{eV}$, wysokość bariery (ponad poziom Fermiego) $\mathrm{U} = 1.2\mathrm{eV}$. Tak dobrane parametry zapewniają, że wielkości momentów sił z rys.8.2(a) są o rząd wielkości większe niż obliczone z zasad pierwszych w pracach Heiligera [128] oraz Jia [129]. W pracach tych jednak obliczenia dotyczyły ponad dwukrotnie grubszych barier tunelowych. Ponadto, model swobodnych elektronów wykazuje zgodność jakościową z pracą [129], w której z zasad pierwszych pokazano nieliniową zależność składowej $\tau_{||}$ od napięcia, podobną do tej z rys.8.2(a). Jak widać na tym rysunku, przy braku napięcia składowa momentu siły „w płaszczyźnie" ($\tau_{||}$) zeruje się. Inaczej jest ze składową prostopadłą $\tau_{\perp}$. Jak wcześniej wspominano, wielkość amplitudy momentu siły $\tau_{\perp}(\mathrm{V} = 0)$ jest tożsama z wielkością międzywarstowego sprzężenia wymiennego (IEC). Dla przyjętych parametrów sprzężenie to, przy przyjętej konwencji znaków, jest ujemne. Oznacza to, że wielkość $\tau_{\perp}(V=0)$ wstawiona do równania LLGS (8.4) powoduje stabilizację stanu AP, a więc sprzężenie ma charakter antyferromagnetyczny(patrz rys.8.2(b) i 8.3). Sprzężenie to silnie zależy od grubości bariery, jak na rys.8.2(b). W literaturze można znaleźć przesłanki, iż w złączach tunelowych z bardzo



Rysunek 8.3. Zależność składowej $\mathrm{S_Z}$ wektora jednostkowego momentu spinowego w funkcji czasu bezwymiarowego τ - numeryczne rozwiązanie równania LLGS (8.4) przy braku napięcia $\mathrm{V}=0$ jedynie w obecności antyferromagnetycznego sprzężenia IEC (obecna tylko składowa $\tau_{\perp}(\mathrm{V}=0)<0$).

cienką barierą tunelową (rzędu $0.5-0.8\mathrm{nm}$) wymienne sprzężenie międzywarstwowe ma charakter antyferromagnetyczny [122][130]. W pracy [122] wskazano jednak, że dla barier cieńszych niż $0.5\mathrm{nm}$ sprzężenie staje się ferromagnetyczne, co związano z nieciągłościami bariery i powstawaniem w niej swoistych mostków metalicznych (*ang.* pinholes). Z kolei w przytaczanej już teoretycznej pracy Bruno [121], autor pokazuje, iż w zależności od grubości bariery, nawet dla idealnego złącza tunelowego sprzężenie międzywarstwowe może zmieniać znak. W realnych układach pokazano natomiast, że na charakter sprzężenia mają również wpływ naprężenia interfejsów elektrod-bariera oraz niedoskonałości samej bariery. I tak np. Yang i in. [132] pokazali obliczeniami *ab initio*, że dla zrelaksowanych interfejsów sprzężenie jest antyferromagnetyczme, zaś dla dużych naprężeń w obszarze interfejsu może ono przyjmować charakter ferromagnetyczny. Podobnie obecność wakansji tlenowych w obszarze interfejsu i bariery powoduje, że sprzężenie wymienne może być antyferromagnetyczne, podczas gdy brak tychże wakansji prowadzi do ferromagnetycznego charakteru sprzężenia [131]. W jednym z ostatnich doniesień na temat wymiennego sprzężenia warstwowego w złączu tunelowym z barierą MgO autorzy swoimi wynikami eksperymentalnym wskazują na silne antyferromagnetyczne sprzężenie w przypadku ultracienkich barier rzędu monowarstwy (0.2 nm) [133].

8.3. Parametry magnetyczne warstwy swobodnej złącza

Innymi niemmniej ważnymi z punktu widzenia dynamiki magnetyzacji są parametry makroskopowe warstwy swobodnej, której grubość przyjmiemy za $\mathrm{d_f} = 2\mathrm{nm}$. Paramterami tymi są: wartość magnetyzacji nasycenia (w naszym przypadku S), oraz wartość anizotropii jednoosiowej oraz anizotropii płaszczyzny. W obliczeniach z pracy [97] przyjęto stosunkowo duże pole anizotropii jednoosiowej $\mathrm{H_K} = 500\mathrm{Oe}$ oraz magnetyzację nasycenia $\mathrm{M_S} \equiv \mathrm{S} = 1\mathrm{T}$. Wartości te odpowiadają stałej anizotropii jednoosiowej $\mathrm{K} \approx 20\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{m^3}}$. Tak wysoka wartość pola anizotropii jednoosiowej $\mathrm{H_K}$ wymagana jest dla zapewnienia odpowiednio dużej ($1/2KV > 60k_BT$) stabilności termicznej złącz o powierzchni przekroju ok. 0.012 μm^2 [186]. Stała anizotropii płaszczyzny, mówiąca o tym ile energii potrzeba do ustawienia momentu magnetycznego prostopadle do płaszczyzny złącza, wynosić będzie $\mathrm{K_p} \approx 398\mathrm{kJ/m^3}$, a jej bezwymiarowy odpowiednik $\mathrm{h_p} = 20$. Innym bardzo ważnym czynnikiem wpływającym na dynamikę momentu spinowego jest współczynnik tłumienia Gilberta. Wartość tłumienia przyjęto $\alpha = 0.01$. Wybrane wartości odpowiadają warstwie swobodnej na bazie Co-Fe [117].

8.3.1. Pompowanie spinu (spin pumping effect)

W obliczeniach zaniechano wpływ efektu pompowania spinu (*ang.* spin pumping). Zjawisko to polega na generacji prądu spinowego przez precesujący moment spinowy warstwy swobodnej i „pompowanie" go do sąsiadującej paramagnetycznej warstwy metalicznej (np. $\mathrm{Pt, Ta, Au}$) w której ów prąd relaksuje [60]. Wielkość tego prądu spinowego (a więc i momentu siły) $\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{pump}} \approx \frac{\hbar}{4\pi}\mathrm{Re}(\mathrm{G}^{\uparrow,\downarrow})\left(\tilde{\mathrm{s}} \times \frac{\mathrm{d}\tilde{\mathrm{s}}}{\mathrm{dt}}\right)$. W praktyce, zjawisko spin-pumping sprowadza się do zwiększenia tłumienia Gilberta α w warstwie swobodnej, a wzrost ten wyraża się przez [60, 135]:

$$\Delta\alpha \approx \frac{\gamma_{\mathrm{e}}\hbar\mathrm{Re}(\mathrm{G}^{\uparrow,\downarrow})}{4\pi\mathrm{M_S d_f}} \tag{8.5}$$

i może być obserwowany jako poszerzenie linii widmowej w rezonansie ferromagnetycznym FMR [134, 135]. Wielkość tłumienia $\Delta\alpha$ jest zdeterminowana przez rzeczywistą część przewodności mieszanej, o której wspomniane było już w rozdziale 3, a także przez grubość warstwy magnetycznej oraz jej magnetyzację nasycenia. Teoretyczne (jak i eksperymentalne) przewidywania dotyczące pompowania spinu mówią o tym, iż zjawisko to jest nabardziej widoczne w przypadku warstw niemagnetycznych o najkrótszej drodze dyfuzji spinu [60, 134]. Jeśli zatem przyjmiemy do oszacowań jako warstwę niemagnetyczną platynę (Pt) o dużym współczynniku rozpraszania spinu [60], to uzyskamy informację o górnym ograniczeniu na $\Delta\alpha$. Przewodność mieszaną dla warstw $\mathrm{Fe|Pt}$ wyznaczono eksperymentalnie [135], co w powiązaniu z parametrami użytymi w niniejszej pracy daje wynik $\Delta\alpha \approx 0.003$. Wielkość ta choć jedynie szacowana, została potwierdzona testowymi obliczeniami z zasad pierwszych [136]. W rzeczywistych złączach wykorzystywane są metale inne niż platyna, np. tantal (Ta), który ma dłuższą drogę dyfuzji spinu. Zatem w takich przypadkach $\Delta\alpha$ będzie jeszcze mniejsza niż szacowana. To daje podstawy do pominięcia zjawiska spin-pumpingu w moich dalszych obliczeniach.

8.4. Liniowa analiza stabilnosci równania LLGS

Ogólnie rzecz biorąc, rozwiązaniami równania LLGS (8.4) mogą być, w zależności od użytych parametrów, ustalone stany dynamiczne [153] (w tym chaotyczne [150][151]) oraz rozwiązania stacjonarne [153]. Wśród rozwiązań dynamicznych możemy znaleźć oscylacje typu „in-plane" oraz „out-of-plane". Pierwsze z nich zachodzą w płaszczyźnie warstwy, a składowa $\mathrm{S_X}$ momentu spinowego (prostopadła do warstwy) podczas ewolucji czasowej zmienia periodycznie znak, zaś jej wartość średnia $\langle S_X \rangle = 0$. W przeciwieństwie do tego rodzaju rozwiązania, oscylacje „out-of-plane" oznaczają precesję momentu spinowego stale wychylonego z płaszczyzny złącza (składowa $\mathrm{S_X}$ nie zmienia znaku podczas ewolucji, a jej średnia wartość może być dodatnia lub ujemna). Wśród rozwiązań istotnych z punktu widzenia aplikacyjnego do pamięci STT-RAM mamy rozwiązania stacjonarne do których należą: stan P, stan AP złącza, jak również niekolinearny stan stacjonarny (*ang.* canted state). Zanim przedstawione zostaną pełne rozwiązania numeryczne równania, dokonane zostaną pewne obliczenia związane z analitycznym badaniem stabilności rozwiązań stacjonarnych.

Dowolny układ równań różczniczkowych w postaci $\dot{\vec{\mathrm{x}}} = \mathcal{F}(\vec{\mathrm{x}})$, do których należy również równanie LLGS (8.4) może być scharakteryzowany przez tzw. punkty stacjonarne (lub stałe, krytyczne). Dla punktów tych prawa strona układu równań zeruje się, tj. $\mathcal{F}(\vec{\mathrm{x}}) = 0$. Gdy za warunek początkowy przyjmiemy dokładnie punkt stały, wówczas nie będziemy obserwować dynamiki, tj. zmian składowych wektora $\vec{\mathrm{x}}$. Niemniej zależna od parametrów układu stabilność punktów stałych może determinować zachowanie dynamiczne w ich bliskim otoczeniu [138]. Analizując wpływ parametrów na stabilność punktów stacjonarnych, można stworzyć diagramy stabilności pomagające w interpretacji i dyskusji obserwowanych wyników eksperymentalnych oraz numerycznych [136]. Liniowa analiza stabilności polega na linearyzacji prawych stron układów równań różniczkowych wokół punktów stacjonarnych i badaniu ich stabilności w tymże przybliżeniu liniowym. Układ liniowy ma ogólną postać $\dot{\vec{\mathrm{x}}} = \hat{\mathcal{D}} \cdot \vec{\mathrm{x}}$, gdzie $\hat{\mathcal{D}}$ będzie macierzą dynamiczną układu, której wartości własne określają stabilność punktów stacjonarnych [140]. Wartości własne macierzy dynamicznej wyznaczamy z równania wiekowego:

$$\det|\hat{\mathcal{D}}| = 0 \rightarrow \det \begin{vmatrix} \mathcal{D}_{11} - \mu & \mathcal{D}_{12} \\ \mathcal{D}_{21} & \mathcal{D}_{22} - \mu \end{vmatrix} = 0 \tag{8.6}$$

Macierz dynamiczna 2×2 ma dwie wartości własne, których ogólna postać jest następująca:

$$\mu_{1,2} = \mathrm{a} \pm \sqrt{\mathrm{b}} \tag{8.7}$$

gdzie $\mathrm{a} = \frac{1}{2}\left(\mathcal{D}_{11} + \mathcal{D}_{22}\right)$ oraz $\mathrm{b} = \frac{1}{4}\left(\mathcal{D}_{11} + \mathcal{D}_{22}\right)^2 - \left(\mathcal{D}_{11}\mathcal{D}_{22} - \mathcal{D}_{12}\mathcal{D}_{21}\right)$. Znaki wielkości a i b, determinują znak oraz rodzaj (rzeczywisty lub urojony) wartości własnych, a co za tym idzie typ i stabilność punktu stacjonarnego.

a	b	$\mu_{1,2}$	typ punktu stacjonarnego
$-$	$-$	Im	stabilne ognisko
$+$	$-$	Im	niestabilne ognisko
Re	$+$	$\mu_{1,2} < 0$	stabilne centrum
Re	$+$	$\mu_{1,2} > 0$	niestabilne centrum
Re	$+$	$\mu_1 < 0 < \mu_2$	stabilne centrum

Tablica 8.1. Typy punktów stacjonarnych oraz ich stabilności w zależności od znaku a i b oraz $\mu_{1,2}$. $\mathrm{Re}(\mathrm{Im})$ oznacza dowolną wartość rzeczywistą (urojoną). Źródło [136]

W tabeli 8.1 przedstawiono typy punktów stacjonarnych w zależności od parametrów a i b. W następnym kroku zostaną przedstawione wyniki obliczeń macierzy dynamicznych w obecności dwóch składowych indukowanego prądem momentu siły STT. Przedsawione poniżej wyniki zostały zaczerpnięte z pracy [136] autora niniejszej rozprawy. Punktem wyjścia będzie bezwymiarowe równanie LLGS zapisane w formie równoważnej równaniu (8.4):

$$\begin{pmatrix} 1 & -\alpha\sin\theta \\ \alpha & \sin\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathrm{v}_\theta \\ \mathrm{v}_\phi \end{pmatrix} \tag{8.8}$$

Znajdując macierz odwrotną do macierzy stojącej po lewej stronie powyższego równania, należy pomnożyć przez nią obustronnie i w ten sposób otrzymać równanie LLGS w użytecznej dla nas postaci:

$$\begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ -\frac{\alpha}{\sin\theta} & \frac{1}{\sin\theta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{v}_\theta \\ \mathrm{v}_\phi \end{pmatrix} = \hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}} \tag{8.9}$$

gdzie

$$\hat{\mathrm{v}} = \begin{pmatrix} v_\theta \\ v_\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\mathrm{h}_{\|}\sin\theta - \mathrm{h_p}\sin\phi\cos\phi\sin\theta \\ -\cos\theta\sin\theta - \mathrm{h_p}\cos\theta\cos^2\phi\sin\theta - \mathrm{h}_\perp\sin\theta \end{pmatrix} \tag{8.10}$$

Z powyższego równania łatwo zauważyć, że punktami stacjonarnymi są m.in. punkty $\theta = 0$ (stan P) oraz $\theta = \pi$ (stan AP). Mając je wyznaczone można przejść do linearyzacji i wyznaczenia macierzy dynamicznych równania LLG.

8.4.1. Stabilność stanu P ($\theta = 0$)

Choć do wyznaczenia macierzy dynamicznej wystarczyłoby zlinearyzować macierz $\hat{\mathrm{v}}$ [139], to nie jest to możliwe, ze względu na to, że stany P i AP są punktami osobliwymi elementów macierzy $\hat{\mathrm{A}}$. W pierwszym kroku należy więc wyjść od równania w postaci (8.4), tj wymnożyć macierze $\hat{\mathrm{A}}$ i $\hat{v}$:

$$\hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}} = \begin{pmatrix} \sin\theta \left[-\mathrm{h}_{\parallel} - \alpha \mathrm{h}_{\perp} - \alpha \cos\theta \,(1 + \mathrm{h_p} \cos^2\phi) - \mathrm{h_p} \cos\phi \sin\phi \right] \\ \alpha \mathrm{h}_{\parallel} - \alpha \mathrm{h}_{\perp} - \cos\theta \,(1 + \mathrm{h_p} \cos^2\phi) + \alpha \mathrm{h_p} \cos\phi \sin\phi \end{pmatrix} \tag{8.11}$$

Funkcje $\sin\theta$ i $\cos\theta$ w powyższym równaniu można zlinearyzować wokół punktu $\theta \approx 0$. Przyjmują one postać $\sin\theta \approx \theta, \cos\theta \approx 1$. Zatem równanie (8.9) wraz z (8.11) przyjmą razem postać:

$$\begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\mathrm{h}_{\parallel}\theta - \alpha \mathrm{h}_{\perp}\theta + \theta(-\alpha - \alpha \mathrm{h_p} \cos^2\phi - \cos\phi \sin\phi \\ -1 + \alpha \mathrm{h}_{\parallel} - \mathrm{h}_{\perp} - \mathrm{h_p} \cos^2\phi + \alpha \mathrm{h_p} \sin\phi \cos\phi \end{pmatrix} \tag{8.12}$$

Następnie należy wprowadzić nowe zmienne:

$$\begin{cases} \mathrm{x} = \theta \sin\phi \\ \mathrm{y} = \theta \cos\phi \end{cases} \tag{8.13}$$

których pochodna po czasie wynosi:

$$\begin{cases} \mathrm{x}' = \theta \cos\phi \phi' + \theta' \sin\phi \\ \mathrm{y}' = -\theta \sin\phi \phi' + \theta' \cos\phi \end{cases} \tag{8.14}$$

lub w postaci macierzowej:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\phi & \theta \cos\phi \\ \cos\phi & -\theta \sin\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{J}}_0 \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} \tag{8.15}$$

Wstawiając wyrażenie (8.12) do powyższego równania przekształcamy je do postaci:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (-\mathrm{h}_{\parallel} - \alpha(1 + \mathrm{h}_{\perp})) & (\alpha \mathrm{h}_{\parallel} - (1 + \mathrm{h_p} + \mathrm{h}_{\perp})) \\ (-\alpha \mathrm{h}_{\parallel} + \mathrm{h}_{\perp} + 1) & (-\mathrm{h}_{\parallel} - \alpha(1 + \mathrm{h_p} + \mathrm{h}_{\perp})) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta \sin\phi \\ \theta \cos\phi \end{pmatrix} =$$

$$= \hat{\mathcal{D}}_0 \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \end{pmatrix} \tag{8.16}$$

gdzie $\hat{\mathcal{D}}_0$ jest macierzą dynamiczną określoną w otoczeniu punktu $\theta = 0$ (stanu P). Wartości własne tej macierzy dane są przez:

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}\Big[2\mathrm{h}_{\parallel} + \alpha(2 + \mathrm{h_p} + 2\mathrm{h}_{\perp}) \pm \sqrt{-4\alpha^2\mathrm{h}_{\parallel}^2 + }$$

$$\overline{+\, 4\alpha\mathrm{h}_{\parallel}(2 + \mathrm{h_p} + 2\mathrm{h}_{\perp}) + (-4 - 4\mathrm{h_p} + \alpha^2\mathrm{h_p^2} - 4\mathrm{h}_{\perp}(2 + \mathrm{h_p}) - 4\mathrm{h}_{\perp}^2}\ \Big] \tag{8.17}$$

8.4.2. Stabilność stanu AP ($\theta = \pi$)

Aby wyznaczyć macierz dynamiczną wraz z jej wartościami własnymi wokół punktu $\theta = \pi$ należy w pierwszej kolejności w równaniach (8.10) oraz (8.11) rozwinąć funkcje $\cos\theta$ oraz $\sin\theta$ w szereg Taylora wokół tegoż punktu zachowując jedynie wyrazy liniowe. Rozwinięcia tych funkcji przyjmuja postać: $\sin\theta \approx -\delta\theta$ oraz $\cos\theta \approx -1$, gdzie $\delta\theta = \theta - \pi$. Po takiej procedurze, iloczyn macierzy $\hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}}$ z równania (8.9) będzie wynosić:

$$\begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}} = \begin{pmatrix} \mathrm{h}_{\parallel}\delta\theta + \alpha(\mathrm{h}_{\perp}\delta\theta - \delta\theta - \mathrm{h_p}\delta\theta\cos^2\phi) + \mathrm{h_p}\delta\theta\sin\phi\cos\phi \\ 1 - \mathrm{h}_{\perp} + \mathrm{h_p}\cos^2\phi + \alpha(\mathrm{h}_{\parallel} + \mathrm{h_p}\cos\phi\sin\phi) \end{pmatrix} \tag{8.18}$$

Tym razem wprowadzamy nowe zmienne w postaci $\mathrm{x} \equiv -\delta\theta\sin\phi$ oraz $\mathrm{y} \equiv -\delta\theta\cos\phi$. Pochodne nowych zmiennych po czasie zapisane w formie macierzowej wynoszą:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin\phi & -\delta\theta\cos\phi \\ -\cos\phi & \delta\theta\sin\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{J}}_{\pi} \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} \tag{8.19}$$

Wykorzystując równanie (8.18) zapisujemy powyższą równość jako:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (-\alpha - \mathrm{h}_{\parallel} + \alpha\mathrm{h}_{\perp}) & (1 + \mathrm{h}_{\parallel}\alpha + \mathrm{h_p} - \mathrm{h}_{\perp}) \\ -(1 + \alpha\mathrm{h}_{\parallel} - \mathrm{h}_{\perp}) & (\mathrm{h}_{\parallel} - \alpha(1 + \mathrm{h_p} - \mathrm{h}_{\perp})) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \end{pmatrix} =$$

$$= \hat{\mathcal{D}}_{\pi} \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \end{pmatrix} \tag{8.20}$$

Macierz $\hat{\mathcal{D}}_{\pi}$ jest tutaj macierzą dynamiczną określoną dla stanu AP ($\theta = \pi$). Wartościami własnymi tej macierzy są:

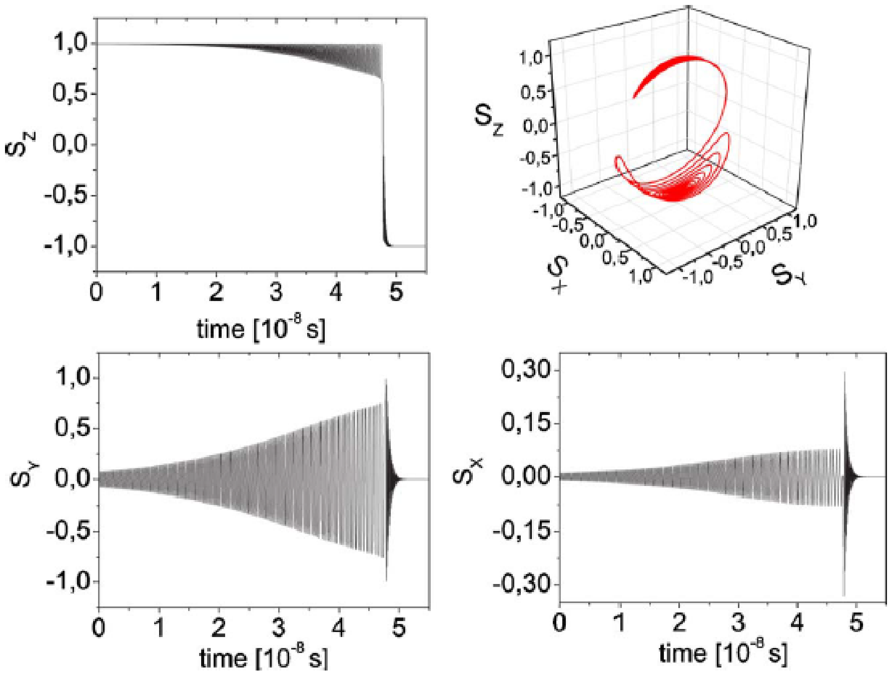
$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}\Big[2\alpha - 2\mathrm{h}_{\parallel} + \alpha\mathrm{h_p} - 2\alpha\mathrm{h}_{\perp} \pm \sqrt{-4 - 8\alpha\mathrm{h}_{\parallel} - 4\alpha^2\mathrm{h}_{\parallel}^2 + 8\mathrm{h}_{\perp} - 4\mathrm{h_p} -}$$

$$\overline{-\, 4\alpha\mathrm{h}_{\parallel}\mathrm{h_p} + \alpha^2\mathrm{h_p^2} + 8\alpha\mathrm{h}_{\parallel}\mathrm{h}_{\perp} + 4\mathrm{h}_{\perp}\mathrm{h_p} - 4\mathrm{h}_{\perp}^2}\ \Big] \tag{8.21}$$

Mając dane wartości własne macierzy dynamicznych w otoczeniu stanów P i AP, można badać ich stabilność. Analiza ta będzie uzupełnieniem obliczeń numerycznych, które przedstawione zostaną w następnym podrozdziale.

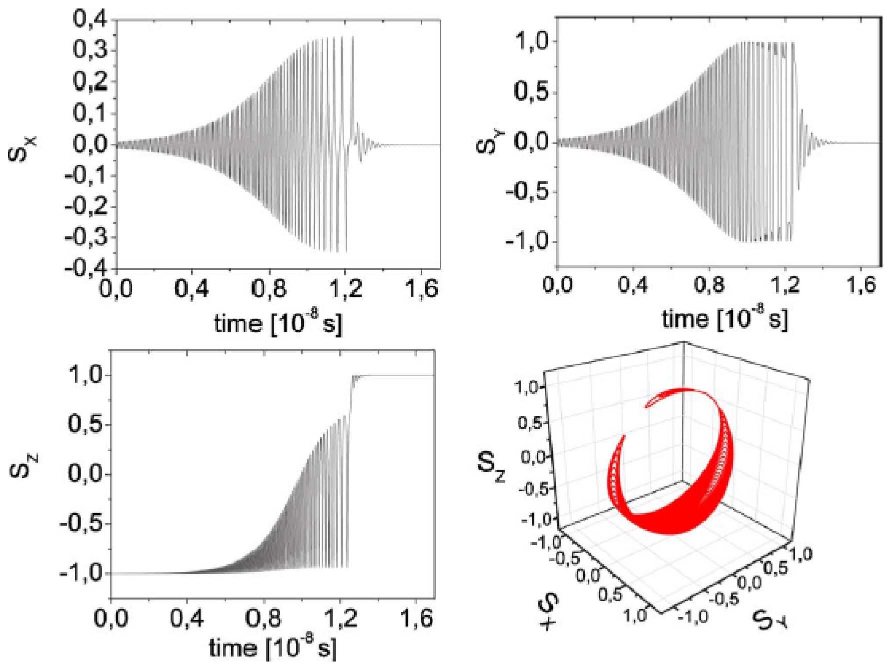
8.5. Wyniki numeryczne

Za warunek początkowy symulacji numerycznych przyjęte zostaną kąty: ($\theta_0 = 0.01, \phi_0 = \pi/2$) lub ($\theta_0 = \pi - 0.01, \phi_0 = \pi/2$), tj. stany bardzo bliskie stanom P i AP odpowiednio. Wyniki symulacji dynamiki przełączania ze stanu P do AP zaobserwowanego dla napięcia ujemnego $\mathrm{V}_{\mathrm{P}\rightarrow\mathrm{AP}} = -0.26\mathrm{V}$. Na rys.8.4 widać, że przy tym napięciu następuje przełączenie



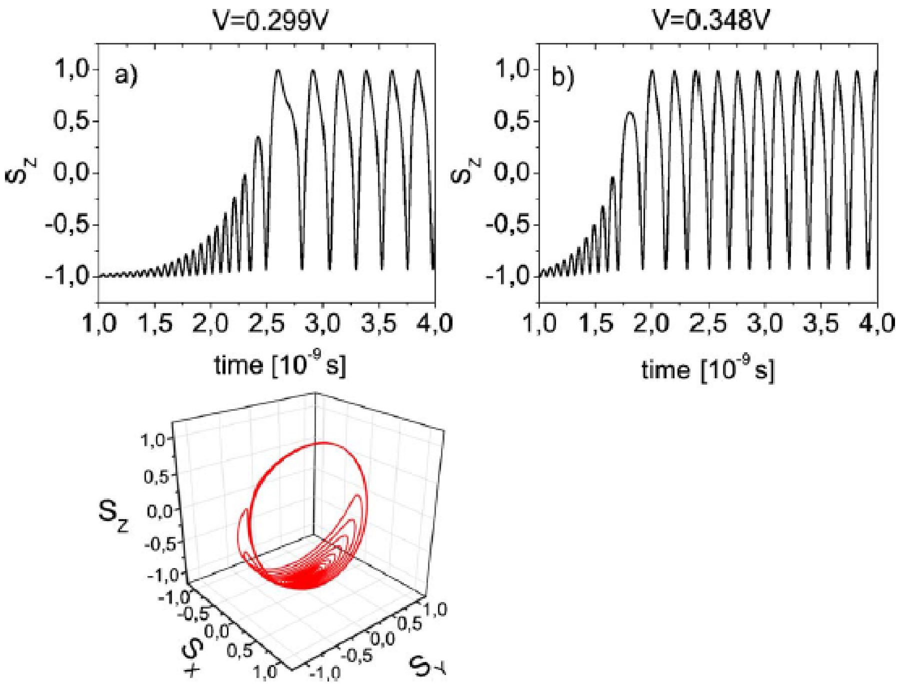
Rysunek 8.4. Dynamika przełączania P→ AP dla trzech składowych znormalizowanego wektora momentu spinowego $\frac{\hat{S}}{S}$ oraz trójwymiarowa trajektoria zakreślana przez koniec tegoż wektora na sferze jednostkowej (źródło: [97])

ze stanu P do AP: wektor momentu magnetycznego precesuje wokół bieguna północnego (stan P), po ok. $45\mathrm{ns}$ następuje gwałtowne przełączenie i silne stłumienie precesji wokół nowego stanu. Pomimo działania antyferromagnetycznego sprzężenia, czas przełączania jest stosunkowo długi. Wynika to w głównej mierze z małej wartości składowej $\tau_{\|}$ dla napięcia $\mathrm{V} = -0.26\mathrm{V}$ (por. rys.8.2). Przełączenie ze stanu AP do P zachodzi dla mniejszego napięcia dodatniego tj. dla $V_{AP\rightarrow P} = 0.186V$ i jest pokazane na rys.8.5. Przełączanie następuje po około $12.5\mathrm{ns}$, tj. w czasie ponad trzykrotnie któtszym niż przy przełączaniu z P do AP. W wąskim zakresie napięć poniżej napięcia przełączania $0.145\mathrm{V} < \mathrm{V}_{\mathrm{AP}\rightarrow\mathrm{P}} < 0.186\mathrm{V}$ występuje nietłumiona precesja momentu spinowego wokół stanu AP o zwiększającej się amplitudzie i zmniejszającej się ze wzrostem napięciem częstotliwości. Charakter tych oscylacji jest taki sam jak widocznych na rys.8.5 w czasie przed przełączeniem $t < 12.5\mathrm{ns}$. Czas przełączania maleje ze wzrastającym napięciem V, i dla wartości $\mathrm{V} = 0.298\mathrm{V}$ przyjmuje



Rysunek 8.5. Dynamika przełączania AP$\rightarrow$ P dla trzech składowych znormalizowanego wektora momentu spinowego $\frac{\tilde{S}}{S}$ oraz trójwymiarowa trajektoria zakreślana przez koniec tegoż wektora na sferze jednostkowej (źródło: [97])

wartość $\mathrm{t} = 3.3\mathrm{ns}$. Dalszy wzrost napięcia powoduje jednak brak przełączania i pojawienie się oscylacji typu „out-of-plane”, dla których oscylująca składowa $\mathrm{S_x}$ przyjmuje wartości jednego znaku. Oscylacje tego typu są pokazane na rys.8.6 dla dwóch wartości napięcia $\mathrm{V} = 0.299\mathrm{V}$ oraz $\mathrm{V} = 0.349\mathrm{V}$. Na rysunku tym widać, że amplituda oscylacji jest bardzo duża (składowa $\mathrm{S_z}$ zmienia się od wartości -1 do +1) a ich częstotliwość rośnie ze wzrostem przyłożonego napięcia. Oscylacje o tak dużej amplitudzie o częstotliwościach rzędu GHz są pożądane ze względów aplikacyjnych [148]. Należy tutaj zaznaczyć, że oscylacje o dużej amplitudzie obserwowane były zarówno teoretycznie jak i eksperymentalnie w innych układach. W pracy [141] zmierzono oscylacje o stosunkowo dużej amplitudzie w układzie złącza tunelowego, gdzie warstwa swobodna miała anizotropię jednoosiową prostopadłą do powierzchni złącza. Podobne zachowanie zaoberwowano w analogicznym układzie złącza metalicznego (warstwa swobodna z anizotropią prostopadłą, warstwą referencyjną namagnesowaną w płaszczyźnie złącza) [149]. W obu przypadkach nie było konieczności użycia zewnętrznego pola magnetycznego, podobnie jak w wynikach z niniejszej pracy. Poza tymi kilkoma przypadkami, istnieje wiele prac wskazujących na możliwość generacji oscylacji o dużej amplitudzie w różnego typu niestandardowych złączach metalicznych typu



Rysunek 8.6. Dynamika oscylacji typu „out-of-plane” dla składowej $\frac{S_Z}{S}$ znormalizowanego wektora momentu spinowego. W dolnej części: trójwymiarowa trajektoria zakreślana na sferze jednostkowej (źródło: [97])

asymetrycznych gdzie warstwa swobodna i referncyjna są zrobione z różnych materiałów, lecz obie namagnesowane w płaszczyźnie złącza [143, 142]. Podobny efekt zaobserowano również w podwójnych złączach metalicznych, również o namagnesowaniu warstw w płaszczyźnie złącza [144]. Omawiane oscylacje zaobserowano również w specjalnie zaprojektowanym złączu metalicznym z silnie sprzężoną podwójną warstwą swobodną [145], w pojedynczym złączu metalicznym o warstwie referencyjnej z anizotropią prostopadła i z warstwą swobodną namagnesowaną w płaszczyźnie [146]. W końcu podobne oscylacje momentu magnetycznego warstwy swobodnej zmierzono w układzie standardowego symetrycznego złącza metalicznego o wszystkich warstwach namagnesowanych w płaszczyźnie, lecz w obecności zewnętrznego pola magnetycznego [147]. Wyniki tutaj przedstawione dotyczą, wydawać się może, najprostszego z powyżej przedstawionych układów, co jest niewątpliwą zaletą. W moich obliczeniach, widoczne na rys.8.6 oscylacje o dużych amplitudach pojawiają się zupełnie naturalnie bez potrzeby przykładania zewnętrznego pola magnetycznego. Powodem pojawienia się tych oscylacji w przypadku omawianego tutaj złącza tunelowego, jest obecność stosunkowo silnego sprzężenia wymiennego o charakterze antyferromagnetycznym. Jest ono wprawdzie zbyt małe, aby znacząco skrócić czas przełączania ze stanu P do AP, lecz jest na tyle silne by zadziałać analogicznie do zewnętrznego pola magnetycznego powodującego oscylacje w metalicznych układach wielowarstwowych. Można powiedzieć więc, że efekt zewnętrznego pola magnetycznego i międzywarstwowego sprzężenia wymiennego jest taki sam, lecz mechanizm fizyczny prowadzący do tego efektu jest zgoła inny.

8.6. Metoda analizy wyników

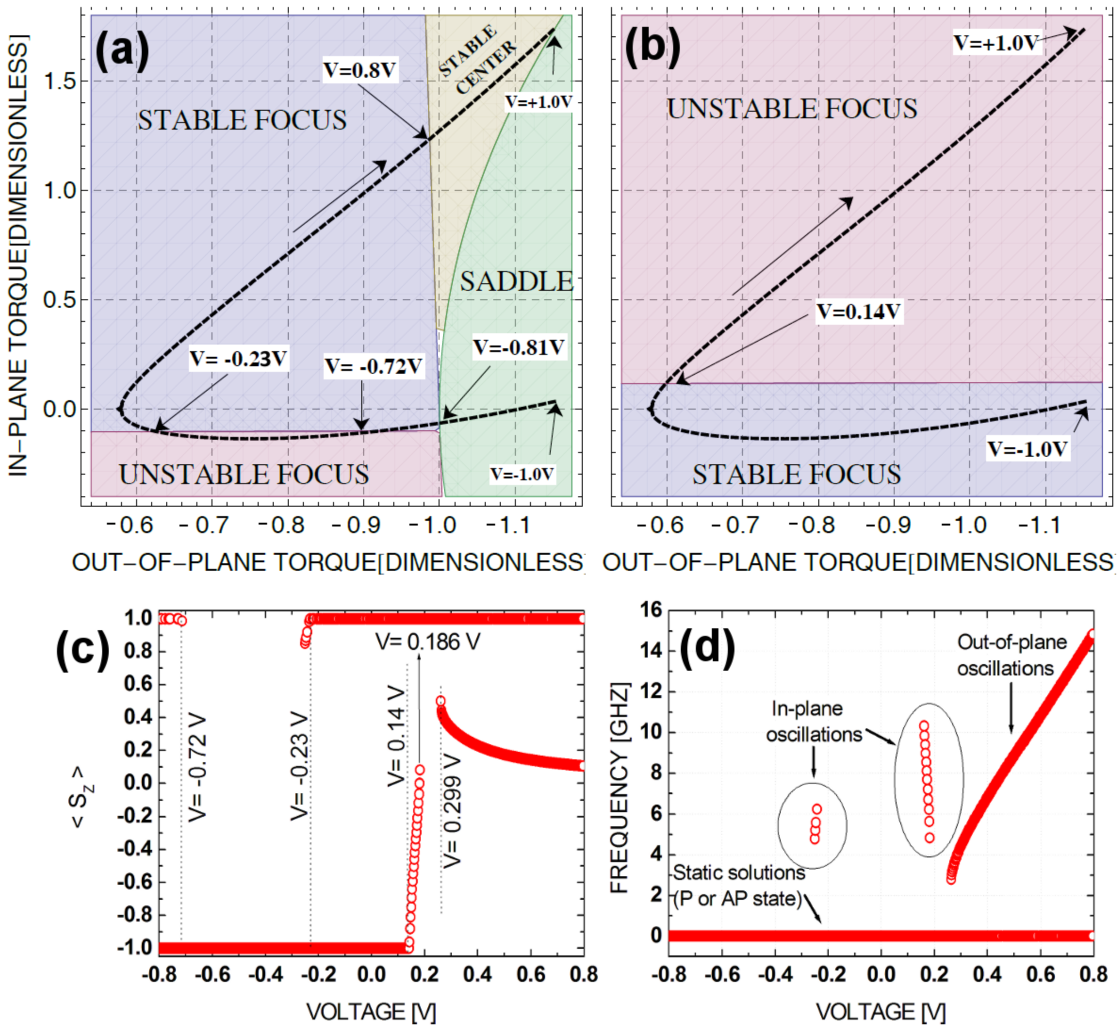
Aby przyjrzeć się dokładniej dynamice w rozważanym układzie, wykreślone zostaną diagramy stabilności stanów P i AP. Diagramy te zostaną policzone analitycznie na podstawie liniowej analizy stabilności punktów stacjonarnych przedstawionej w części 8.4 rozprawy. Ponadto, z obliczonych numerycznie zależności składowych momentu spinowego od czasu, wyznacznona będzie średnia wartość składowej z momentu spinowego, w sposób następujący

$$\langle \mathrm{S_Z} \rangle = \frac{1}{\mathrm{t'}} \sum_{\mathrm{i}} \mathrm{S_Z(t_i)} \tag{8.22}$$

gdzie $\mathrm{t'}$ jest czasem symulacji dynamiki momentu spinowego w stanie ustalonym, zaś $\mathrm{t_i}$ jest czasem kolejnego kroku symulacji. Dodatkowo, z tych samych przebiegów czasowych składowej $\mathrm{S_Z(t)}$ policzona zostanie częstotliwość podstawowa oscylacji (tj. pierwsza harmoniczna). Dla każdej wartości napięcia zostanie przeprowadzonych 13 symulacji numerycznych, każda z losowo wybranym warunkiem początkowym (θ_0, ϕ_0). Losowane warunki początkowe mają rozkład jednorodny na całym przedziale zmienności kątów polarnego i azymutalnego tj. $\theta_0 \in (0, \pi), \phi_0 \in (0, 2\pi)$. Taka procedura zapewni zbadanie numeryczne wszystkich możliwych stabilnych rozwiązań równania LLGS dla danego zestawu parametrów magnetycznych i napięcia[136].

8.7. Analityczna i numeryczna analiza stabilności

Na rys.8.7(a)-(b) wykreślono stabilności stanu P oraz AP na podstawie analizy wartości własnych (8.21) i (8.17) obliczonych macierzy dynamicznych. Płaszczyzny wykresu podzielone są na obszary o różnym typie stabilności obu stanów. Na diagram ten naniesiono wartości amplitud $\mathrm{h_{\|}}$ i $\mathrm{h_{\perp}}$ wyznaczone z modelu swobodnych elektronów dla napięć z zakresu od -1 V do 1 V. Wartości te są wskazywane przez czarną linię. Wykresy widoczne na rys.8.7(c)-(d) należy odczytywać jako numeryczne uzupełnienie diagramów stabilności. Każdemu punktowi widocznemu na tych wykresach odpowiada jedna symulacja numeryczna, dla której policzono składową $\langle \mathrm{S_Z} \rangle$ oraz częstotliwość oscylacji. Na rys.8.7(a) widać, że dla napięć dodatnich, stan P przestaje być stabilny dopiero przy $\mathrm{V} \approx 1.0\mathrm{V}$, kiedy to staje się on punktem siodłowym. Z drugiej zaś strony, stan P traci swą stabilność przy napięciu $\mathrm{V} = -0.23\mathrm{V}$. Stan P staje się wówczas niestabilnym ogniskiem. Nie oznacza to jednak, że przy tym napięciu następuje przełączenie do stanu AP. Na rys.8.7(c) widać, że w bardzo wąskim



Rysunek 8.7. Diagramy stabilności stanu P (a) oraz AP (b) w zależności od wielkości bezwymiarowych amplitud momentów sił STT: $\mathrm{h}_{\|}$ (oś pionowa) oraz $\mathrm{h}_{\perp}$ (oś pozioma), czarna linia przedstawia wartości obu amplitud wyznaczone w ramach modelu swobodnych elektronów dla zakresu napięć od -1V do +1V jako funkcja $\mathrm{h}_{\|}(\mathrm{h}_{\perp})$. (c) zależność średniej wartości $\langle S_Z \rangle$ oraz częstotliwości (pierwszej harmonicznej)(d) od napięcia.

zakresie napięć $-0.26\mathrm{V} < \mathrm{V} < -0.23\mathrm{V}$ średnia wartość $\langle \mathrm{S_Z} \rangle \neq 1$, lecz leży blisko wartości 1 tj. stanu P. Nie oznacza to jednak, że wektor momentu spinowego znalazł się w jakimś innym punkcie stacjonarnym leżącym blisko stanu P. Gdy spojrzymy, na rys.8.7(d) widzimy, że w tym bardzo wąskim zakresie napięcia pojawiły się różne od zera częstotliwośći rzędu 4-6 GHz. Są to więc stabilne rozwiązania oscylacyjne typu „in-plane". Ponieważ sprzężenie antyferromagnetyczne dąży do stabilizacji stanu AP, toteż zakres napięć ujemnych dla których pojawiły się tego typu oscylacje jest bardzo wąski. Pozostaje to w zgodzie z wynikami z pracy [152], gdzie zaobserwowano, że odpowiednio duża składowa $\mathrm{h}_{\perp}$ współdziałając ze składową $\mathrm{h}_{\|}$, może nawet całkowicie wyeliminować obecność tego typu oscylacji. W zakresie od $\mathrm{V_{P\rightarrow AP}} = -0.26\mathrm{V}$ (napięcia przełączania) do napięcia $\mathrm{V} = -0.72\mathrm{V}$ stan P jest nadal

niestabilny, a jedynym możliwym stabilnym rozwiązaniem jest rozwiązanie stacjonarne tj. stan AP. Ciekawym wydaje się fakt, że przy dalszym wzroście napięcia ujemnego, tj. dla $-0.81\mathrm{V} < \mathrm{V} < -0.72\mathrm{V}$ stan P niejako odzyskuje swą stabilność, co widoczne jest na rys.8.7(a) i (c). Jest to obszar gdzie składowe $\mathrm{h}_{\parallel} < 0$ oraz $\mathrm{h}_{\perp} < 0$ dążące do stabilizacji stanu AP nawet działając wspólnie są zbyt słabe, aby zdestabilizować stan P. Dopiero przy napięciu $\mathrm{V} \approx -0.81$ moment siły prostopadły $\mathrm{h}_{\perp} < 0$ jest na tyle silny, że stan P przestaje być stabilny (rys.8.7(a)). Pozostaje on niestabilny nawet wówczas, gdy $\mathrm{h}_{\parallel}$ zmienia znak i zaczyna go stabilizować. W rozważanym zakresie napięć dodatnich (do 1V) wartość $\mathrm{h}_{\parallel}$ jest jednak zbyt słaba, by stan P był stanem stabilnym.
Stan AP z kolei (rys.8.7(b)) staje się niestabilny przy napięciu $\mathrm{V} \approx 0.14\mathrm{V}$, i takim pozostaje aż do rozważanego napięcia +1V. Na rys.8.7(c)-(d) w zakresie napięć $0.14\mathrm{V} < \mathrm{V} < 0.186\mathrm{V}$ widoczne są oscylacje „in-plane” podobnie jak dla ujemnego napięcia. Zakres tych oscylacji jest jednak nieco szerszy, co wiąże się z tym, że teraz, inaczej niż w przypadku ujemnych napięć, obie składowe momentu siły $\mathrm{h}_{\parallel}$ i $\mathrm{h}_{\perp}$ dążą do stabilizacji dwóch różnych stanów: P i AP odpowiednio. Dzięki sprzężeniu antyferromagnetycznemu, składowa $\mathrm{h}_{\perp}$ jest na tyle silna, by skutecznie utrudniać przełączenie do stanu P, które następuje dopiero przy $\mathrm{V} = 0.186\mathrm{V}$. Dla napięć $0.186\mathrm{V} < \mathrm{V} < 0.299\mathrm{V}$ jedynym możliwym rozwiązaniem równania LLGS jest stacjonarny stan P. Powyżej napięcia $\mathrm{V} = 0.299\mathrm{V}$, pojawia się drugie stabilne rozwiązanie, oscylacje typu „out-of-plane”, które, jak już było omówione, nie tylko charakteryzują się dużą amplitudą, ale również szybko rosnącą z napięciem (niemal liniowo) częstotliwością (rys.8.7). W literaturze zależność taką nazywa się „blue-shift”, w przeciwieństwie do zależności „red-shift” gdy częstotliwość drgań maleje ze wzrostem napięcia [145].

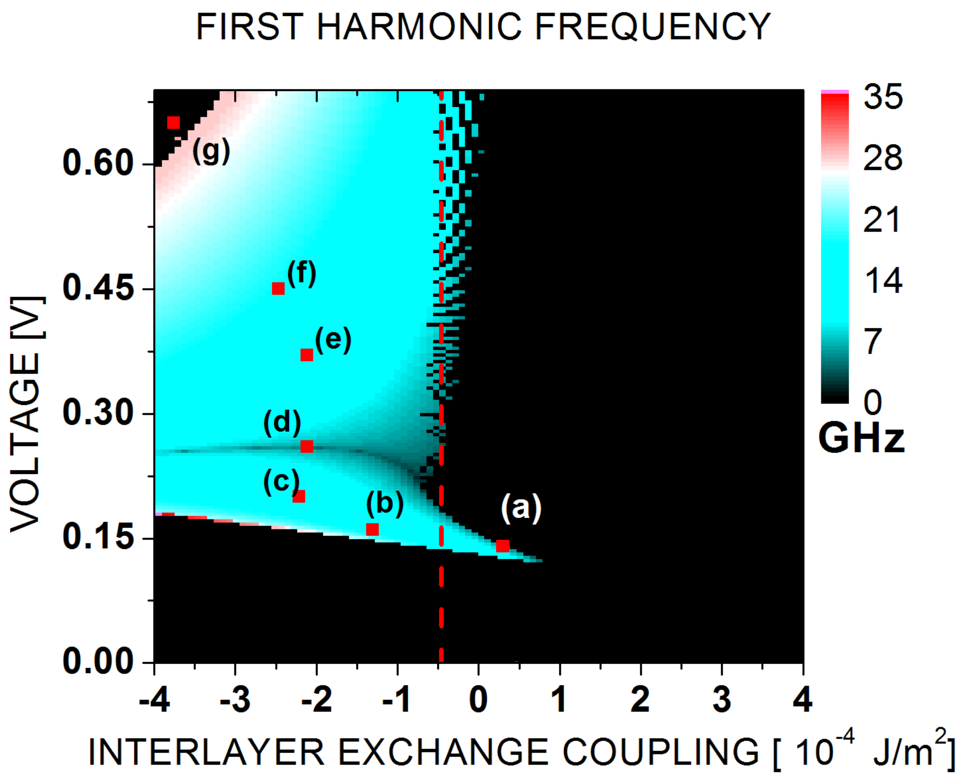
Podsumowując, przeprowadzona została analiza stabilności tak numeryczna jak i analityczna. Określone zostały napięcia oraz czasy przełączania ze stanu P do AP i odwrotnie. Na zamieszczonych wykresach (rys.8.7) widać, że przełączanie ze stanu AP do P może być w pełni skuteczne zaledwie w wąskim przedziale napięcia dodatniego. Dla wyższych napięć pojawia się bistabilność rozwiązań: stacjonarnego (stan P) i dynamicznego (oscylacje „out-of-plane”), które w zależności od zastosowania złącza może być pożądane lub nie. Należy zaznaczyć, że choć podejście analityczne nie dało wyczerpującej informacji na temat dynamiki (rodzajów oscylacji), ale może być skuteczne we wskazywaniu parametrów krytycznych (tutaj napięcia krytycznego), przy którym pojawiają się rozwiązania dynamiczne równania LLG. Wydaje się to istotne z punktu widzenia choćby badania dynamiki w rezonansie ferromagnetycznym, gdzie nawet małe drgania momentu spinowego dają istotne informacje na temat badanego złącza. Podejście numeryczne dało informację na temat rodzaju oscylacji oraz o ich częstotliwościach, lecz z punktu widzenia obliczeniowego, jest to metoda znacznie bardziej czasochłonna.

8.8. Wpływ wymiennego sprzężenia międzywarstwowego na dynamikę momentu spinowego

Jak zauważyć można było w poprzednim rozdziale, międzywarstwowe sprzężenie wymienne ma bardzo duży wpływ na właściwości dynamiczne badanego układu. Z obliczeń w ramach modelu swobodnych elektronów wynika, że dla złącz tunelowych z cienką barierą (założona tutaj grubość izolatora $\mathrm{d} = 0.5\mathrm{nm}$) sprzężenie to ma charakter antyferromagnetyczny. Obecnie zajmę się opisem wpływu wielkości sprzężenia na właściwości dynamiczne układu. W tym celu przyjmę, że składowa momentu siły $\tau_{\perp}$, będzie zawierać część indukowaną napięciem $\tau_{\perp}^{\mathrm{I}}$ oraz część związaną z międzywarstwowym sprzężeniem wymiennym $\tau_{\perp}^{0}$. A zatem napisać można: $\tau_{\perp} = \tau_{\perp}^{\mathrm{I}} + \tau_{\perp}^{0}$. Pierwszy ze składników w powyższym wyrażeniu zostanie obliczony w ramach modelu swobodnych elektronów, dla parametrów takich samych jak używane były w poprzednich rozdziałach. Drugi składnik natomiast, uznamy za wolny parametr, którego wpływ na dynamikę będziemy obserwować. Energię sprzężenia wymiennego zapisuje się zazwyczaj jako $\mathrm{E} = -\mathrm{J}\cos\theta$, gdzie θ to kąt pomiędzy momentami spinowymi, a stała wymiany $\mathrm{J} < 0$ oznacza sprzężenie antyferromagnetyczne, zaś $\mathrm{J} > 0$ sprzężenie ferromagnetyczne. Stała wymiany odpowiada więc składowej $\tau_{\perp}^{0}$. Na użytek tego rodziału składową $\tau_{\perp}^{0}$ zastąpię przez stałą wymiany J, a więc zapisać można:

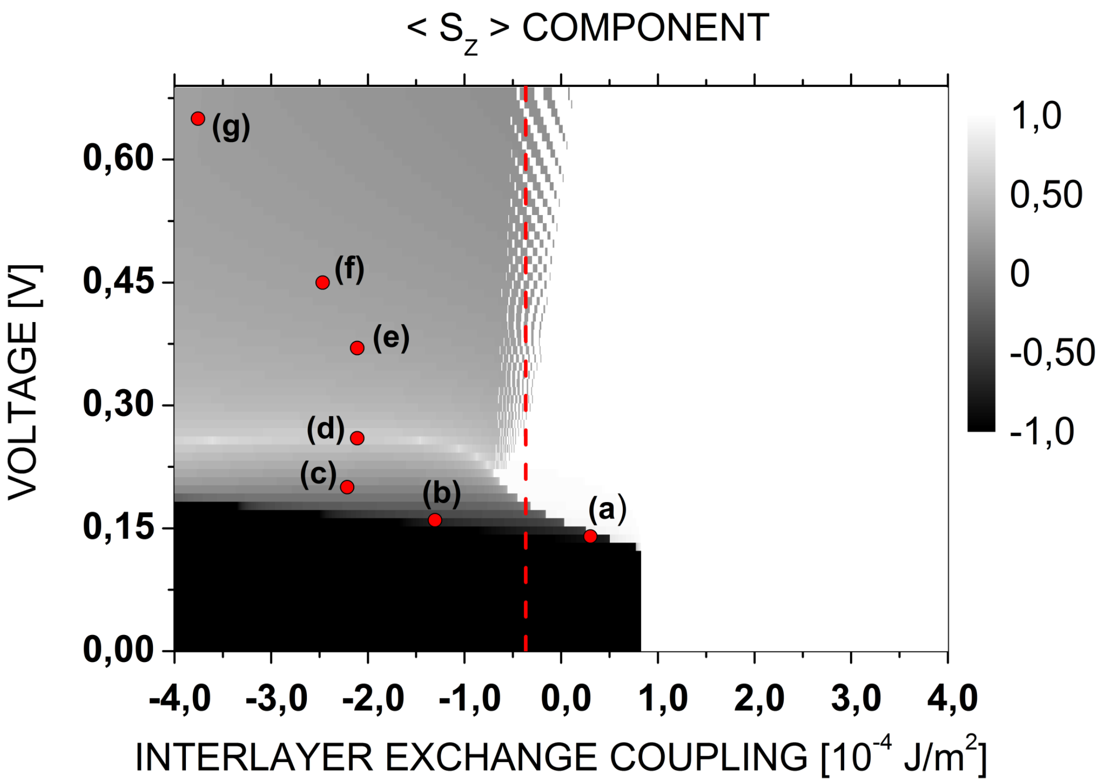
$$\tau_{\perp} = \mathrm{J} + \tau_{\perp}^{\mathrm{I}} \tag{8.23}$$

Zastosujemy podobną metodykę badania dynamiki jak poprzednio. Tym razem jednak stworzone zostaną dwuwymiarowe diagramy, na których na osiach będą odłożone przyłożone napięcie V oraz wartość stałej sprzężenia wymiennego J. Kolorem (lub odcieniem szarości) oznaczone zostaną wartości średniej wartości składowej $\langle \mathrm{S_Z} \rangle$ oraz częstotliwości (pierwszej harmonicznej). Każdy punkt diagramu odpowiada wynikowi jednej pełnej symulacji numerycznej, której warunkiem początkowym jest stan AP. Wyniki obliczeń numerycznych zamieszczone są na rys.8.8 i 8.9. Z rys.8.9 widać, że dla wartości sprzężenia $\mathrm{J} > 0.8$ (mierzonego w jednostkach $10^{-4}\mathrm{J/m^2}$) następuje przełączenie ze stanu AP do P ($\langle \mathrm{S_Z} \rangle = 1$) dla całego zakresu rozważanego napięcia. Dla mniejszych wartości sprzężeń $\mathrm{J} < 0.8$, przełączenie nie jest możliwe dla napięć mniejszych niż $\mathrm{V} < 0.13\mathrm{V}$. Dla małych dodatnich wartości J, znajduje się wąski obszar napięć $0.14\mathrm{V} < \mathrm{V} < 0.16\mathrm{V}$, gdzie występują oscylacje typu „in-plane”. Obszar ten został oznaczony punktem (a) na rys.8.8 i 8.9, zaś trajektorie momentu spinowego w tym punkcie zamieszczono na rys.8.10. W przypadku sprzężenia antyferromagnetycznego ($\mathrm{J} < 0$) sytuacja jest bardziej złożona. Dla napięć $0.15 < V < 0.28V$ zaobserwować można obszar gdzie występują oscylacje „in-plane”. W obszarze tym, dla rosnącego napięcia amplitudy oscylacji rosną (punkty (b)-(d) na rys.8.8-8.10), zaś ich częstotliwości maleją. Jest to wyraźnie widoczne na rys.8.9, gdzie



Rysunek 8.8. Częstotliwość w funkcji przyłożonego napięcia dodatniego oraz międzywarstwowego sprzężenia wymiennego. Czarny kolor odpowiada rozwiązaniu stacjonarnemu (stanowi P, AP bądź niekolinearnemu), natomiast pozostałe kolory odpowiadają rozwiązaniom dynamicznym (oscylacje „in-plane" oraz „out-of-plane". Czerwona linia kreskowana odpowiada wartości J obliczonej w ramach modelu swobodnych elektronów.

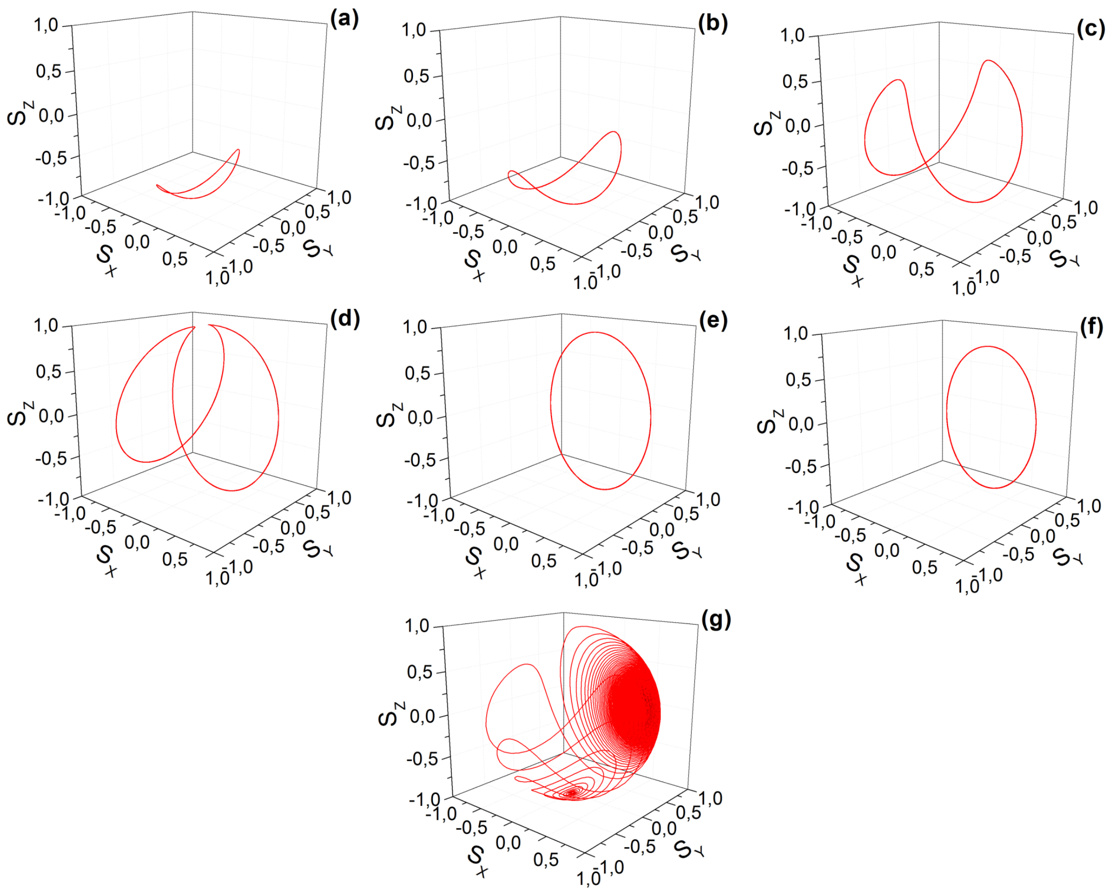
widoczny jest jasny pas odpowiadający oscylacjom „in-plane" o bardzo dużych amplitudach (oznaczony punktem (d)). W tym stanie wektor momentu spinowego wykonuje powolny ruch w pobliżu stanu P, co powoduje widoczne zwiększenie wartości $\langle S_Z \rangle$. Jednocześnie na rys.8.8 w tym samym miejscu, widoczny jest ciemny pas odpowiadający bardzo dużemu spadkowi częstotliwości. Oba widoczne pasy na rysunkach stanowią rozgraniczenie pomiędzy obszarem gdzie oscylacje są typu „in-plane" a obszarem gdzie występują oscylacje typu „out-of-plane" (punkty (e)-(f)). Na rys.8.8 widać, że częstotliwość oscylacji „out-of-plane" rośnie z przyłożonym napięciem, co jest zgodne w wcześniejszymi wynikami. Dla bardzo dużego sprzężenia antyferromagnetycznego $J < -3$ i napięć $V > 0.6\mathrm{V}$, widoczny jest na rys.8.8, czarny obszar gdzie częstotliwość zeruje się, tzn. że nie występują tam żadne oscylacje (punkt (g)). Na rys.8.9 nie jest to jednak ani stan P ($\langle S_Z \rangle \neq +1$) ani stan AP ($\langle S_Z \rangle \neq -1$). Jest to niekolinearny stan stacjonarny. Odpowiada on sytuacji, gdy wektor momentu spinowego ustawia się pod pewnym kątem względem wektora momentu spinowego warstwy referencyjnej. Z racji, że końcowy stan jest punktem, na rys.8.10 dla stanu tego, oznaczonego jako (g), wykreślono całą trajektorię zakreśloną przez koniec wektora momentu



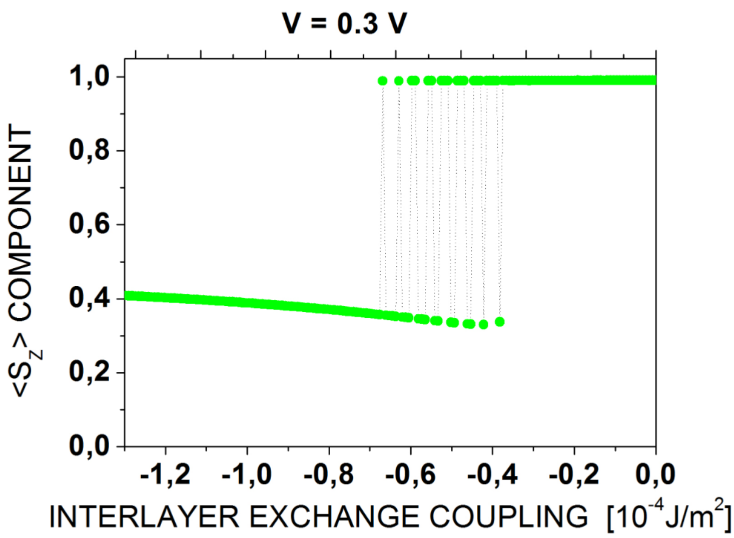
Rysunek 8.9. $\langle S_Z \rangle$ w funkcji przyłożonego napięcia oraz wymiennego sprzężenia międzywarstowego. Czarny kolor oznacza stabilny stan AP, zaś kolor biały odpowiada przełączeniu ze stanu AP do P. Kolory pośrednie oznaczają stany oscylacyjne lub stacjonarne niekolinearne. Czerwona przerywana linia odpowiada wartości stałej sprzężenia J obliczonej w modelu swobodnych elektronów (źródło: [153]).

spinowego na sferze jednostkowej. Na rys.8.8 i 8.9 widać jednak, że najciekawszą sytuację mamy w obszarze niewielkich sprzężeń antyferromagnetycznych oraz napięć $\mathrm{V} > 0.2\mathrm{V}$. W obszarze tym widać niestabilność rozwiązania stacjonarnego (stan P) jak również oscylacyjnego („out-of-plane”). Na diagramach uwidacznia się to w postaci swoistych wąskich postrzępionych pasków na granicy stabilnego stanu P i oscylacji „out-of-plane”. Niewielka zmiana napięcia lub sprzężenia wymiennego powoduje kompletną zmianę rozwiązania, co wyraźnie widać na rys.8.11. Na rysunku tym widzimy przekrój przez diagramy (rys.8.8 i 8.9) dla napięcia $\mathrm{V} = 0.3\mathrm{V}$ w ograniczonym zakresie zmienności stałej sprzężenia J. Widoczne niestabilne zachowanie momentu spinowego jest spowodowane współzawodnictwem składowej momentu siły $\tau_{\|}$ stabilizującym w tym obszarze stan P, oraz sprzężeniem antyferromagnetycznym $J < 0$ wzmocnionym dodatkowo przez indukowaną prądem składową $\tau_{\perp}^{\mathrm{I}}$, które razem stabilizują stan AP. Choć obszar niestabilności jest stosunkowo wąski ($-0.5 < J < 0$), to należy zwrócić szczególną uwagę, że w obszarze tym znajduje się wartość J obliczona w ramach modelu swobodnych elektronów.

Najszerszy zakres niestabilności widocznych na diagramach (rys.8.8 i 8.9), jest dla wysokich

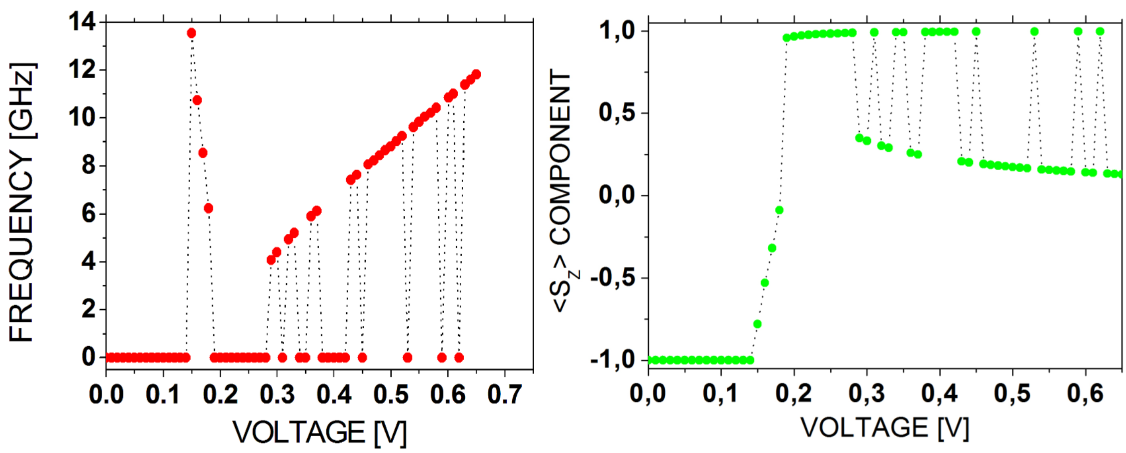


Rysunek 8.10. Różne rodzaje rozwiązań oznaczonych na rys.8.8 oraz rys.8.9: (a)-(d) oscylacje „in-plane”, (e)-(f) oscylacje „out-of-plane”, (g) niekolinearny stan stacjonarny (źródło: [153]).



Rysunek 8.11. $\langle S_Z \rangle$ w funkcji międzywarstwowego sprzężenia wymiennego dla $\mathrm{V} = 0.3\mathrm{V}$ (źródło: [153]).

napięć. Przykładowo, dla napięcia $V = 0.6V$, i wartości J obliczonej z modelu swobodnych elektronów, moment spinowy warstwy swobodnej jest niestabilny. Dla tego napięcia jednak (jak można zobaczyć na rys.8.7(a)-(b)), wartości momentów sił $\tau_{\|}$ i $\tau_{\perp}$ są porównywalne co do wartości bezwzględnej. W używanych tutaj jednostkach wynoszą około $-0.7 \times 10^{-4}\mathrm{J/m^2}$. Gdy zwiększymy wartość składowej prostopadłej $\tau_{\perp}$ poprzez zwiększenie wartości J do około $-2.1 \times 10^{-4}\mathrm{J/m^2}$, znika niestabilność a jedynym stabilnym rozwiązaniem są oscylacje „out-of-plane". Dalszy wzrost J do około $-3.6 \times 10^{-4}\mathrm{J/m^2}$ powoduje zniknięcie oscylacji i pojawienia się niekolinearnego stanu stacjonarnego. Widać więc jak duży wpływ na dynamikę momentu spinowego warstwy swobodnej ma wielkość sprzężenia. Na koniec zamieścić należy wykres ukazujący niestabilność złącza dla sprzężenia J obliczonego w ramach modelu swobodnych elektronów. Wynik jest widoczny na rys.8.12. Choć jest on analogiczny do wcześniej zaprezentowanego rys.8.7(c)-(d), to pokazuje jak bardzo czułe na zmianę napięcia są zmiany rozwiązania , gdy warunkiem początkowym jest stan AP.



Rysunek 8.12. Częstotliwość (pierwsza harmoniczna) i $\langle S_Z \rangle$ w funkcji napięcia obliczone dla wymiennego sprzężenia międzywarstwowego w ramach modelu swobodnych elektronów (źródło: [153]).

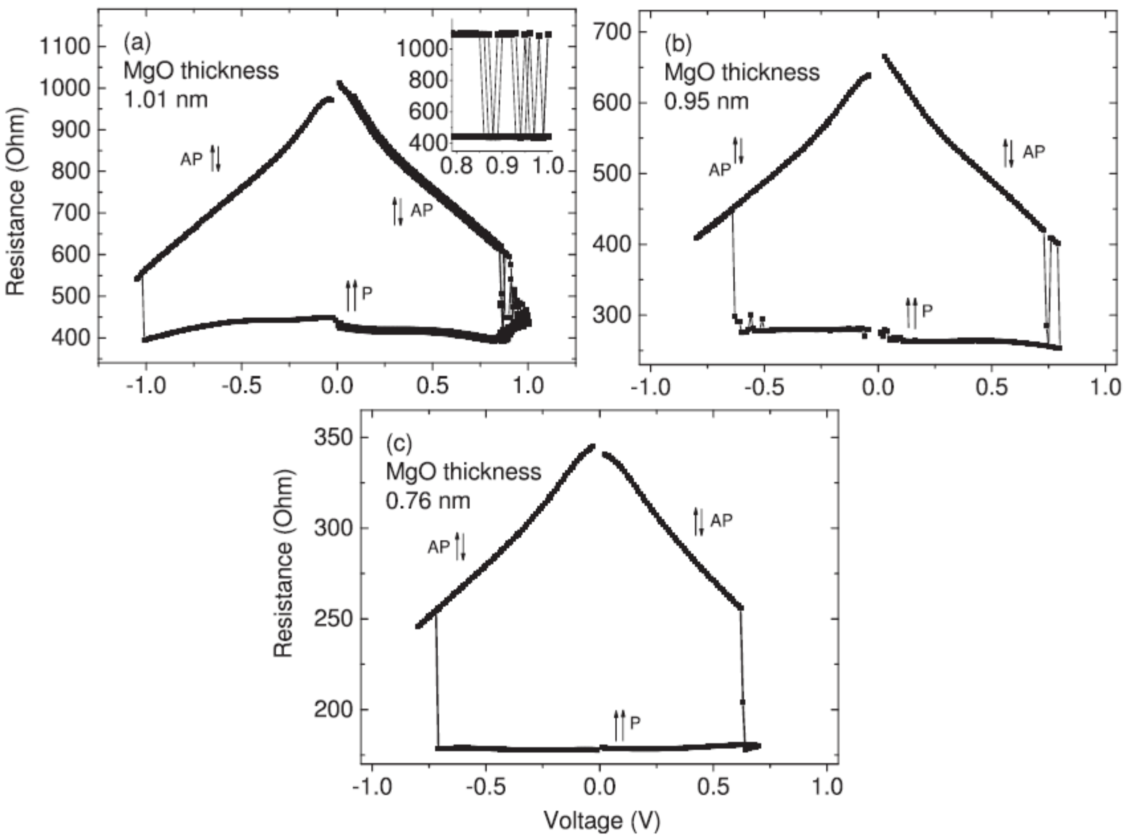
Na koniec należy wspomnieć, że znajdowane wartości eksperymentalne sprzężenia wymiennego, w jednostkach tutaj używanych ($10^{-4}\mathrm{J/m^2}$) leżą w zakresie $-11.5 < J < 0$ [133]. W pracy [122], zmierzone wymienne sprzężenie antyferromagnetyczne przyjmuje wartość $J \approx -0.4$ przy grubości bariery $0.6\mathrm{nm}$. Jest ono zatem bliskie wartości sprzężenia obliczonego w ramach modelu swobodnych elektronów. Potencjalnie niestabilne zachowania realnych złącz związane z obecnością wymiennego sprzężenia międzywarstwowego powinno być brane pod uwagę. Problem ten będzie rozwinięty również w następnym rozdziale.

9. Zjawisko back-hopping

Niestabilności pracy złącz tunelowych, o których była mowa w poprzednim podrozdziale stają się poważnym problemem w przypadku gdy złącze ma być użyte jako komórka pamięci STT, czy modulowany napięciem elektrycznym nanooscylator. W szczególności, gdy przykładamy napięcie powyżej napięcia przełączania, układ może powrócić do poprzedniego stanu sprzed przełączenia. Takie niedeterministyczne przełączanie złącza pomiędzy dwoma stanami nosi nazwę zjawiska back-hoppingu i choć zostało zaobserwowane w realnych złączach tunelowych, to wyjaśniano je w różny sposób. W pracy [158] zjawisko backhoppingu występuje tylko dla jednej polaryzacji napięcia. Związano to z tym, że w badanych przez autorów złączu asymetrycznym składowa $\tau_{\perp}(V)$, której wielkość nabiera w złączach tunelowych znaczenia, nie musi wykazywać symetrii względem $V = 0$. W pracah [156] i [157] zaobserwowano back-hopping dla obu polaryzacji napięcia i związano je z wpływem wydzielania ciepła Joule'a i wzrostu temperatury złącza. Należy wspomnieć, że zjawisko to może mieć również pozytywny aspekt: symulowanie działania neuronów w sztucznych sieciach neuronowych opartych o złącza magnetorezystywne [154]. Niezależnie jednak od intencjonalnego bądź nieintencjonalnego charakteru występowania back-hoppingu, jego przyczyny powinny być dokładnie zbadane. W niniejszym rozdziale przeanalizowane zostanie zjawisko back-hoppingu, które zaobserwowane zostało w rzeczywistych złączach tunelowych. Wyniki tutaj przedstawione powstały we współpracy z grupą eksperymentalną prof.Tomasza Stobieckiego z Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie [155].

9.1. Tło eksperymentalne

Do eksperymentalnego badania zjawiska back-hoppingu użyto układu złącza tunelowego ze zmienną grubością bariery tunelowej MgO o następującym składzie: (**bufor**$|\mathrm{PtMn}(16\mathrm{nm})|\mathrm{Co}_{70}\mathrm{Fe}_{30}(2\mathrm{nm})|\mathrm{Ru}(0.9\mathrm{nm})|\mathrm{Co}_{40}\mathrm{Fe}_{40}\mathrm{B}_{20}(2.3\mathrm{nm})|$**klin MgO** $(0.7 - 1.1\mathrm{nm})|\mathrm{Co}_{40}\mathrm{Fe}_{40}\mathrm{B}_{20}(2.3\mathrm{nm})|$warstwa nakrywająca). Tak naniesiony [90] w firmie *SINGULUS TECHNOLOGIES AG* wielowarstwowy wafel (*ang.* multilayer wafer), został poddany nanostrukturyzacji za pomocą litografii elektronowej [187], wskutek czego powstały złącza o kształcie nanopilarów o wymiarach poprzecznych $150\mathrm{nm} \times 250\mathrm{nm}$ z trzema różnymi grubościami bariery tunelowej: 1.01 nm, 0.95 nm i 0.76 nm. Każde ze złącz scharakteryzowano eksperymentalnie, tzn. wyznaczono wielkości anizotropii, magnetyzacji, tłumienia oraz sprzężenia międzywarstwowego. Ponadto, poprzez pomiary spinowego efektu diodowego [188] wyznacznono zależność od napięcia dwóch indukowanych prądem składowych momentu siły: $\tau_{\perp}^{\mathrm{I}}(\mathrm{V})$ oraz $\tau_{\parallel}(\mathrm{V})$ [160]. Dla każdego z nanopilarów zmierzono pętle rezystancji w funkcji przyłożonego napięcia elektrycznego. Wynik przedstawiono na rys.9.1(a)-(c). Każdy punkt pętli został zmierzony poprzez przyłożenie impulsu napięcia



Rysunek 9.1. Eksperymentalne pętle rezystancji dla trzech grubości barier MgO: 1.01 nm(a), 0.95 nm(b) oraz 0.76 nm(c), zmierzone w czasie trwania impulsu, oraz w przypadku najgrubszej bariery również po impulsie (inset (a)) (źródło: [155]

o czasie trwania $\mathrm{t_p} = 10\mathrm{ms}$ i amplitudzie V od 0 do $\pm 1\mathrm{V}$. Każdy pomiar został również przeprowadzony po impulsie (przy niewielkiej amplitudzie $\mathrm{V} = 0.01\mathrm{V}$), kiedy złącze znajdowało się w stanie o małej lub dużej rezystancji (w stanie P lub AP) (inset na rys.9.1(a)). Dla złącza o najgrubszej barierze 1.01 nm przy napięciu $\mathrm{V} \approx 0.85\mathrm{V}$ następuje przełączenie ze stanu AP do P. Powyżej tego napięcia następują jednak chaotyczne przejścia pomiędzy stanami P i AP, czyli zjawisko back-hoppingu. Stan końcowy (po impulsie) jest stabilny, co widać na wstawce do rys.9.1(a). Z drugiej strony, dla napięć ujemnych nie zaobserwowano opisanego wyżej zjawiska. Dla próbki o grubości bariery MgO 0.95 nm zaobserwowano tylko jedno zdarzenie przeskoku ze stanu P z powrotem do AP dla napięcia $\mathrm{V} > 0.75\mathrm{V}$, zaś dla próbki o najcieńszej barierze zarejestrowano jedynie zwykłe przełączenia ze stanu AP do P i odwrotnie. Podobnie jak dla próbki o najgrubszej warstwie MgO, dla obu pozostałych zjawiska back-hoppingu nie zarejestrowano w przypadku napięć ujemnych. Na podstawie powyższych wyników eksperymentalnych postawiono hipotezę o wpływie sprzężenia międzywarstwowego i współzawodnictwie składowych momentu siły momentu siły $\tau_{\parallel}$ oraz $\tau_{\perp}$.

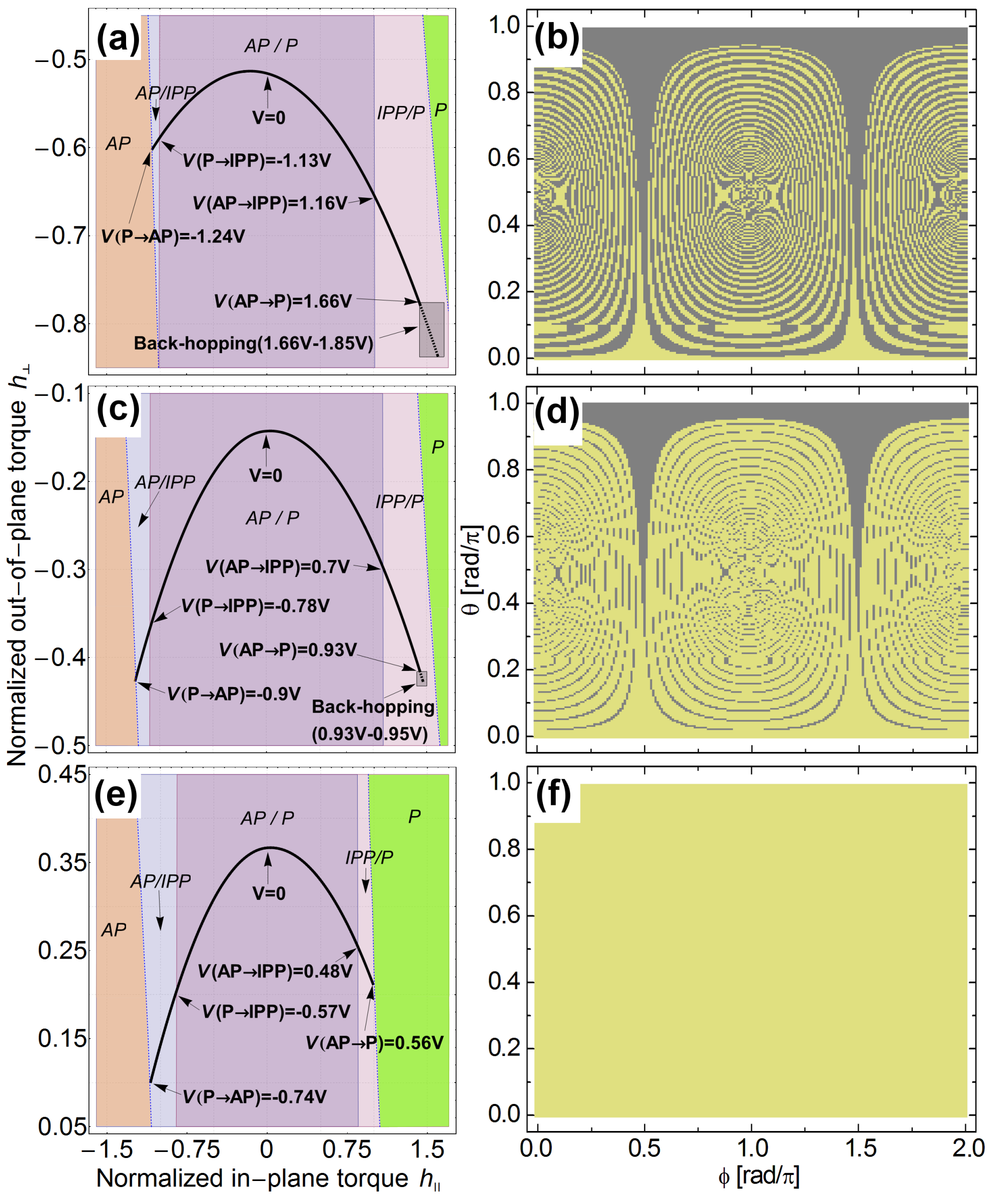
9.2. Analiza teoretyczna

W celu potwierdzenia hipotezy przeprowadzono analizę stabilności złącza w oparciu o zmierzone eksperymentalnie charakterystyki. Dynamika warstwy swobodnej opisywana będzie tym samym równaniem LLGS, co poprzednio tj. równaniem (8.4). Na podstawie liniowej analizy stabilności (por. roz. 8.4) równania LLGS oraz jego rozwiązań numerycznych zostały wyznaczone diagramy stabilności oraz zasymulowane pętle rezystancji. Podobnie jak w poprzednim podrozdziale 8.8, wpływ sprzężenia międzywarstwowego zostanie uwzględniony jako składowa momentu siły $\tau_{\perp}$ (lub jego znormalizowanego odpowiednika $h_{\perp}$). Wartości całkowitych sprzężeń międzywarstwowych (tj. zawierających wkłady od sprzężenia wymiennego oraz dipolowego oddziaływania związanego z elipsoidalnym kształtem próbki) zostały zmierzone eksperymentalnie. W obliczeniach przyjęto zatem ich następujące wielkości: $\mathrm{Hc} = -33\mathrm{Oe}$ (dla próbki z barierą 1.01 nm), $\mathrm{Hc} = -10\mathrm{Oe}$ (dla próbki z barierą 0.95 nm) oraz $\mathrm{Hc} = +44\mathrm{Oe}$ (dla próbki z barierą 0.76 nm). Pozostałe parametry magnetyczne złącz wyznaczone z pomiarów to: magnetyzacja nasycenia ($\mathrm{M_S} = 0.9\mathrm{T}$, $\mathrm{M_S} = 1\mathrm{T}$, $\mathrm{M_S} = 1\mathrm{T}$), tłumienie Gilberta ($\alpha = 0.014$, $\alpha = 0.015$, $\alpha = 0.020$), pole anizotropii jednoosiowej (w temperaturze pokojowej) ($\mathrm{H_K} = 64\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H_K} = 70\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H_K} = 120\mathrm{Oe}$) dla złącz o grubościach odpowiednio (1.01 nm, 0.95 nm, 0.76 nm). Ponadto dopasowano do eksperymentalnych zależności $\tau_{\parallel}(\mathrm{V})$ oraz $\tau_{\perp}^{\mathrm{I}}(\mathrm{V})$ [160] zależności $\tau_{\parallel}(\mathrm{V}) = \mathrm{aV}$ oraz $\tau_{\perp}^{\mathrm{I}} = \mathrm{bV}^2 + \mathrm{cV}$. Liniowa zależność składowej $\tau_{\parallel}$ od napięcia została założona w całym zakresie rozważanych napięć z powodów ograniczeń pomiarowych składowych momentu siły, które mogły być wyznaczone jedynie dla napięć $\mathrm{V} < 0.4\mathrm{V}$ [155][160]. Mając parametry dopasowania: $\mathrm{a}, \mathrm{b}, \mathrm{c}$, można, podobnie jak było to czynione poprzednio, wyrazić jedną składową momentu siły przez drugą dla danego napięcia, tj. :

$$\tau_{\perp}(\tau_{\parallel}) = \frac{\mathrm{b}}{\mathrm{a}^2}\tau_{\parallel}(\mathrm{V})^2 + \frac{\mathrm{c}}{\mathrm{a}}\tau_{\perp}^{\mathrm{I}}(\mathrm{V}) + \tau_{\perp}^{0}(\mathrm{V} = 0) \tag{9.1}$$

Na rys.9.2(a),(c),(e) wykreślono diagram stabilności na podstawie analizy wartości własnych macierzy dynamicznej zgodnie z równaniem 8.17 i 8.21. Na osiach diagramów są odłożone znormalizowane wartości składowych momentu siły $\tau_{\perp}$ (tj. $\mathrm{h}_{\perp}$) i $\tau_{\parallel}$ (tj. $\mathrm{h}_{\parallel}$), zaś czarna linia eksperymentalna opisywana jest przez równanie (9.1). Każdy rejon na diagramie wskazuje różne możliwe rozwiązania stabilne dla danego zestawu parametrów. Rozróżnić można pięć możliwości: (i) stany P i AP są stabilne, (ii) tylko stan P jest stabilny, (iii) tylko stan AP jest stabilny, (iv) stabilny stan P oraz stabilny stan oscylacyjny typu „in-plane” (IPP) wokół stanu AP, a także (v) stabilny stan AP i stabilne oscylacje „in-plane” (IPP) wokół stanu P. Stabilność stanów oscylacyjnych została sprawdzona poprzez obliczenia numeryczne. Wpływ sprzężenia międzywarstwowego może być zauważony, gdy porównamy dokładnie rys.9.2(a),(c) i (e).

Na rys.9.2(a) całkowite sprzężenie międzywarstwowe jest antyferromagnetyczne, co oznacza, że dla $\mathrm{h}_{\|} = 0$ składowa $\mathrm{h}_{\perp} < 0$. To powoduje, że do przełączenia ze stanu AP do P jest potrzebna większa wartość składowej $\mathrm{h}_{\|}$ niż przy przełączaniu z P do AP. Stąd bierze się asymetria w napięciach przełączania ze stanu AP od P ($\mathrm{V}_{\mathrm{AP}\rightarrow\mathrm{P}} = 1.66\mathrm{V}$) i ze stanu P do AP ($\mathrm{V}_{\mathrm{P}\rightarrow\mathrm{AP}} = -1.24\mathrm{V}$). Gdy sprzężenie międzywarstwowe zmniejsza się dla próbki z barierą 0.95 nm (rys.9.2(c)), wówczas asymetria w napięciach przełączania ulega również zmniejszeniu. W końcu gdy dla złącza z najcieńszą barierą (0.76 nm) sprzężenie staje się ferromagnetyczne, asymetria w napięciach odwraca się i wówczas $\mathrm{V}_{\mathrm{AP}\rightarrow\mathrm{P}} < \mathrm{V}_{\mathrm{P}\rightarrow\mathrm{AP}}$. Na analizowanych diagramach widać również, że dla próbki z barierą 1.01 nm część czarnej linii reprezentującej eksperymentalne wartości momentów siły $\mathrm{h}_{\|}$ i $\mathrm{h}_{\perp}$, leżąca w obszarze bistabilnym IPP/P pokrywa najszerszy zakres napięć (od $\mathrm{V} = 1.16\mathrm{V}$ do $\mathrm{V}_{\mathrm{AP}\rightarrow\mathrm{P}} = 1.66\mathrm{V}$). I odwrotnie, w próbce o najcieńszej barierze, leżący w obszarze bistabilnym IPP/P fragment czarnej linii pokrywa najmniejszy zakres napięć (jedynie około $0.08\mathrm{V}$). W przypadku oscylacji IPP wokół stanu P sytuacja jest odwrotna: w najgrubszym złączu krzywa (9.1) praktycznie nie leży w obszarze bistabilnym AP/IPP, zaś w złączu najcieńszym obszar tego rodzaju bistabilności jest najszerszy. Na rys.9.2(a) i (c) zaznaczono obszary gdzie możliwe jest zaobserwowanie (w symulacjach numerycznych) zjawiska backhoppingu pomiędzy stanami P a IPP. Obszar ten w przypadku złącza z grubą barierą (1.01 nm) jest największy, co związane jest z faktem iż wartości składowych $\mathrm{h}_{\|}$ (stabilizującej stan P) i $\mathrm{h}_{\perp}$ (stabilizującej stan AP) momentu siły są do siebie najbardziej zbliżone. W przypadku złącza z cieńszą barierą, wartość składowej $\mathrm{h}_{\perp}$ jest mniejsza niż składowej $\mathrm{h}_{\|}$, toteż obszar gdzie występuje back-hopping jest mniejszy. Odpowiada to wynikom eksperymentalnym, w których dla próbki z barierą 0.95 nm zaobserwowano pojedyncze zdarzenie typu back-hopping. W przypadku złącza z najcieńszą barierą (rys.9.2(e)) zjawisko back-hoppingu dla napięć dodatnich zajść nie może, gdyż zarówno składowa $\mathrm{h}_{\perp}$ jak i $\mathrm{h}_{\|}$ są dodatnie, a więc stabilizują stan P. Dodatnia wartość składowej prostopadłej wynika z relatywnie dużego sprzężenia ferromagnetycznego w tej próbce. Część składowej $\tau_{\perp}(\mathrm{h}_{\perp})$, która jest indukowana prądem ($\tau_{\perp}^{\mathrm{I}}$ lub bezwymiarowo $\mathrm{h}_{\perp}^{\mathrm{I}}$) ma jednak wartość ujemną i przy odpowiednio dużym napięciu dodatnim może zmienić znak całkowitego prostopadłego momentu siły $\mathrm{h}_{\perp}$. Jak widać na rys.9.2(e), czarna linia eksperymentalnych wartości obu składowych momentu siły, dla dużych napięć (dla $\mathrm{V} > \mathrm{V}_{\mathrm{AP}\rightarrow\mathrm{P}}$) leżałaby jednak wówczas w obszarze gdzie jedynym stabilnym rozwiązaniem jest stan P. Z drugiej strony można się spodziewać, że dla tej próbki (0.76 nm MgO) przy napięciach ujemnych będzie zachodzić zjawisko back-hoppingu, ze względu na to, że tym razem obie składowe



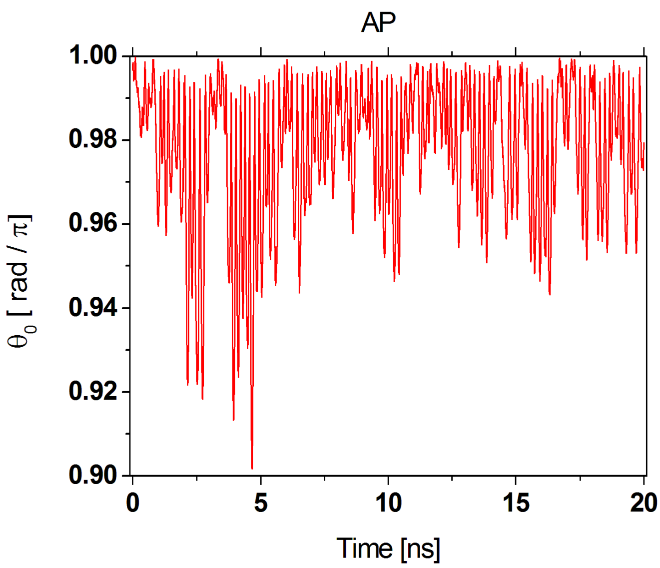
Rysunek 9.2. Diagramy stabilności odpowiadające trzem złączom tunelowym o różnej grubości bariery MgO: 1.01 nm(a), 0.95 nm(b), 0.76 nm(c) mających wartości sprzężenia międzywarstwowego odpowiednio równe $-33\mathrm{Oe}$, $-10\mathrm{Oe}$, $+44\mathrm{Oe}$. Pozostałe parametry magnetyczne podane są w tekście. Różne obszary odpowiadają różnym stabilnym bądź niestabilnym rozwiązaniom: P - stan stacjonarny P, AP - stan stacjonarny AP, IPP - stan oscylacyjny typu „in-plane”. stany IPP w prawej części diagramów odpowiadają oscylacjom wokół stanu AP, natomiast stany IPP w lewej części diagramów odpowiadają oscylacjom wokół stanu P. Czarna ciągła linia odpowiada wartościom składowych $\mathrm{h}_{\|}$ i $\mathrm{h}_{\perp}$ momentu siły eksperymentalnych, a opisanych wyrażeniem (9.1). Prawa część rysunku przedstawia baseny atrakcji obliczone dla złącz o grubości barier MgO: 1.01 nm(b), 0.95 nm(d), 0.76 nm(f) przy napięciach 1.7 V, 0.95 V oraz 0.6 V odpowiednio. Jasnożółty kolor odpowiada stabilnemu rozwiązaniu P, zaś ciemnoszary kolor odpowiada rozwiązaniom oscylacyjnym IPP (źródło: [155]).

momentu siły mają różne znaki. Zjawisko to jednak nie występuje, gdyż znowu: składowa równoległa ($h_{\|}$<0) (stabilizująca stan AP) jest dużo większa niż składowa $h_{\perp} > 0$ (stabilizująca stan P), występuje zatem zwykłe przełączenie z P do AP. Składowa prostopadła jest więc zbyt mała, aby spowodować powrót momentu magnetycznego do stanu P. Gdyby jednak zwiększyć tę składową przykładając duże napięcie ujemne (powyżej $V_{P\rightarrow AP}$), to czarna linia znajdzie się wówczas w obszarze stabilności jedynie stanu AP. Wniosek z tego wyciągnąć można następujący, że ani dla napięć dodatnich ani ujemnych dla próbki z barierą 0.76 nm zjawisko back-hoppingu nie może wystąpić. Warunkiem koniecznym zaistnienia zjawiska back-hoppingu jest zatem to, aby dla zadanych parametrów układ był w obszarze bistabilnym a amplitudy składowych prostopadłej i równoległej momentu siły powinny mieć zbliżone wartości. Zostało to pokazane na rys.9.2(a)(c) i (e). Z diagramów stabilności nie widać natomiast z jak dużym prawdopodobieństwem wystąpuje back-hoppingu. W celu zilustrowania tego zagadnienia wykreślono trzy baseny atrakcji rozwiązań dla trzech rozważanych złącz (rys.9.2(b)(d) i (f)). Wyznaczone one zostały w sposób numeryczny dla napięć nieco powyżej napięcia przełączania $V_{AP\rightarrow P}$ każdej z próbek, a więc przy napięciu V = 1.7 V (złącze z barierą 1.01 nm), V = 0.95 V (złącze z barierą 0.95 nm) oraz V = 0.6 V (złącze z barierą 0.76 nm). Baseny atrakcji w sposób graficzny ilustrują zależność rodzaju stabilnego rozwiązania w zależności od wyboru warunku początkowego (θ_0, ϕ_0). Na osi pionowej i poziomej tych basenów jest więc odpowiednio wartość kąta polarnego θ i azymutalnego ϕ z całego zakresu ich zmienności, tj. $(0 < \theta < \pi)$ oraz $(0 < \phi < 2\pi)$. Kolor jasnożółty odpowiada rozwiązaniu stacjonarnemu jakim jest stan P, zaś kolor ciemnoszary odpowiada stabilnym oscylacjom typu „in-plane" (wokół stanu AP). Rys.9.2(b) pokazuje duże prawdopodobieństwo, że układ przejdzie w stan oscylacyjny IPP nawet po przełączeniu do stanu P. Jest to wyraźnie widoczne w postaci szerokich ciemnych pasków w pobliżu stanu P (tj. $\theta = 0$), które odpowiadają rozwiązaniom oscylacyjnym. Gdy zwiększona zostanie grubość bariery (rys.9.2)(d), wówczas wielkość tych szarych pasków wyraźnie zmniejsza się w pobliżu stanu P. Interpretuję to jako znaczne zmniejszenie prawdopodobieństwa wystąpienia back-hoppingu. Dla złącza o najcieńszej barierze (0.76 nm) ciemne paski rozwiązania IPP znikają całkowicie, a basen atrakcji przyjmuje jednolity kolor jasnożółty, co oznacza, że prawdopodobieństwo wystąpienia back-hoppingu jest równe zero. Różnice w wyglądzie basenów atrakcji wynikają z różnej wielkości całkowitego sprzężenia międzywarstwowego w badanych próbkach, i jest to zgodne z dyskutowanymi wcześniej diagramami stabilności.

Powyżej przedstawione wyniki uzupełnione zostały pełnymi symulacjami numerycznymi pętli rezystancji przy dokładnym zachowaniu schematu rzeczywistego pomiaru. Rozwiązanie równania LLGS w postaci (8.4) pozwoliło na wyznaczenie przebiegów czasowych kąta θ. Z tychże przebiegów czasowych, dla każdego napięcia obliczona została średnia wartość tego kąta θ_{m}, a następnie zgodnie z zależnością na rezystancję w funkcji kąta w złączu tunelowym:

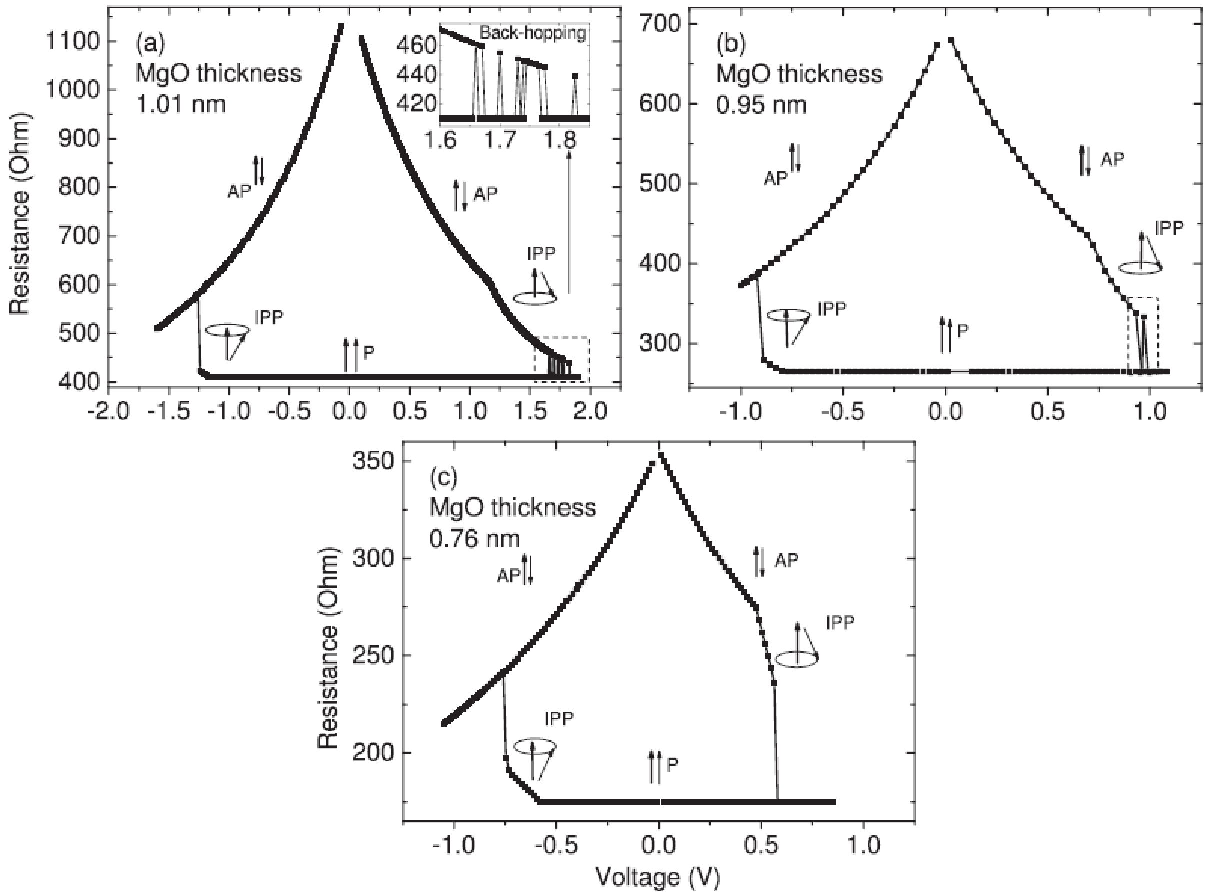
$$\mathrm{R}(\theta_{\mathrm{m}}) = \frac{\mathrm{R_P} + \mathrm{R_{AP}}}{2} + \frac{\mathrm{R_P} - \mathrm{R_{AP}}}{2} \cos\theta_{\mathrm{m}} \tag{9.2}$$

wyznaczone zostały pełne pętle rezystancji. W wyrażeniu (9.2) $\mathrm{R_P}$ oznacza rezystancję w stanie P, a $\mathrm{R_{AP}}$ rezystancję w stanie AP. Obie te wielkości zostały również zaczerpnięte z danych eksperymentalnych. Założone zostało, że warunki początkowe każdej symulacji odpowiadają wychyleniu wektora momentu spinowego od stanu P i AP o pewną wielkość związaną z fluktuacjami termicznymi. Wielkość tego odchylenia została oszacowana na podstawie rozwiązań równania LLGS przy braku napięcia w obecności stochastycznego pola termicznego odpowiadającego temperaturze pokojowej $\mathrm{T} = 300\mathrm{K}$. Przykładowe rozwiązanie prezentujące fluktuacje termiczne kąta θ wokół stanu AP w złączu z barierą 1.01 nm zamieszczone jest na rys.9.3. Pełne wyniki symulacji pętli rezystancji zamieszczone są na rys.9.4 Na symulacjach



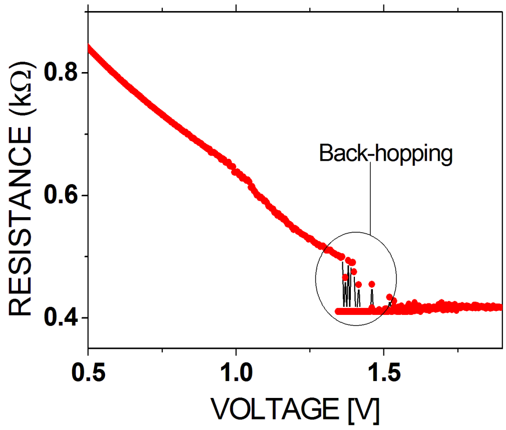
Rysunek 9.3. Wielkość fluktuacji termicznych kąta polarnego θ w złączu o barierze 1.01 nm przy temperaturze $\mathrm{T} = 300\mathrm{K}$

widać, iż pętle rezystancji jakościowo pokrywają się z pętlami eksperymentalnymi z rys.9.1. Przełączenie ze stanu AP do stanu P poprzedzone są oscylacjami „in-plane”, które ze względu na dużą amplitudę, powodują znaczny spadek rezystancji, co niezbyt dobrze odzwierciedla wyniki pomiaru. Niemniej w symulacji dla nagrubszej bariery MgO (rys.9.4(a)) wyraźnie widoczne jest zjawisko back-hoppingu. Dla cieńszej bariery (0.95 nm) obliczenia numeryczne pokazują tylko jeden przeskok powrotny z P do stanu IPP, podobnie jak w eksperymencie (por.rys.9.1). Dla napięć ujemnych dla tych dwóch próbek widoczne jest jedynie pojedyńcze przełączenie ze stanu P do AP. Dla złącza z najcieńszą barierą nie występuje back-hopping dla żadnej z polaryzacji napięcia.



Rysunek 9.4. Numeryczne symulacje pętli rezystancji dla trzech grubości barier MgO: 1.01 nm(a), 0.95 nm(b) oraz 0.76 nm(c), zmierzone w czasie trwania impulsu, oraz w przypadku najgrubszej bariery również po impulsie (inset (a)) (źródło: [155]

Przedstawione powyżej wyniki symulacji pętli rezystancji związane są przede wszystkim z różnym wpływem sprzężenia między warstwami CoFeB rozdzielonymi barierą MgO o zmiennej grubości na dynamikę w trzech rozważanych złączach. Inne czynniki takie jak temperatura uwzględniona została jedynie podczas wyznaczania warunków początkowych symulacji, tj. przy $\mathrm{V} = 0.01$. Podejście to wydaje się słuszne ze względu na to, że gdyby był to czynnik dominujący nad sprzężeniem międzywarstwowym, wówczas back-hopping powinien pojawiać się również w próbkach o mniejszej grubości MgO przy pomiarach przeprowadzanych w temperaturze pokojowej. Niemniej uwzględnienie temperatury w równaniu LLGS poprzez dodanie termicznego pola stochastycznego poprawia nieco wyniki. Z drugiej strony, równanie zawierające człon stochastyczny nie może zostać jednak poddane liniowej analizie stabilności zgodnie z podejściem z rozdziału 8.4. Przykładowa symulacja (dla najgrubszej bariery 1.01 nm) z uwzględnieniem pola termicznego dla temperatury pokojowej $\mathrm{T} = 300\mathrm{K}$ oraz przy założeniu wzrostu temperatury złącza z napięciem o $\Delta\mathrm{T} = 100\mathrm{K/V}$ jest wykreślona na rys.9.5. Wpływ temperatury na tym rysunku uwidacznia się głównie jako niewielkie przesunięcie



Rysunek 9.5. Fragment numerycznej symulacji pętli rezystancji dla próbki z barierą MgO 1.01 nm, z uwzględnieniem pola termicznego odpowiadającego T=300K, oraz przy założeniu wzrostu temperatury złącza o $\Delta T = 100K/V$.

wystąpienia zjawiska back-hoppingu do ok.1.45V, a więc wartości bliższej eksperymentalnej. Na koniec omawiania powyżej opisanych problemów związanych z back-hoppingiem, należy powołać się na wyniki obliczeń mikromagnetycznych [159], które choć znacznie dokładniejsze niż omawiane tutaj podejście makrospinowe, również jedynie jakościowo odtwarzają wyniki eksperymentu. Wartości napięcia przy których zjawisko back-hoppingu wystąpiło są jednak bliższe wartościom eksperymentalnym niż tutaj przedstawionych. Niemniej, jakościowa zgodność wyników obliczeń mikromagnetycznych z makrospinowymi oraz eksperymentem stanowi argument za słusznością założeń i zaproponowanego podejścia do analizy zjawiska back-hoppingu oraz jego interpretacji opisanych powyżej oraz w pracy [155].

10. Indukowana prądem ciepła dynamika momentu spinowego w złączu tunelowym z anizotropią jednoosiową w płaszczyźnie

W poprzednich rozdziałach przedstawiono wyniki dotyczące indukowanej prądem dynamiki momentu magnetycznego w złączu tunelowym. Mówiąc ściślej , mieliśmy tam raczej na myśli prąd spinowy przepływający przez złącze wskutek przyłożenia napięcia elektrycznego. Jednakże obecność zewnętrznego napięcia nie musi być koniecznym warunkiem powstania prądu spinowego. Obecnie uważa się, iż manipulacja magnetyzacją poprzez gradienty temperatur jest kolejnym (po klasycznym zjawisku STT) możliwym krokiem do energooszczędnych układów pamięciowych czy nanooscylatorów [162][166]. Układy takie mogłyby korzystać z wydzielanego przez inne elementy spintroniczne ciepła, co powodowałoby częściowe odzyskiwanie energii, która obecnie w urządzenia jest bezpowrotnie tracona [136][166]. Straty te są tym większe im mniejsze urządzenia są wytwarzane.

Już od XIX w. wiadomo jednak, że procesy cieplne i elektryczne współistnieją ze sobą i występują pod wspólną nazwą zjawisk termoelektrycznych. Wśród nich znajdujemy takie zjawiska jak efekt Seebecka czy Peltiera, wiążące ze sobą gradient temperatury występujący w przewodnikach oraz napięcie elektryczne. Wraz z rozwojem nauki, zjawiska te zaczęto dostrzegać również w układach nanoelektroniki jako potencjalne źródło nowej technologii. Okazało się, że w układach tych, zjawiska znane od dawna przyjmują nowe bardziej złożone formy i np. w układach cienkowarstwowych typu zawór spinowy (złącze metaliczne) czy złącze tunelowe mogą być zależne od wzajemnego namagnesowania warstw magnetycznych [166]. I tak okazuje się, że współrzynnik Seebecka mówiący o wielkości napięcia elektrycznego generowanego przez gradient temperatury będzie inny w konfiguracji równoległej (P) i antyrównoległej (AP) złącza. W ogólności, prąd spinowy, prąd ładunkowy i prąd ciepła związany z gradientem temperatury łączą się ze sobą wzajemnie, co można zapisać w postaci uogólnionej relacji wzajemności Onsagera [166] w modelu dwukanałowym[1]:

$$\begin{pmatrix} \vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{c}} \\ \vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{s}} \\ \vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{Q}} \end{pmatrix} = \sigma(E_F) \begin{pmatrix} 1 & \mathrm{P} & \mathrm{S} \\ \mathrm{P} & 1 & \mathrm{P'S} \\ \mathrm{ST} & \mathrm{P'ST} & \kappa\mathrm{T}/\sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nabla\frac{\mu_{\mathrm{c}}}{\mathrm{e}} \\ \nabla\frac{\mu_{\mathrm{s}}}{2\mathrm{e}} \\ -\frac{\nabla\mathrm{T}}{\mathrm{T}} \end{pmatrix} \tag{10.1}$$

W wyrażeniu tym $\vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{c}} = \vec{\mathrm{J}}_{\uparrow} + \vec{\mathrm{J}}_{\downarrow}$, $\vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{s}} = \vec{\mathrm{J}}_{\uparrow} - \vec{\mathrm{J}}_{\downarrow}$, $\vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{Q}} = \vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{Q}}^{\uparrow} + \vec{\mathrm{J}}_{\mathrm{Q}}^{\downarrow}$ są odpowiednio prądami ładunkowym, spinowym oraz ciepła. σ oznacza przewodność elektryczną, którą w modelu dwukanałowym wyrażamy jako: $\sigma = \frac{1}{2}(\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow})$. $\mu_{\mathrm{c}} = \frac{\mu^{\uparrow}+\mu^{\downarrow}}{2}$ jest potencjałem elektrochemicznym, $\mu_{\mathrm{s}} = \mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}$ potencjałem spinowym (akumulacją spinową), zaś $\kappa = \kappa^{\uparrow} + \kappa^{\downarrow}$ przewodnością cieplną. T oznacza temperaturę, $\mathrm{S} \equiv \frac{\sigma^{\uparrow}\mathrm{S}^{\uparrow}+\sigma^{\downarrow}\mathrm{S}^{\downarrow}}{\sigma^{\uparrow}+\sigma^{\downarrow}}$ jest oznaczeniem współczynnika Seebecka. P oraz P' oznaczają polaryzcję spinową oraz jej pochodną po energii liczone przy energii Fermiego. Ważnym wnioskiem z relacji Onsagera w postaci równania (10.1) jest to, iż prąd spinowy może być generowany nie tylko przez gradient zewnętrznego potencjału elektrochemicznego lub zewnętrznego spinowego potencjału chemicznego (akumlacji spinu), ale również przez gradient temperatury[2]. Mało tego, może on być generowany tylko przez gradient temperatury. Jeśli zatem możliwa jest generacja prądu spinowego tylko przez gradient temperatury, to również gradient temperatury może spowodować zjawisko STT. I rzeczywiście, w pracy [161] pokazano możliwość generacji momentu siły STT w standardowym złączu metalicznym poprzez ogrzanie warstw magnetycznych do różnych temperatur. W pracy [162] obliczeniami z zasad piewszych pokazano, że gradient temperatury wzdłuż warstwy izolatora w złączu tunelowym $\mathrm{Fe}|\mathrm{MgO}(0.6\mathrm{nm})|\mathrm{Fe}$ może wygenerować znaczący moment siły działający na warstwę swobodną, porównywalny z momentem siły generowanym przez napięcie elektryczne. Taki termicznie generowany moment siły działający na warstwę swobodną pojawia się zarówno w obwodzie otwartym jak i zamkniętym (wówczas nie generuje się prąd ładunkowy). Z drugiej strony w literaturze można znaleźć przesłanki na temat różnych sposobów generacji (lub potencjalnych możliwościach generacji) coraz większych różnic temperatur pomiędzy elektrodami magnetycznymi złącza tunelowego. W pracy [163] użyto specjalnego układu do wytwarzania gradientu temperatury w złączu tunelowym za pomocą małego grzejnika rezystancyjnego umieszczonego nad jedną z elektrod. W ten sposób uzyskano relatywnie mały, lecz stabilny gradient temperatury. Innym sposobem generacji gradientu temperatury jest ogrzewanie jednej z elektrod impulsami lasera femtosekundowego [164][165]. Symulacje

[1] w modelu takim zakłada się, że ładunek przepływa dwoma kanałami spinowymi: jeden dla nośników o spinie $\uparrow$, drugi zaś dla nośników ze spinem $\downarrow$, a z każdym z tych kanałów wiąże się właściwa przewodność elektryczna $\sigma^{\uparrow}$ i $\sigma^{\downarrow}$, bądź cieplna $\kappa_{\uparrow}$ i $\kappa_{\downarrow}$

[2] słowo „zewnętrzny” użyto tutaj w celu uniknięcia dwuznaczności; mówiąc ściślej, gradient temperatury również generuje różnicę potencjału spinowego powodującego z kolei przepływ prądu spinowego

pokazują, że tym sposobem można wytworzyć zależne od czasu gradienty temperatur rzędu 20K. Tak duży gradient utrzymać można jednak przez bardzo krótki czas rzędu ps.

W rozdziale tym przeanalizowany będzie wpływ indukowanych termicznie momentów sił na dynamikę warstwy swobodnej. Motywacją do podjęcia tego tematu były wyniki uzyskane przez grupę prof. Ke Xia [162]. Jak już wspomniano powyżej, wskazali oni na możliwość generacji temperaturą znaczących momentów sił działających na warstwę swobodną. Obliczenia w pracy [162] wykazują jednak (w odróżnieniu od dyskutowanych wcześniej) nietypową dla złącz tunelowych zależność generowanego gradientem temperatury momentu siły od kąta pomiędzy warstwą referencyjną i swobodną. Zaobserwowaną niesinusową zależność kątową termicznych składowych $\tau_\perp$ oraz $\tau_\parallel$ momentów sił związano z wielokrotnymi odbiciami od interfejsów w cienkiej barierze MgO rzędu 3 monowarstw (0.6 nm). Należy przy tym wspomnieć, iż niesinusowa zależność (opisywana parametrem skośności Λ) staje się standardową[3], gdy zwiększa się grubość bariery. Celem badań, których wyniki będą przedstawione w niniejszym rozdziale będzie wykazanie wpływu skośności zależności kątowej na dynamikę momentu magnetycznego, oraz na temperatury krytyczne potrzebne do wywołania dynamiki jak również przełączenia ze stanu P do AP i odwrotnie. Prezentowana niżej część rozprawy została przygotowana we współpracy z prof.Ke Xia oraz prof.Gerritem Bauerem.

10.1. Geometria i równanie dynamiki

Geometria układu jak i parametry użyte w tej części pracy są identyczne z przyjętymi w rozdziale 8 oraz w podrozdziale8.3. Schemat złącza wraz z zaznaczoną konwencją znaku gradientu temparatury pokazany jest na rys.10.1. Równanie LLGS, za pomocą którego będziemy badać dynamikę jest postaci (8.4):

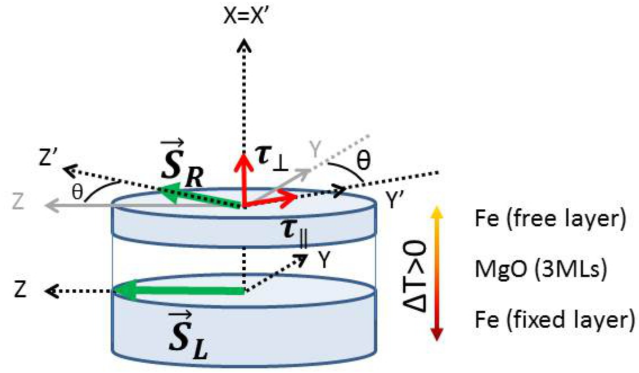
$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\tau} \\ \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha \sin\theta\cos\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} - \mathrm{h_p} \begin{pmatrix} (\sin\theta + \alpha\cos\theta\cos\phi)\sin\theta\cos\phi \\ (\cos\phi\cos\theta - \alpha\sin\phi)\cos\phi \end{pmatrix} + $$

$$+ \begin{pmatrix} -\sin\theta(\mathrm{h}_\parallel + \alpha \mathrm{h}_\perp) \\ \alpha h_\parallel - h_\perp \end{pmatrix} \tag{10.2}$$

W równaniu tym przyjmiemy jednak, że amplitudy obu składowych momentów sił są parametryzowane przez współczynniki skośności $\Lambda_\parallel$ oraz $\Lambda_\perp$ [167]. Zapisać więc możemy obie składowe jako:

$$\tau_{\parallel(\perp)} = \tau^0_{\parallel(\perp)} \left(\Lambda_{\parallel(\perp)} \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_{\parallel(\perp)}} \sin^2\frac{\theta}{2} \right)^{-1} \tag{10.3}$$

[3] zależność kątowa sinusowa będzie nazywana niekiedy zależnością regularną lub standardową



Rysunek 10.1. Stosowana geomtria złącza tunelowego: osią łatwą jest oś z, płaszczyzną łatwą jest płaszczyzna złącza xy, gradient temperatury jest dodatni gdy warstwa referencyjna ($\vec{\mathrm{S}}_L$) jest cieplejsza niż warstwa swobodna ($\vec{\mathrm{S}}_L$). (źródło: [136])

Wielkości $\tau^0_{\|(\perp)}$ są amplitudami sinusowej zależności od kąta pomiędzy warstwą swobodną a referencyjną. Bezwymiarowe odpowiedniki powyższych amplitud wynoszą z kolei $\mathrm{h}_{\|(\perp)} \equiv \frac{\tau_{\|(\perp)}}{2\mathrm{K}\mathrm{d_f}}$, gdzie $\mathrm{d_f} = 2\mathrm{nm}$ grubość warstwy swobodnej, K stała anizotropii jednoosiowej. Dla $\Lambda_{\|(\perp)} = 1$ równanie (10.3) zapiszemy jako:

$$\tau_{\|(\perp)} = \tau^0_{\|(\perp)} \tag{10.4}$$

a więc zależność kątowa staje się standardowa. Dla $\Lambda_{\|(\perp)} \neq 1$ zależność kątowa staje się skośna. Zakładamy również, że wielkość $\tau_{\|(\perp)}$ zależą liniowo od gradientu temperatury, co jest słuszne w przybliżeniu $\frac{\Delta \mathrm{T}}{\mathrm{T_0}} \ll 1$, gdzie $\mathrm{T_0} = (\mathrm{T_L} + \mathrm{T_R})/2$ to średnia temperatura złącza [136].

10.2. Termiczne momenty siły

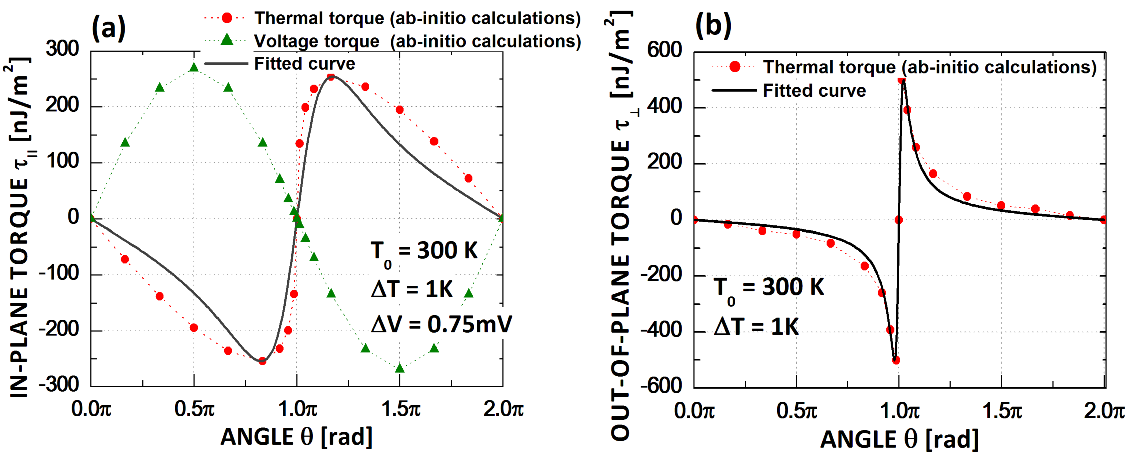
Jak już napisano powyżej, wartości amplitud $\tau_{\|(\perp)}$ policzone zostały metodą *ab initio* w oparciu o formalizm Landauera-Butikera w pracy [162]. Poniżej w kilku krokach przedstawię zarys idei tych obliczeń. Autorzy pracy [162] zakładają, że ferromagnetyczne warstwy są podzielone na monowarstwy atomowe. Następnie policzono współczynnik transmisji spinu przepływającego od warstwy i do $i+1$ ($\vec{\mathrm{t}}^R_{i,i+1}$) i odwrotnie z $i+1$ do i ($\vec{\mathrm{t}}^L_{i+1,i}$). Na podstawie współczynników transmisji policzyć można termiczny prąd spinowy pomiędzy dwoma warstwami i oraz $i+1$:

$$\vec{\mathrm{J}}_{i+1,i} = \frac{\Delta \mathrm{T}}{16\pi \mathrm{T_0}} \int d\epsilon (\epsilon - \epsilon_F) \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\epsilon} \left(\vec{\mathrm{t}}^L_{i+1,i} + \vec{\mathrm{t}}^L_{i,i+1} \right) d\epsilon \tag{10.5}$$

gdzie $\Delta\mathrm{T} = \mathrm{T_L} - \mathrm{T_R}$ oznacza różnicę temperatur pomiędzy warstwą referencyjna a swobodną, zaś f jest rozkładem Fermiego-Diraca. W powyższym wyrażeniu pominięta jest równowagowa składowa prądu spinowego (liczona przy $\Delta\mathrm{T} = 0$) odpowiedzialna za sprzężenie międzywarstwowe. W dalszych obliczeniach będzie ona pominięta, a rozważać będę tylko składową indukowaną przez gradient temperatury. Wektor momentu siły działający na jedną monowarstwę $\vec{\mathrm{T}}_i$ definiowany jest jako różnica prądu spinowego płynącego pomiędzy warstwą $i-1$ a i oraz pomiędzy i a $i+1$:

$$\vec{\mathrm{T}}_i = \vec{\mathrm{J}}_{i,i-1} - \vec{\mathrm{J}}_{i+1,i} \tag{10.6}$$

Całkowity termiczny moment siły indukowany przez gradient temperatury a działający na warstwę swobodną otrzymuje się poprzez zsumowanie $\vec{\mathrm{T}}_i$ po wszystkich monowarstwach warstwy swobodnej: $\vec{\tau} = \sum_i \vec{\mathrm{T}}_i$. Wynik dla złącza Fe|MgO(0.6nm)|Fe pokazany jest na rys.10.2. Na rys.10.2 widać, że obie składowe momentu siły wykazują dużą skośność.



Rysunek 10.2. Kątowa zależność składowej $\vec{\tau}_{\|}$(a) oraz $\vec{\tau}_{\perp}$ momentu siły indukowanego przez gradient temperatury $\Delta\mathrm{T} = 1\mathrm{K}$ w złączu z barierą MgO o grubości 0.6 nm przy warunku otwartego obwodu. Średnia temperatura złącza $\mathrm{T_0} = 300\mathrm{K}$. Na rysunku (a) dodatkowo narysowano standardowy, obliczony również z zasad piewszych, indukowany napięciem elektrycznym ($\Delta\mathrm{V} = 0.75\mathrm{mV}$) moment siły dla takich samych parametrów. (źródło: [136])

Ponadto, skośność $\Lambda_{\|} \ll \Lambda_{\perp}$. Dopasowanie zależności (10.3) do wyników obliczeń dało przybliżone wartości parametru skośności obu składowych, tj. $\Lambda_{\|} = 3.55$, zaś $\Lambda_{\perp} = 29.8$. $\Lambda_{\|}$ jest znacznie większa niż w standardowych układach złącz metalicznych [149]. Duża skośność obu składowych momentu siły oznacza, że mają one największe wartości w pobliżu stanu AP, a najmniejsze w pobliżu stanu P. Ich wysoka wartość w pobliżu stanu AP jest zrozumiała, jeśli zauważymy, że w stanie AP zanim nośnik spinu przetuneluje przez barierę, dozna wielokrotnego rozpraszania (wielokrotnych odbić) na interfejsach. Efektywnie przekaże więc do warstwy swobodnej znacznie większy moment siły niż w przypadku bez rozpraszania.

Można powiedzieć, że rozpraszanie to pełni rolę podobną do akumulacji spinowej w złączu metalicznym. W przypadku stanu P, transmisja spinu jest dużo bardziej prawdopodobna, zaś wielokrotne rozpraszanie na interfejsach staje się znacznie mniej prawdopodobne. To jest powód dla którego w pobliżu stanu P, moment siły jest niewielki.

10.3. Analityczna analiza stabilnośći stanów P i AP

W celu zbadania stabilności złącza skorzystam z podejścia zaprezentowanego w rozdziale 8.4. Różnica polegać będzie na tym, iż macierze dynamiczne określone dla punktów stacjonarnych równania LLGS oraz ich wartości własne zostaną wyrażone jako funkcje parametrów skośności $\Lambda_{\|(\perp)}$.

10.3.1. Stabilność stanu P ($\theta = 0$)

Punktem wyjścia do obliczeń jest znów bezwymiarowe równanie LLGS (8.9). Tym razem jednak macierz $\hat{\mathrm{v}}$ zapiszemy jako:

$$\begin{pmatrix} v_\theta \\ v_\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-\mathrm{h}_\| \sin\theta}{\Lambda_\| \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_\|}\sin^2\frac{\theta}{2}} - \mathrm{h_p}\sin\phi\cos\phi\sin\theta \\ -\cos\theta\sin\theta - \mathrm{h_p}\cos\theta\cos^2\phi\sin\theta - \frac{\mathrm{h}_\perp \sin\theta}{\Lambda_\perp \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_\perp}\sin^2\frac{\theta}{2}} \end{pmatrix} \tag{10.7}$$

Wymnażając podobnie jak w rozdziale 8.4 macierze $\hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}} =$

$$= \begin{pmatrix} \sin\theta\left[\frac{-2\Lambda_\|\mathrm{h}_\|}{1+\Lambda_\|^2+\left(\Lambda_\|^2-1\right)\cos\theta} + \frac{-2\alpha\Lambda_\perp\mathrm{h}_\perp}{1+\Lambda_\perp^2+\left(\Lambda_\perp^2-1\right)\cos\theta} - \alpha\cos\theta\left(1+\mathrm{h_p}\cos^2\phi\right) - \mathrm{h_p}\cos\phi\sin\phi\right] \\ \frac{2\Lambda_\|\alpha\mathrm{h}_\|}{1+\Lambda_\|^2+\left(\Lambda_\|^2-1\right)\cos\theta} + \frac{-2\alpha\Lambda_\perp\mathrm{h}_\perp}{1+\Lambda_\perp^2+\left(\Lambda_\perp^2-1\right)\cos\theta} - \cos\theta\left(1+\mathrm{h_p}\cos^2\phi\right) + \alpha\mathrm{h_p}\cos\phi\sin\phi \end{pmatrix} \tag{10.8}$$

Stosujemy linearyzcję funkcji $\sin\theta$ i $\cos\theta$ wokół punktu $\theta \approx 0$ i podstawiamy je do wyrażenia (10.8):

$$\begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\mathrm{h}_\|\theta}{\Lambda_\|} - \frac{\alpha\mathrm{h}_\perp\theta}{\Lambda_\perp} + \theta(-\alpha - \alpha\mathrm{h_p}\cos^2\phi - \cos\phi\sin\phi \\ -1 + \frac{\alpha\mathrm{h}_\|}{\Lambda_\|} - \frac{\mathrm{h}_\perp}{\Lambda_\perp} - \mathrm{h_p}\cos^2\phi + \alpha\mathrm{h_p}\sin\phi\cos\phi \end{pmatrix} \tag{10.9}$$

Podobnie jak poprzednio wprowadzam nowe zmienne:

$$\begin{cases} \mathrm{x} = \theta\sin\phi \\ \mathrm{y} = \theta\cos\phi \end{cases} \tag{10.10}$$

których pochodne po czasie można zapisać w postaci macierzeowej:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\phi & \theta\cos\phi \\ \cos\phi & -\theta\sin\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{J}}_0 \begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} \tag{10.11}$$

Do powyższego równania wstawiam wyrażenie (10.9) i przekształcam je do postaci:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{(\Lambda_\perp \mathrm{h}_\| + \Lambda_\| \alpha(\Lambda_\perp + \mathrm{h}_\perp))}{\Lambda_\perp \Lambda_\|} & -\frac{(-\alpha\Lambda_\perp \mathrm{h}_\| + \Lambda_\|(\Lambda_\perp + \Lambda_\perp \mathrm{h}_\mathrm{p} + \mathrm{h}_\perp))}{\Lambda_\perp \Lambda_\|} \\ -\frac{(\alpha\Lambda_\perp \mathrm{h}_\| + \Lambda_\|(-\mathrm{h}_\perp - \Lambda_\perp))}{\Lambda_\perp \Lambda_\|} & -\frac{(\Lambda_\perp \mathrm{h}_\| + \Lambda_\| \alpha(\Lambda_\perp + \Lambda_\perp \mathrm{h}_\mathrm{p} + \mathrm{h}_\perp))}{\Lambda_\perp \Lambda_\|} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta\sin\phi \\ \theta\cos\phi \end{pmatrix} =$$

$$= \hat{\mathcal{D}}_0 \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \end{pmatrix} \tag{10.12}$$

gdzie $\hat{\mathcal{D}}_0$ jest macierzą dynamiczną określoną w otoczeniu punktu $\theta = 0$(stanu P). Wartości własne tej macierzy dane są przez:

$$\mu_{1,2} = -\Bigg[\frac{2\Lambda_\perp \mathrm{h}_\| + \Lambda_\| \alpha(\Lambda_\perp(2+\mathrm{h}_\mathrm{p}) + 2\mathrm{h}_\perp)}{2\Lambda_\| \Lambda_\perp} \pm \frac{1}{2\Lambda_\| \Lambda_\perp} \sqrt{-4\alpha^2 \Lambda_\perp^2 \mathrm{h}_\|^2 + \overline{+ 4\alpha\Lambda_\perp \mathrm{h}_\|(\Lambda_\perp(2+\mathrm{h}_\mathrm{p}) + 2\mathrm{h}_\perp) + \Lambda_\|^2(\Lambda_\perp^2(-4 - 4\mathrm{h}_\mathrm{p} + \alpha^2\mathrm{h}_\mathrm{p}^2) - 4\Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp(2+\mathrm{h}_\mathrm{p}) - 4\mathrm{h}_\perp^2)}}\,\Bigg] \tag{10.13}$$

10.3.2. Stabilność stanu AP ($\theta = \pi$)

Do wyznaczenia macierzy dynamicznej wraz z jej wartościami własnymi wokół punktu $\theta = \pi$ stosuję podejście z rozdziału 8.4.2. Pomijając dokładne rachunki, jako wynik końcowy otrzymamy równanie:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{x}' \\ \mathrm{y}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (-\alpha - \Lambda_\| \mathrm{h}_\| + \alpha\Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp) & (1 + \Lambda_\| \mathrm{h}_\| \alpha + \mathrm{h}_\mathrm{p} - \Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp) \\ -(1 + \alpha\Lambda_\| \mathrm{h}_\| - \Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp) & (\Lambda_\| \mathrm{h}_\| - \alpha(1 + \mathrm{h}_\mathrm{p} - \Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \end{pmatrix} =$$

$$= \hat{\mathcal{D}}_\pi \begin{pmatrix} \mathrm{x} \\ \mathrm{y} \end{pmatrix} \tag{10.14}$$

Macierz $\hat{\mathcal{D}}_\pi$ jest macierzą dynamiczną w pobliżu stanu AP ($\theta = \pi$). Wartości własne tej macierzy dane są przez:

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}\Big[2\alpha - 2\Lambda_\| \mathrm{h}_\| + \alpha\mathrm{h}_\mathrm{p} - 2\alpha\Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp \pm \sqrt{-4 - 8\alpha\Lambda_\| \mathrm{h}_\| - 4\alpha^2\Lambda_\|^2 \mathrm{h}_\|^2 - 4\mathrm{h}_\mathrm{p} - \overline{- 4\alpha\Lambda_\| \mathrm{h}_\| \mathrm{h}_\mathrm{p} + \alpha^2 \mathrm{h}_\mathrm{p}^2 + 8\alpha\Lambda_\| \Lambda_\perp \mathrm{h}_\| \mathrm{h}_\perp + 4\Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp \mathrm{h}_\mathrm{p} - 4\Lambda_\perp^2 \mathrm{h}_\perp^2}}\,\Big] \tag{10.15}$$

10.3.3. Niepolarne punkty stacjonarne

W tym momemncie wyjdziemy poza analizę stabilności tylko stanów P i AP. W ogólności oprócz tych dwóch głównych punktów stacjonarnych(lub krytycznych) równania LLGS związanych ze stanami P i AP możemy również znaleźć inne, dla których spełniony jest warunek zerowania prawej strony równania (8.9). Będziemy je nazywać niepolarnymi punktami stacjonarnymi. Jak już wcześniej napisano, prawa strona równania (8.9) jest równa zero, gdy

$$\begin{pmatrix} \mathrm{v}_\theta \\ \mathrm{v}_\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{10.16}$$

W jawnej postaci mamy zatem:

$$\begin{pmatrix} \frac{-\mathrm{h}_\parallel \sin\theta}{\Lambda_\parallel \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_\parallel}\sin^2\frac{\theta}{2}} - \mathrm{h_p}\sin\phi\cos\phi\sin\theta \\ -\cos\theta\sin\theta - \mathrm{h_p}\cos\theta\cos^2\phi\sin\theta - \frac{\mathrm{h}_\perp \sin\theta}{\Lambda_\perp \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_\perp}\sin^2\frac{theta}{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{10.17}$$

Możemy ten układ równań podzielić obustronnie przez $\sin\theta$ gdyż obliczenia prowadzimy dla kątów niepolarnych tj.$\theta \neq 0, \pi$. Elementarne przekształcenia algebraiczne prowadzą do wyniku na uwikłane równanie na kąt polarny θ i azymutalny ϕ:

$$\frac{\mathrm{A}(\theta)\left[-\mathrm{h}_\perp - \cos\theta \mathrm{B}(\theta)\right]\left[\mathrm{h_p}\cos\theta\mathrm{B}(\theta) + \mathrm{h}_\perp + \cos\theta\mathrm{B}(\theta)\right]}{\left[\mathrm{h_p}\cos\theta\mathrm{B}(\theta)\right]^2} = \left(\frac{\mathrm{h}_\parallel}{\mathrm{h_p}}\right)^2 \tag{10.18}$$

gdzie:

$$\mathrm{A}(\theta) \equiv \Lambda_\parallel \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_\parallel}\sin^2\frac{\theta}{2}$$

oraz

$$\mathrm{B}(\theta) \equiv \Lambda_\perp \cos^2\frac{\theta}{2} + \frac{1}{\Lambda_\perp}\sin^2\frac{\theta}{2}$$

Równanie zostanie rozwiązane numerycznie w celu wyznaczenia i zbadania stabilności niepolarnych punktów krytycznych. Stabilność tych punktów należy zbadać w sposób podobny jak w poprzednich przypadkach. Iloczyn $\hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}}$ z równania (10.8) oznaczony zostanie jako $\hat{\mathrm{A}} \cdot \hat{\mathrm{v}} \equiv (\mathrm{V}_\theta, \mathrm{V}_\phi)^{\mathrm{T}}$. Linearyzując bezpośrednio prawą stronę równania (8.9) otrzymujemy:

$$\begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathrm{V}_\theta}{\partial\theta} & \frac{\partial \mathrm{V}_\theta}{\partial\phi} \\ \frac{\partial \mathrm{V}_\phi}{\partial\theta} & \frac{\partial \mathrm{V}_\phi}{\partial\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{d}\theta \\ \mathrm{d}\phi \end{pmatrix} = \hat{\mathcal{D}}_\theta \begin{pmatrix} \mathrm{d}\theta \\ \mathrm{d}\phi \end{pmatrix} \tag{10.19}$$

gdzie

$$\hat{\mathcal{D}}_\theta = \begin{pmatrix} \begin{bmatrix} -\frac{2\Lambda_\parallel \mathrm{h}_\parallel \cos\theta}{1+\Lambda_\parallel^2+(\Lambda_\parallel^2-1)\cos\theta} - \frac{2\Lambda_\parallel\left(\Lambda_\parallel^2-1\right)\mathrm{h}_\parallel \sin^2\theta}{\left(1+\Lambda_\parallel^2+\left(\Lambda_\parallel^2-1\right)\cos\theta\right)^2} + \\ +\alpha\left(\frac{-2\Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp \cos\theta}{1+\Lambda_\perp^2+\left(\Lambda_\perp^2-1\right)\cos\theta} - \mathrm{h_p}\cos^2\theta\cos^2\phi + \right. \\ \left. -\frac{2\Lambda_\perp\left(\Lambda_\perp^2-1\right)\mathrm{h}_\perp \sin^2\theta}{\left(1+\Lambda_\perp^2+\left(\Lambda_\perp^2-1\right)\cos\theta\right)^2} + \mathrm{h_p}\cos^2\phi\sin^2\theta\right) - \\ -\mathrm{h_p}\cos\theta\sin\phi\cos\phi - \alpha\cos 2\theta \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} -h_p\sin\theta\,(\cos 2\phi - \\ \alpha\cos\theta\sin 2\phi) \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \sin\theta\left(1 - \frac{2\alpha\Lambda_\parallel \mathrm{h}_\parallel\left(1-\Lambda_\parallel^2\right)}{\left(1+\Lambda_\parallel^2+\left(\Lambda_\parallel^2-1\right)\cos\theta\right)^2} - \right. \\ \left. +\frac{2\Lambda_\perp \mathrm{h}_\perp\left(1-\Lambda_\perp^2\right)}{\left(1+\Lambda_\perp^2+\left(\Lambda_\perp^2-1\right)\cos\theta\right)^2} + \mathrm{h_p}\cos^2\theta\right) \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} h_p\,(\alpha\cos 2\phi + \\ +\cos\theta\sin 2\phi) \end{bmatrix} \end{pmatrix} \tag{10.20}$$

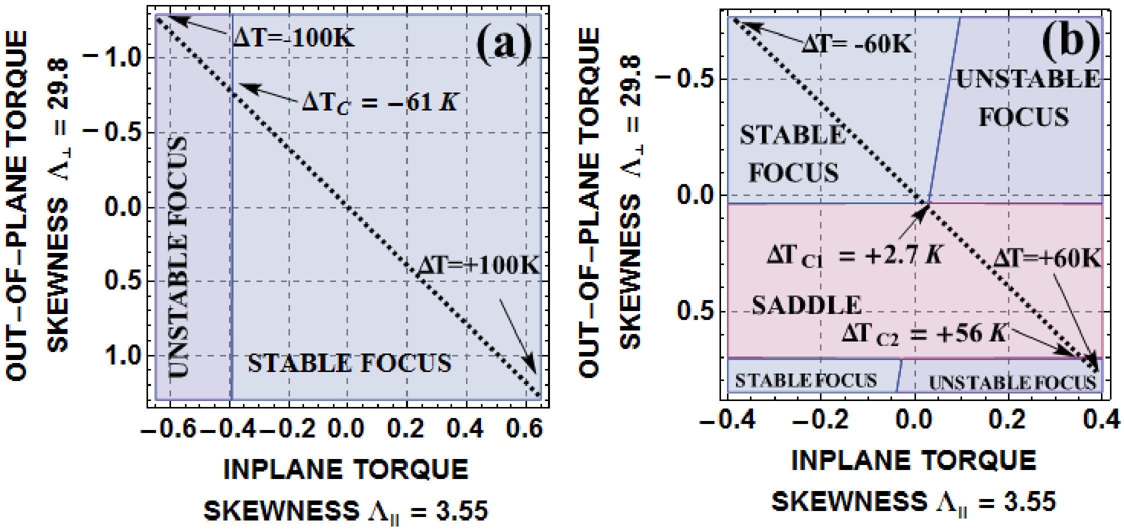
jest macierzą dynamiczną obliczoną dla niepolarnego punktu stacjonarnego (θ, ϕ) wyznaczonego wcześniej z (10.18).

10.4. Dyskusja wyników

Przy omawianiu uzyskanych rezultatów będę korzystać z metod przedstawionych w poprzednich rozdziałach. Przede wszystkim zostaną wykreślone diagramy stabilności punktów P i AP. Po drugie zostanie przeprowadzona numeryczna analiza stabilności za pomocą takich wartości jak: średnia składowa z momentu magnetycznego ($\langle S_Z \rangle$) i częstotliwość (pierwsza harmoniczna). Wykreślona będzie również zależność położenia punktów krytycznych (oraz ich rodzaj) w funkcji ΔT. Wyniki omówione i porównane zostaną w dwóch przypadkach: złącza z ultracienką warstwą MgO (0.6 nm) dla którego $\Lambda_\parallel = 3.5$ oraz $\Lambda_\perp = 29.8$ oraz dla złącza z grubą warstwą MgO dla którego $\Lambda_{\parallel(\perp)} = 1.0$. Wszystkie inne parametry są identyczne w tych dwóch przypadkach, a zatem analiza będzie dotyczyć tylko i wyłącznie wpływu skośności zależności kątowej momentu siły na dynamikę momentu spinowego.

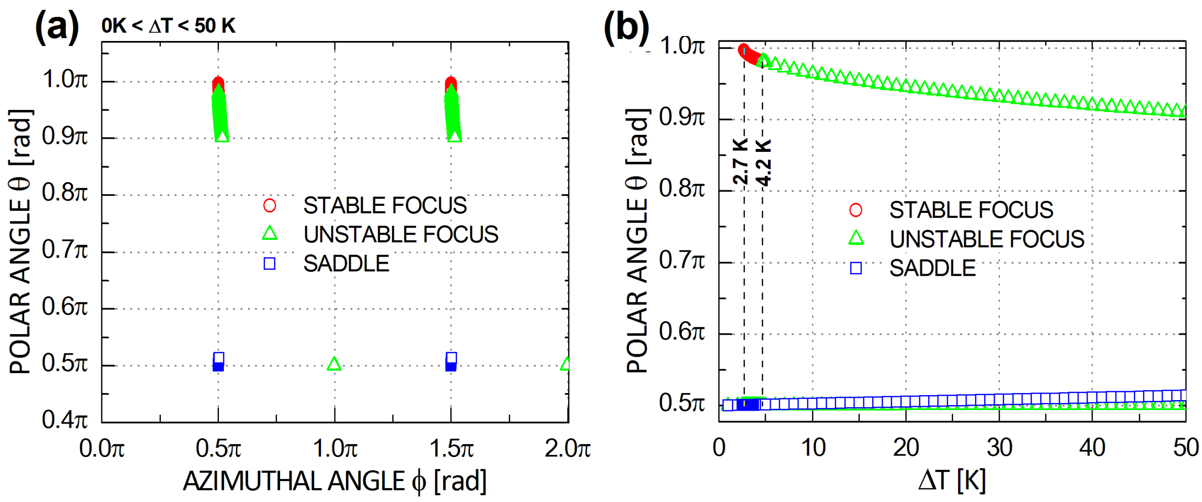
Ultracienka bariera MgO

Na rys.10.3 przedstawiony jest diagram stabilności dla stanów P i AP w przypadku cienkiej bariery 0.6nm MgO. Czarna przerywana linia oznaczona na tym rysunku oznacza amplitudę dwóch składowych termicznego momentu siły $\mathrm{h}^0_{\parallel(\perp)}$ wyznaczonych z zasad pierwszych. Obie składowe znikają przy braku gradientu temperatury $\Delta\mathrm{T} = 0$, wówczas punkty $\theta = 0$ (P) oraz $\theta = \pi$ (AP) są stabilnymi ogniskami. Każdy z tych punktów ma swój basen atrakcji, tzn. wektor momentu spinowego będzie dążył do ustawienia w stanie P lub AP w zależności od warunków początkowych. Innymi słowy dla $\Delta\mathrm{T} = 0$ mamy dwa stabilne rozwiązania równania (10.2). Gdy zwiększamy gradient temperatury $\Delta\mathrm{T} > 0$ stan P (rys.10.3(a)) pozostaje stabilny nawet dla dużych gradientów temperatury. Z drugiej strony, przy $\Delta\mathrm{T} \approx +2.7\mathrm{K}$, stan AP

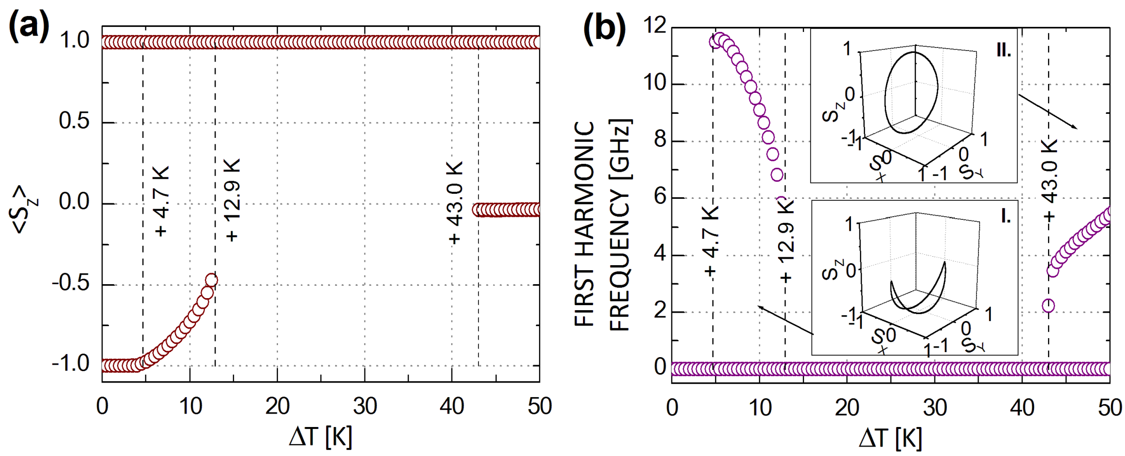


Rysunek 10.3. Diagram stabilności dla punktów stacjonarnych P (a) oraz AP (b). Na osi pionowej jest odłożona znormalizowana wartość amplitudy $\mathrm{h}_{\perp}^{0}$ zaś na osi poziomej wartość amplitudy $\mathrm{h}_{\parallel}^{0}$. Każdy z obszarów odpowiada innemu typowi punktu stacjonarnego. Czarna linia odpowiada wartościom obu amplitud wyznaczonych z obliczeń *ab initio* dla złącza Fe|MgO(0.6nm)|Fe. $\Delta\mathrm{T}$ zmienia się w przedziale -100K do +100K dla punktu P($\theta = 0$) oraz od -60K do 60K dla punktu AP ($\theta = \pi$). Ujemne wartości $\Delta\mathrm{T}$ oznaczają, że warstwa referencyjna jest zimniejsza od warstwy swobodnej. Wzrost $\Delta\mathrm{T}$ ku wartościom dodatnim (ujemnym) odpowiada przemieszczaniu się wzdłuż czarnej linii z punktu (0,0) w kierunku dolnego prawego (górnego lewego) rogu diagramu. (źródło: [136])

(rys.10.3(b)) zmienia charakter swojej stabilności, przestaje być stabilnym ogniskiem i staje się (niestabilnym) punktem siodłowym. Przy temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx +56\mathrm{K}$ stan AP zmienia się na niestabilne ognisko. Sugeruje to, że dla gradientów $\Delta\mathrm{T} > 0$ magnetyzacja elektrody swobodnej zawsze będzie dążyła do ustawienia się w stanie P. Żeby się temu bliżej przyjrzeć należy wziąć pod uwagę również inne, niepolarne punktu stacjonarne równania LLGS (10.2), zaznaczone na rys.10.4. Jak widać na rys.10.4, przy temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx +2.7\mathrm{K}$ pojawia się nowy stacjonarny punkt. Jest to stabilne ognisko. Można zatem stwierdzić, że utracie stabilności przez stan AP przy temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx +2.7\mathrm{K}$ towarzyszy pojawienie się stabilnego punktu w pobliżu tegoż stanu AP. Zatem ustawienie momentu spinowego w konfiguracji AP nadal będzie możliwe pomimo niestabilności punktu $\theta = \pi$. To powodować może zwiększenie krytycznej wartości $\Delta T > 0$, przy której dynamika momentu magnetycznego zostanie wywołana. Nowy stabilny punkt stacjonarny zmienia się na niestabilny w temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx 4.7\mathrm{K}$ (rys.10.4(b)). Zmianie stabilności tego punktu można przypisać tzw. bifurkację Hopfa [138], kiedy to z utratą stabilności przez punkt stacjonarny wiąże się pojawienie stabilnego cyklu granicznego wokół tego punktu. Na rys.10.5 widzimy średnią (po czasie) wartość $\langle \mathrm{S_Z} \rangle$ obliczoną zgodnie z opisem w rozdziale 8.6 oraz częstotliwość (pierwszą harmoniczną) w funkcji dodatniego gradientu temperatury $\Delta\mathrm{T}$. Na rysunku tym widać, że przy temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx +4.7\mathrm{K}$, wartość $\langle S_Z \rangle$

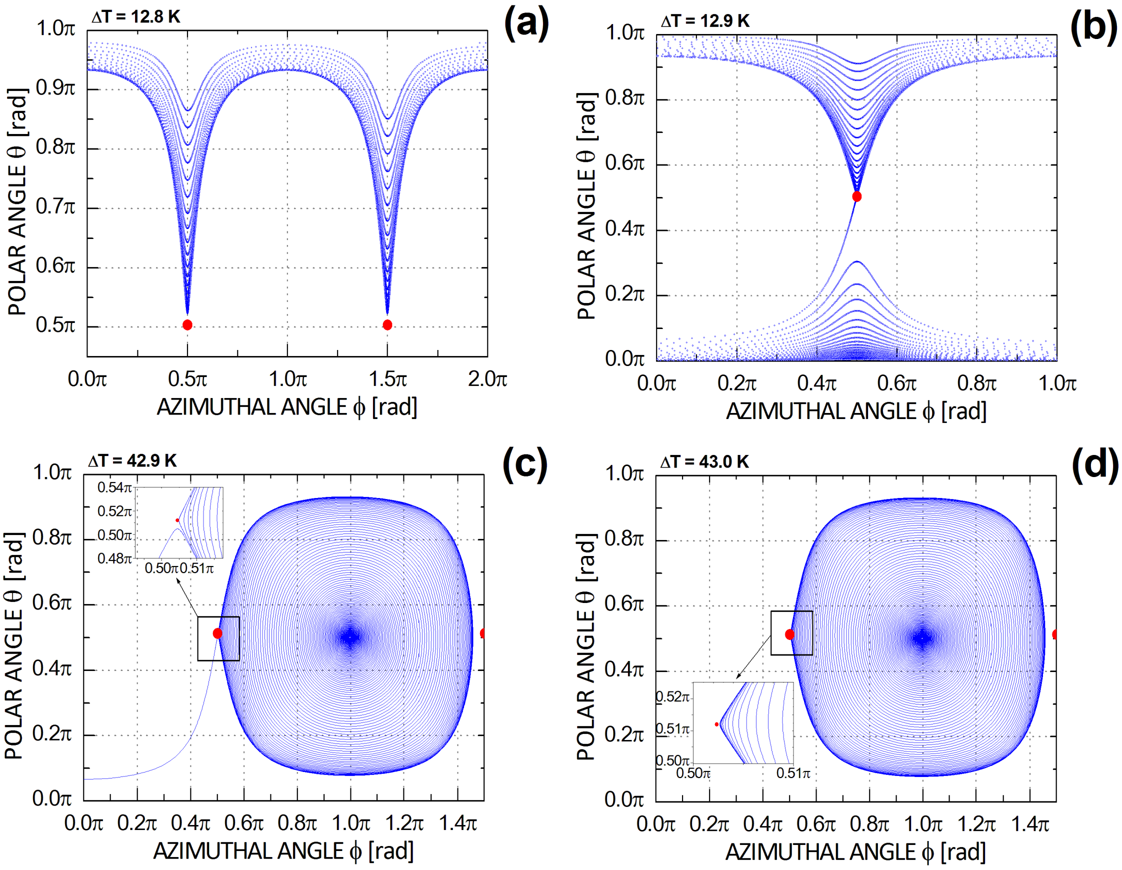


Rysunek 10.4. (a) Położenie i przemieszczenie na płaszczyźnie (ϕ,θ) niepolarnych punktów stacjonarnych wraz ze wzrostem $\Delta T > 0$ oraz zmiana ich współrzędnej θ w funkcji ΔT. Poza dwoma głównymi punktami stacjonarnymi polarnymi (stany P i AP), widocznych jest sześć innych niepolarnych punktów stacjonarnych zgrupowanych w trzy pary z okresem $\phi = \pi$: dwa ogniska w pobliżu stanu AP ($\theta \approx 3.11; \phi \approx \pi/2, 3/2\pi$), dwa siodła ($\theta \approx \pi/2; \phi \approx \pi/2, 3/2\pi$) oraz dwa ogniska zlokalizowane w punktach ($\theta \approx \pi/2; \phi \approx \pi, 2\pi$) (źródło: [136])



Rysunek 10.5. Średnia wartość składowej z momentu spinowego $\langle S_Z \rangle$(a) oraz częstotliwość (pierwsza harmoniczna)(b) wyznaczone numerycznie w funkcji ΔT. Dwa występujące typy stanów oscylacyjnych : typu „in-plane" (IPP) oraz typu „out-of-plane" (OPP) wykreślone są jako insety I. oraz II. odpowiednio. (źródło: [136])

odchyla się od wartości -1 i wzrasta aż do $\Delta T \approx +12.9$K. Jednocześnie częstotliwość ma niezerową wartość, co oznacza, że w przedziale $+4.7\text{K} < \Delta T < +12.9\text{K}$ występuje stan oscylacyjny (IPP). Jest to jednak nadal obszar bistabilny, ze stabilnymi rozwiązaniami: stan P oraz stan IPP, który pojawił się wskutek bifurkacji Hopfa stanu AP. Innymi słowy, wektor momentu spinowego może oscylować wokół niestabilengo stanu AP. Powyżej temperatury $\Delta T \approx +12.9$K (rys.10.4(b)) nie widać żadnej zmiany stabilności punktów stacjonarnych.

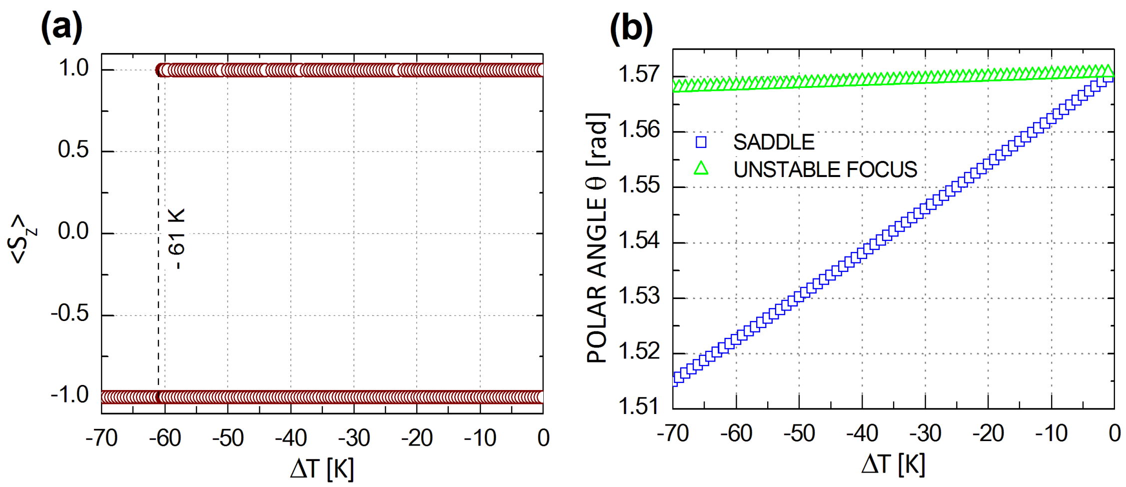


Rysunek 10.6. Ewolucja czasowa wektora momentu spinowego na płaszczyźnie (θ, ϕ)(kąt ϕ ma okres 2π). Czerwone punkty wskazują punkty siodłowe. Widoczne są: (a) stabilne oscylacje „in-plane" (IPP), (b) przełączenie ze stanu AP do P. (c) i (d) ilustrują odwrotną bifurkację homokliniczną. (źródło: [136])

Jednocześnie na rys.10.5 zauważyć można, że w zakresie temperatur $+12.9\mathrm{K} < \Delta\mathrm{T} < +43\mathrm{K}$ znajduje sie tylko jedno stabilne rozwiązanie równania LLGS - stan P. W tym zakresie możemy więc mówić z całą pewnością o termicznie wywołanym przełączeniem złącza tunelowego ze stanu AP do P. Jaki jest jednak mechanizm utraty stabilności stanu IPP ? Odpowiedzi na to pytanie może pomóc udzielić rys.10.6

Na rys.10.6(a) i (b) widzimy, iż dla gradientu temperatury $\Delta\mathrm{T} \approx +12.8\mathrm{K}$ istnieje jeszcze stabilny stan IPP, zaś dla w temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx +12.9\mathrm{K}$ stabilny cykl graniczny (stan oscylacyjny IPP) zderza się z punktem siodłowym, a co za tym idzie traci swą stabilność. Mechanizm taki znany jest w literaturze [138] jako bifurkacja homokliniczna, którą zaobserwowano również w złączach metalicznych [137]. W obszarze gradientów temperatur gdzie jest stabilny jedynie stan P, istnieje jednak inny niestabilny stan oscylacyjny „out-of-plane" (OPP). Jego obecność uwidacznia się w temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx +43\mathrm{K}$. Na rys.10.6(c) i (d) pokazana jest odwrotna bifurkacja homokliniczna przy gradiencie temperatury $\Delta\mathrm{T} = +43\mathrm{K}$. Dla tej temperatury niestabilny cykl graniczny (oscylacje „out-of-plane")

niejako rozłączają się z punktem siodłowym, powodując stabilizację oscylacji OPP. Powyżej temperatury $\Delta\mathrm{T} > +43\mathrm{K}$ stabilne są więc dwa rozwiązania: stan P oraz OPP. Widoczna na rys.10.3(b) zmiana typu stabilności stanu AP z niestabilnego punktu siodłowego na niestabilne ognisko nie wpływa na dynamiczne zachowanie momentu spinowego.
W przypadku gradientów $\Delta\mathrm{T} < 0$ (rys.10.3) widać, że punkt $\theta = \pi$ (stan AP) jest stabilny dla bardzo dużych wielkości gradientu temperatury. Z drugiej strony, punkt P traci stabilność przy temperaturze $\Delta\mathrm{T} \approx -61\mathrm{K}$ (rys.10.3(a)). Rys.10.7 przedstawia zależność $\langle S_Z \rangle$ i położenie punktów stacjonarnych równania LLGS w funkcji ujemnego gradientu temperatury ($\Delta\mathrm{T} < 0$). Dla gradientów $\Delta\mathrm{T}$ ujemnych są tylko dwie pary niepolarnych punktów stacjonarnych:

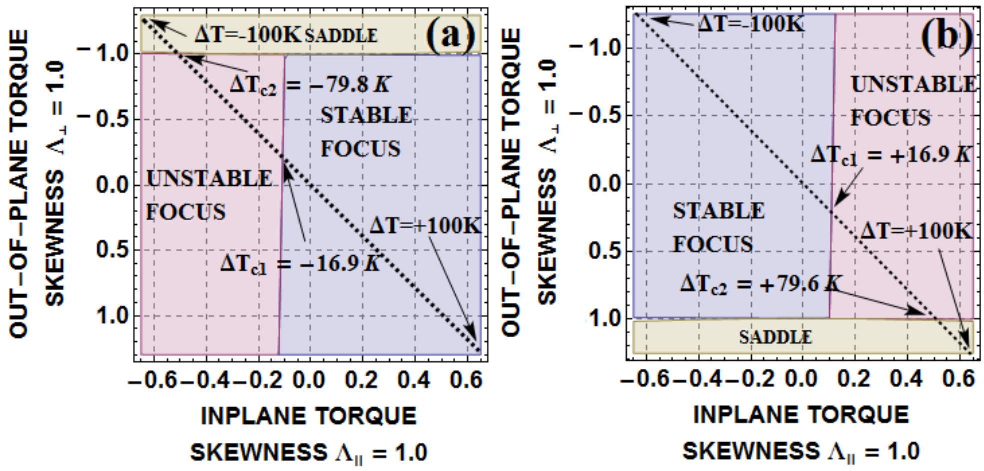


Rysunek 10.7. (a) średnia wartość $\langle S_Z \rangle$ momentu spinowego i (b) współrzędna θ niepolarnych punktów stacjonarnych (punktu siodłowego i niestabilnego ogniska) dla ujemnych gradientów temperatury. (źródło: [136])

dwa siodła w punktach ($\theta \approx \pi/2; \phi \approx \pi, 2\pi$) oraz dwa niestabilne ogniska w punktach ($\theta \approx \pi/2; \phi \approx \pi/2, 3/2\pi$). Dynamika momentu spinowego jest tym razem całkowicie zdeterminowana przez stabilność punktów polarnych tj. stanu P i AP. Dla gradientów $\Delta\mathrm{T} > -61\mathrm{K}$ oba te stany są stabilne. Poniżej tej wartości gradientu temperatury jedynym stabilnym stanem jest AP (rys.10.7). Utrata stabilności przez stan P nie powoduje powstania cyklu granicznego wokół niego (oscylacji IPP). Ten mechanizm utraty stabilności nazywany jest subkrytyczną bifurkacją Hopfa [138]. Dla ujemnych gradientów temperatur nie zaobserwowano również w obliczeniach cyklu granicznego (stanu OPP) wokół niestabilnego ogniska, ani bifurkacji homoklinicznej, która zachodziła dla gradientów dodatnich.

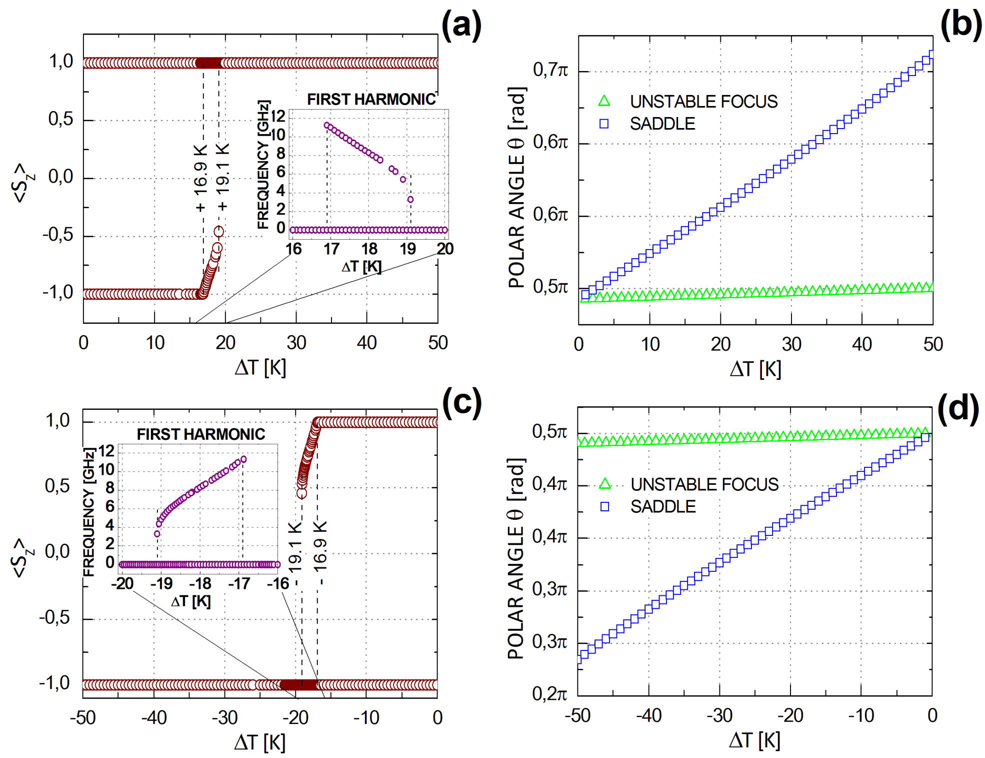
„Gruba" bariera MgO

W tej części zostanie omówiona sytuacja gdy czynniki skośności $\Lambda_{\parallel}(\perp)$ przyjmą wartość 1, a zatem kątowa zależność momentów obrotowych przyjmie standardową postać funkcji $\sin\theta$ jak wynikała m.in. z obliczeń w ramach modelu swobodnych elektronów. Jest to jedyny parametr, którego wartość zmieniam w stosunku do poprzednich obliczeń, celem sprawdzenia wpływu skośności na charakterystyki dynamiczne. Określenie „gruba" bariera MgO bierze się stąd, iż obliczenia ab-initio pokazują, że wraz ze zwiększaniem grubości bariery, parametry skośności ulegają znacznej redukcji. Na rys.10.8 wykreślono, podobnie jak poprzednio, diagramy stabilności dla stanów P i AP. Na rys.10.8(a) zauważamy, że stan



Rysunek 10.8. Diagram stabilności stanu P (a) oraz AP (b) dla przypadku standardowych zależności kątowych momentów siły, tj.$\Lambda_{\|}(\perp)$. średnia wartość $\langle S_Z \rangle$ momentu spinowego i (b) współrzędna θ niepolarnych punktów stacjonarnych (punktu siodłowego i niestabilnego ogniska) dla ujemnych gradientów temperatury. (źródło: [136])

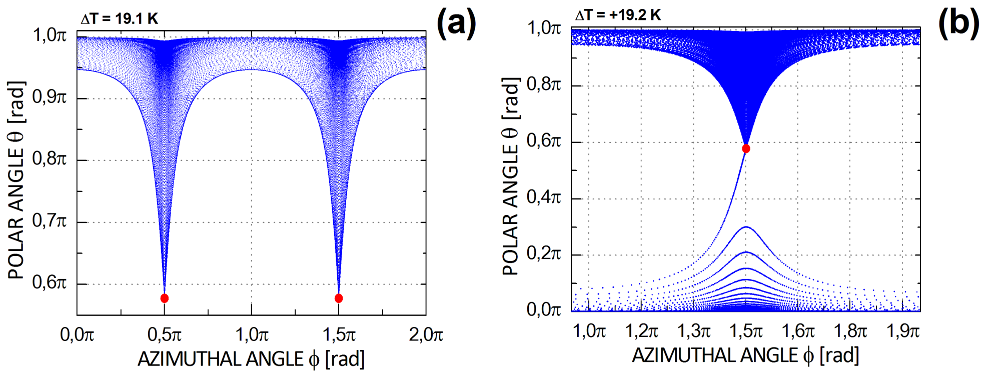
P jest stabilny dla całego zakresu dodatnich gradientów temperatur. Podobnie stan AP jest stabilny dla całego zakresu ujemnych gradientów temperatur (rys.10.8(b)). Stabilność stanu AP zmienia się natomiast przy temperaturze $\Delta \mathrm{T} \approx +16.9\mathrm{K}$. Wówczas stan AP staje się niestabilnym ogniskiem. Z drugiej zaś strony, stan P traci swą stabilność przy $\Delta \mathrm{T} = -16.9\mathrm{K}$. Na rys.10.9(b) i (d) zamieszczono rozmieszczenie niepolarnych punktów stacjonarnych. Na rysunku tym widać, że niepolarnymi punktami stacjonarnymi są niestabilne ognisko oraz siodło ulokowane w okolicach kąta $\theta = \pi/2$ dla $\Delta \mathrm{T} = 0$. Wraz ze zmianą gradientu temperatury (ku wartościom dodatnim jak i ujemnym) nie zmieniają one swojej stabilności. W przeciwieństwie jednak do omówionej wcześniej ultracienkiej bariery, tym razem punkt siodłowy znacząco zmienia swoje położenie wraz ze zmianami temperatury (por. rys.10.9(b) i (d) z rys.10.4(b) oraz rys.10.7(b)). Jeśli spojrzymy na rys.10.9(a) i (c) przedstawiający jak zmienia się wartość $\langle S_Z \rangle$ ze zmianami gradientu temperatury, zauważymy, że w bardzo wąskich przedziałach ΔT: $+16.9\mathrm{K} < \Delta \mathrm{T} < +19.1\mathrm{K}$ oraz $-19.1\mathrm{K} > \Delta \mathrm{T} > -16.9\mathrm{K}$ występują oscylacje IPP (ich częstość maleje z gradientem temperatury, co jest widoczne na insetach rys.10.9(a) i (c)). W tych zakresach temperatur dwa stabilne rozwiązania są możliwe: stan IPP wokół stanu AP i stan P (dla $\Delta \mathrm{T} > 0$) lub stan IPP wokół stanu P oraz stan AP (dla $\Delta \mathrm{T} < 0$). Oscylacje IPP powstają gdyż występuje bifurkacja Hopfa stanów P (AP) przy gradientach $\Delta \mathrm{T} =$



Rysunek 10.9. Średnia wartość $\langle S_Z \rangle$ momentu spinowego oraz przemieszczenie niestacjonarnych punktów polarnych dla dodatnich ((a) i (b)) i ujemnych ((c) i (d)) gradientów temperatury. Insety w (a) i (c) przedstawiają zależność częstotliwości (pierwszej harmonicznej) od ΔT. (źródło: [136])

$16.9\mathrm{K}(-16.9\mathrm{K})$. Oscylacje IPP znikają jednak przy gradientach $\Delta \mathrm{T} \approx \pm 19.1\mathrm{K}$. Wówczas stabilny cykl graniczny (stan IPP) „zderza się” z punktem siodłowym, tracąc tym samym swoją stabilność (rys.10.10(a) i (b)). Jest to więc bifurkacja homokliniczna, która występowała dla dodatnich gradientów w przypadku cienkiej bariery MgO. Tym razem występuje ona dla obu znaków gradientu temperatury. Należy zwrócić uwagę, że przyczyną bardzo wąskiego obszaru stabilnych oscylacji IPP jest silne przemieszczenie punktu siodłowego ku stanowi P lub AP dla gradientów $\Delta \mathrm{T} < 0$ i $\Delta \mathrm{T} > 0$ odpowiednio. To umożliwia szybkie spotkanie cyklu granicznego (IPP) z punktem siodłowym i relatywnie szybkie zdestabilizowanie oscylacji IPP. W przypadku skośnych zależności kątowych momentów siły (ultracienka bariera MgO) takie przemieszczenie nie zachodzi i zakres występowania oscylacji IPP jest znacznie szerszy. Powyżej temperatury bifurkacji homoklinicznych ($\pm 19.1\mathrm{K}$), dla gradientów ujemnych jedynym stanem stabilnym jest stan AP, zaś dla gradientów dodatnich stan P.

Podsumowując powyższe wyniki można stwierdzić, że parametr skośności znacząco modyfikuje dynamikę warstwy swobodnej złącza. Tylko w przypadku dużych parametrów $\Lambda_{\parallel(\perp)} > 1$ (przypadek cienkiej bariery) zostały zauważone oscylacje OPP. Obszar oscylacji IPP w przypadku standardowym, gdy $\Lambda_{\parallel(\perp)} = 1$ jest znacznie węższy niż w przypadku gdy $\Lambda_{\parallel(\perp)} > 1$, tj. gdy punkt siodłowy nie zmienia znacząco swojego położenia ze wzrostem temperatury. Z



Rysunek 10.10. (a) i (b) przedstawiają bifurkację homokliniczną dla standardowej zależności kątowej momentów siły ($\Lambda_{\parallel(\perp)} = 1.0$). Niebieskie linie wskazują trajektorię momentu spinowego na płaszczyźnie (θ, ϕ). Czerwone punkty to punkty siodłowe z rys.10.9(b) i (c). (źródło: [136])

drugiej strony, w przypadku skośnym ($\Lambda_{\parallel(\perp)} > 1$) oscylacje IPP występują tylko dla jednego znaku gradientu temperatury. Ponadto stwierdzić możemy, że stabilność złącza w przypadku cienkiej bariery ($\Lambda_{\parallel(\perp)} > 1$) nie jest zdeterminowana jedynie stabilnością stanów P i AP. W układzie takim mogę pojawić się dodatkowe niepolarne punkty stabilne w okolicach stanów P i AP, które mogą w pewien sposób „opóźniać" wywołanie jakiejkolwiek dynamiki w złączu. Przy badanych tutaj parametrach złącza i skośności takie „opóźnienie" wyniosło zaledwie 2K, lecz będzie większe (lub mniejsze) dla innych parametrów. Podsumowanie wyników dotyczących wpływu parametru skośności $\Lambda_{\parallel(\perp)}$ na dynamikę momentu spinowego zebrałem w tabeli10.1. Przedstawione w tabeli wyniki sugerują potencjalne problemy z projektowaniem urządzeń

stan dynamiczny:	**Krytyczna wartość** ΔT (przypadek $\Lambda_{\parallel(\perp)} > 1.0$)	**Krytyczna wartość** ΔT (przypadek $\Lambda_{\parallel(\perp)} = 1.0$)
oscylacje IPP	+4.7K (brak)	+16.9 K (-16.9 K)
przełączanie z AP do P	+12.9 K	+19.1 K
oscylacje OPP	+43 K (brak)	brak (brak)
przełączanie z P do AP	-61 K	-19.1 K

Tablica 10.1. Krytyczne wartości gradientów temperatur ΔT wyznaczone dla przypadku cienkiej bariery ($\Lambda_{\parallel(\perp)} > 1$ oraz grubej bariery (przypadek $\Lambda_{\parallel(\perp)} = 1$) przy zachowaniu tych samych amplitudach $\tau^0_{\parallel(\perp)}$ z równania (10.3). Wartości w nawiasach podane są dla ujemnych wartości gradientów ΔT. (źródło: [136])

opartych o indukowane prądem ciepła zjawisko STT. Wiążą się one z możliwą koniecznością wytwarzania znacznie większego gradientu temperatury do przełączenia ze stanu P do AP niż z AP do P. Wydaje się więc, że złącza z grubszą niż 0.6 nm barierą MgO, w których współczynnik skośności $\Lambda_{\parallel(\perp)} = 1$ są z punktu widzenia aplikacyjnego bardziej użyteczne, jednakże pamiętać należy, iż wartości amplitud są wówczas znacznie mniejsze.

11. Indukowana prądem i polem elektrycznym dynamika magnetyzacji w złączu tunelowym z anizotropią prostopadłą

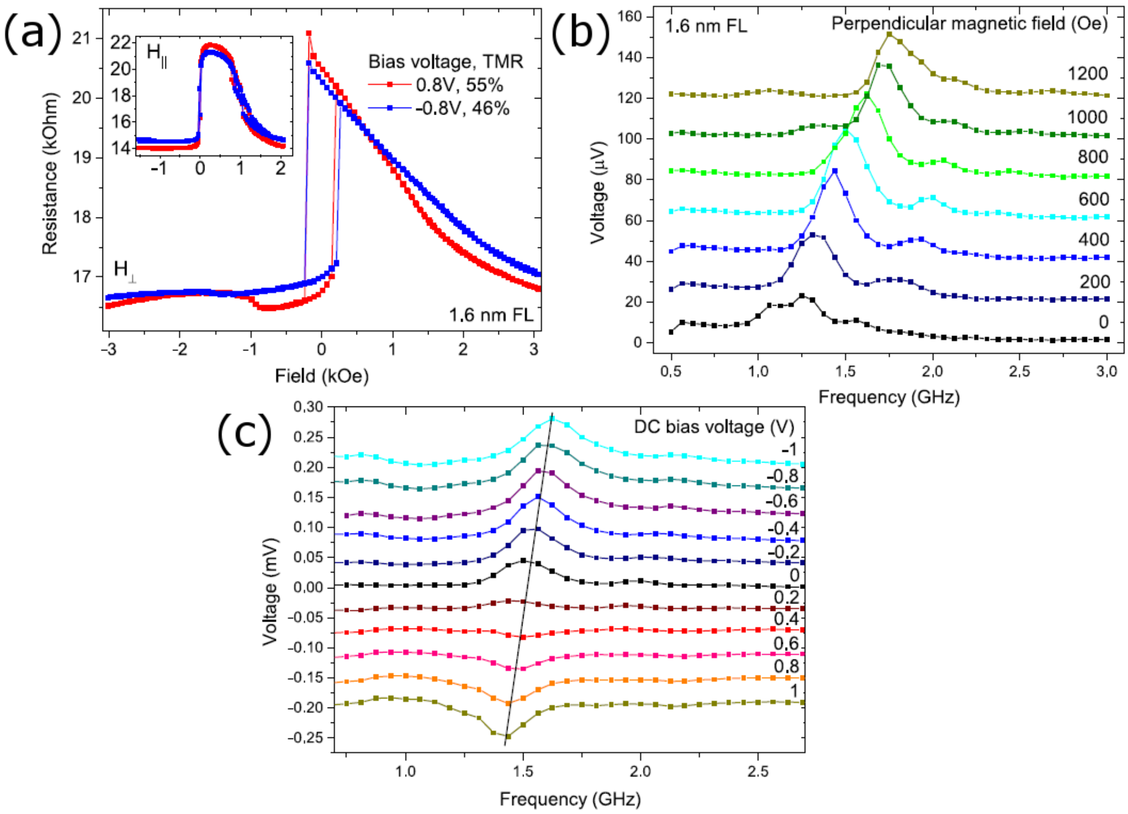
W poprzednich rozdziałach omawiana była dynamika momentu magnetycznego warstwy swobodnej złącza tunelowego pod wpływem prądu spinowego generowanego napięciem lub gradientem temperatury. W obliczeniach przedstawionych wcześniej nie dyskutowano jednak w jaki sposób przyłożone napięcie elektryczne modyfikuje właściwości magnetyczne próbki, takie jak np. anizotropia magnetyczna. W niniejszym rozdziale chciałbym nawiązać do tego właśnie zagadnienia.

Jak wspomniane było już w rozdziale 6.3, źródłem anizotropii magnetokrystalicznej materiałów magnetycznych jest sprzężenie spinowo-orbitalne. Można się zatem spodziewać, że potencjał elektryczny wpływając na orbitalne stopnie swobody, wpływać będzie również na właściwości magnetyczne takie jak anizotropia magnetyczna. Efekt ten nosi nazywę VCMA (*ang.* Voltage Controlled Magnetic Anisotropy). Problemem w badaniach wpływu pola elektrycznego na anizotropię może być to, żeby przyłożony potencjał elektryczny wnikał wgłąb materiałów objętościowych [169]. Rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie cienkich warstw magnetycznych, w których efekty powierzchniowe dominują nad objętościowymi. W układach takich przyłożenie napięcia powoduje jednak, że oprócz pola elektrycznego modyfikującego anizotropię pojawia się prąd, który skutecznie ogranicza możliwości obserwowania wpływu samego pola elektrycznego. Zaproponowano pewne metody, które skutecznie pozwalają uporać się i z tą przeszkodą. Jedną z nich jest zastosowanie elektrolitu, który przylegając do warstwy magnetycznej wytwarza silne pole elektryczne na jego powierzchni [169]. Innym pomysłem jest wytworzenie specjalnych stanów studni kwantowej w warstwie ferromagnetyka. Jeśli stany takie umieści się (za pomocą pola elektrycznego) w pobliżu poziomu Fermiego pasm 3d, to mogą one istotnie wpływać na ich obsadzenie a więc również na anizotropię magnetyczną [170].

W ogólności, zmiany anizotropii magnetycznej pod wpływem pola elektrycznego w układach cienkowarstwowych będą występowały równolegle z innymi efektami związanymi z przepływem prądu, takimi jak STT. Przykładem szeroko badanych układów pod tym kątem są złącza tunelowe. W szczególności, gdy warstwa swobodna złącza ma grubość poniżej pewnej wartości krytycznej, to dominującym wkładem do anizotropii powierzchniowej będzie anizotropia prostopadła do powierzchni próbki [115]. Ze względu na szczególnie silny powierzchniowy charakter tego typu anizotropii, złącza z osią łatwą prostopadłą do powierzchni próbki, stanowią szczególnie dobry obiekt badań efektu VCMA. W pracy Nozaki i in. [126] badano złącze tunelowe z bardzo cienką warstwę swobodną (0.54 nm) oraz bardzo grubą warstwą MgO (1.9nm). Taki wybór grubości tłumił zjawisko STT (poprzez ograniczenie prądu tunelowego), a kontrolę anizotropii prostopadłej (którą otrzymano dla tej grubości warstwy swobodnej) uzyskano za pomocą pola elektrycznego. Z drugiej strony, w pracy Zhu i in. [120] zastosowano trzykrotnie grubszą warstwę swobodną, lecz znacznie cieńszą barierę MgO (0.83 nm). Uzyskane przez autorów wyniki wskazywały na niewielką dominację zjawiska STT nad VCMA, co wydaje się naturalne ze względu na stosunkowo małą grubość bariery tunelowej. W ciąg badań nad tą tematyką wpisują się wyniki otrzymane w ramach współpracy autora z grupą eksperymentalną prof. Tomasza Stobieckiego z AGH. Zostaną one opisane w dalszej części tego rozdziału.

11.1. Eksperyment

W pracy W.Skowrońskiego i in. [168] zastosowano złącze tunelowe z warstwą swobodną $\mathrm{Co_{40}Fe_{40}B_{20}}$ o grubości 1.6 nm, oraz z barierą tunelową MgO o grubości 1.6 nm. W złączu tym zaobserwowano składową anizotropii prostopadłej do powierzchni złącza, co uwidoczniło się na rys.11.1(a) jako nieznacznie różna od wartości $\mathrm{R_{AP}}$ lub $\mathrm{R_P}$ rezystancja przy braku pola zewnętrznego. Oznacza to nieznaczne wychylenie wektora namagnesowania warstwy swobodnej z płaszczyzny złącza. W eksperymencie zaobserwowano również wpływ pola elektrycznego (polaryzacji zewnętrznego napięcia stałego przykładanego do złącza (*ang.* bias voltage)) na pętle R(H), co wskazywało na obecność zjawiska VCMA w badanych próbkach [184]. W pracy [168] badano z kolei wpływ pola elektrycznego na własności rezonansowe warstwy swobodnej. Jak wiadomo, w złączach tunelowych wielkość prądu tunelowego (rezystancji) zależy od kąta θ pomiędzy wektorami magnetyzacji (momentów spinowych) warstwy swobodnej oraz warstwy referencyjnej. Z poprzednich rozdziałów wiemy również, że wywoływane stałym napięciem oscylacje momentu spinowego w warstwie swobodnej są rzędu GHz. Zatem, gdy do próbki przyłożone zostanie zmienne napięcie ($\mathrm{V_{RF}}$) o częstości rzędu GHz, spowoduje ono, że generowany przez nie prąd wywołać może rezonansowe oscylacje momentu magnetycznego warstwy swobodnej. Ten zmienny prąd płynący przez złącze tunelowe miesza się z zależną od kąta rezystancją generując m.in. mierzalne na wyjściu napięcie stałe $\mathrm{V_{DC}}$. Efekt ten nosi nazwę efektu diody spinowej [188] i był wykorzystany w badaniu wpływu pola elektrycznego na widma rezonansowe [168][126][120], a więc i na anizotropię magnetyczną, gdyż wartości częstotliwości rezonansowych są jest od niej uzależnione. Widma tego rodzaju pokazane są na rys.11.1(b) i (c). Z rys.11.1(b) otrzymać



Rysunek 11.1. (a) Rezystancja w funkcji przyłożonego pola magnetycznego w kierunku prostopadłym do płaszczyzny próbki dla dwóch polaryzacji napięcia stałego: +0.8 V i -0.8 V. Inset: wynik dla pola przyłożonego w płaszczyźnie próbki. (b) sygnał FMR mierzony za pomocą spinowego efektu diodowego dla różnych wartości prostopadłego do próbki pola magnetycznego (przy braku napięcia stałego). (c) sygnał FMR zmierzony w funkcji napięcia stałego przy ustalonej wartości prostopadle skierowanego zewnętrznego pola magnetycznego (600 Oe). (źródło: [168])

można zależność dyspersyjną częstotliwości rezonansowej od wartości prostopadłego pola magnetycznego. Zaobserwowano również specyficzny kształt linii rezonansowej (symetryczna typu lorentzowskiego), który sugerował, że mierzony efekt pochodzi od zjawiska STT [172]. Z drugiej zaś strony, zmieniająca się częstotliwość rezonansowa i zmiana znaku linii w funkcji zewnętrznego napięcia stałego (polaryzującego złącze) (11.1(c)) sugeruje, że w próbce tej mamy do czynienia z efektem VCMA. Wprawdzie podobne przesuwanie częstotliwości rezonansowej może wiązać się z obecnością składowej momentu siły (STT) prostopadłej ($\tau_{\perp}$), lecz wówczas widma powinny zmieniać kształt na antysymetryczny [172]. Tak jednak w ekperymancie nie stało się i widma zachowują swój symetryczny kształt. Poza tym, przy zastosowanej grubości bariery MgO (1.6 nm) wpływ tej składowej jest pomijalny. Widoczne na rys.11.1 przesuwanie piku rezonansowego poprzez przyłożenie napięcia (VCMA), może mieć również ważny aspekt aplikacyjny, gdyż umożliwia to budowę przestrajalnego bardzo czułego detektora sygnałów w zakresie mikrofalowym. Własności detekcyjne takiego urządzenia są jednak determinowane zarówno przez efekt VCMA jak i STT.

W następnych punktach tego rozdziału zostaną zaprezentowane wyniki teoretyczne otrzymane w ramach modelu makrospinowego oraz modelu swobodnych elektronów, które w sposób jakościowy będą nawiązywały do wyników eksperymentalnych z pracy [168].

11.2. Teoretyczna analiza widm FMR oraz relacji dyspersji

11.2.1. Ogólne wyrażenie na sygnał diodowy

Aby móc porównać wyniki eksperymentu z teorią, należy wyznaczyć wyrażenie na sygnał diodowy mierzony w eksperymencie. Obliczenia tutaj przedstawione są oparte na pracach [126][171].

Jak powyżej napisano, rezystancja złącza tunelowego zależy od kąta θ pomiędzy warstwą swobodną oraz referencyjną. Wyrażenie opisujące tę zależność można przyjąć jako:

$$\mathrm{R}(\theta) = \mathrm{R_P} + \frac{\Delta\mathrm{R}}{2}(1 - \cos\theta), \tag{11.1}$$

gdzie $\Delta\mathrm{R} = \mathrm{R_{AP}} - \mathrm{R_P}$, oraz $\mathrm{R_P}$ and $\mathrm{R_{AP}}$ oznaczają rezystancje stanów P i AP odpowiednio. Przyłożenie napięcia zmiennego o częstotliwościach GHz $V(t) = V\cos(\omega t) = \mathcal{R}\{Ve^{i\omega t}\}$ do złącza tunelowego powoduje powstanie zależnego od czasu momentu siły, wymuszającego oscylacje momentu spinowego wastwy swobodnej. Źródłem tego momentu siły może być zmienny w czasie efekt STT [172], może nim być zmienne w czasie pole Oersteda [171], może być w końcu zmienna w czasie anizotropia magnetyczna [126]. Oscylacje momentu spinowego, wokół punktu stacjonarnego wyznaczonego przez kąty polarne (θ_0, ϕ_0) jako punktu o minimum energii magnetostatycznej, powodują małe zmiany rezystancji, które zapisać można jako: $\delta\mathrm{R(t)} = \delta\bar{\mathrm{R}}\cos(\omega\mathrm{t}+\beta) = \mathcal{R}\{\delta\bar{\mathrm{R}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega\mathrm{t}+\beta)}\}$. β jest tutaj przesunięciem fazowym pomiędzy prądem a rezystancją, a $\delta\bar{\mathrm{R}}$ jest amplitudą (wartość rzeczywista) zmian rezystancji. Prąd płynący przez złącze można przybliżyć przez $\mathrm{I(t)} = \frac{\mathrm{V}\cos(\omega\mathrm{t})}{\mathrm{R}(\theta_0)}$, gdyż jego wartość zależy głównie od rezystancji w punkcie stacjonarnym θ_0 (a nie od jej zmian). Prąd $\mathrm{I(t)}$ jest więc w fazie ze zmiennym napięciem. W efekcie mieszania zmiennego w czasie prądu z zależną od czasu rezystancją otrzymamy napięcie wyjściowe postaci:

$$\mathrm{V_{out}} = \mathrm{V_{DC}} + \mathrm{V_{AC}} = \frac{1}{\mathrm{R}(\theta_0)}\mathcal{R}\{\mathrm{Ve^{i\omega t}}\}\mathcal{R}\{\delta\bar{\mathrm{R}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega\mathrm{t}+\beta)}\}. \tag{11.2}$$

Z równania tego wyznaczamy niezależny od czasu składnik:

$$\mathrm{V_{DC}} = \frac{\mathrm{V}}{2}\frac{\delta\bar{\mathrm{R}}}{\mathrm{R}(\theta_0)}\cos(\beta). \tag{11.3}$$

Jest to sygnał diodowy, który może być mierzony w eksperymencie [168]. W ogólności przesunięcie fazowe β oraz amplituda zmian rezystancji $\delta\bar{\mathrm{R}}$ są zależne od częstotliwości. Jeśli wyrażenie (11.3) ma być użyte do porównania z wynikami eksperymentu, przesunięcie fazowe β powinno być włączone w zmiany rezystancji, tj. $\delta\bar{\mathrm{R}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta} \equiv \delta\mathrm{R}$. Można zatem przepisać równanie na $\mathrm{V_{DC}}$ jako:

$$\mathrm{V_{DC}} = \eta \frac{\mathrm{V}}{2} \frac{\mathcal{R}\{\delta\mathrm{R}\}}{\mathrm{R}(\theta_0)}, \tag{11.4}$$

Czynnik η w powyższym równaniu odpowiada za obecność w realnych układach niezamierzonych impedancji układu pomiarowego, które mogą wpływać na wielkość sygnału. Parametr ten będzie traktowany jako swobodny, jako że nie wpływa na symetryczny bądź antysymetryczny charaker widm, a jedynie na ich amplitudy. Aby wyznaczyć sygnał $\mathrm{V_{DC}}$ trzeba znać zmiany rezystancji $\delta\mathrm{R}$ w równaniu (11.4) podczas oscylacji momentu magnetycznego wokół punktu stacjonarnego (θ_0, ϕ_0) dla danego napięcia zmiennego. Różniczkując równanie (11.1) w punkcie stacjonarnym θ_0 otrzymujemy:

$$\delta\mathrm{R} = \frac{\Delta\mathrm{R}}{2} \sin\theta_0 \delta\theta, \tag{11.5}$$

gdzie $\delta\theta$ jest amplitudą zmian kąta polarnego podczas oscylacji. Równanie (11.4) i (11.5) razem dadzą wyrażenie

$$\mathrm{V_{DC}} = \eta \frac{\mathrm{V}}{4} \frac{\Delta\mathrm{R}}{\mathrm{R}(\theta_0)} \sin\theta_0 \mathcal{R}\{\delta\theta\} \tag{11.6}$$

które zależy od amplitudy zmian kąta $\delta\theta$. Te zmiany kąta mogą zostać wyznaczone z równania LLGS (7.19). Dokładne przeliczenia zawarte są w dodatku D, zaś interesujący nas wynik końcowy na $\mathcal{R}(\delta\theta)$ wynosi:

$$\mathcal{R}(\delta\theta) = \frac{-\gamma_e V_p}{\Gamma((\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2\sigma^2)} (\Omega\cos\Psi - \Sigma\sin\Psi) \tag{11.7}$$

gdzie ω_0 to częstość rezonansowa zdefiniowana przez pochodne energii magnetostatycznej $A \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial U}{\partial\phi}, B \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\phi\partial\theta}, C \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\phi^2}, D \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\theta^2}, E \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial U}{\partial\theta}, H \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\phi\partial V}, M \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\theta\partial V}$ jako:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{\mathrm{S}} \frac{\gamma_\mathrm{e}^2}{\Gamma\sin\theta} \left[-\frac{\mathrm{S}}{\sin\theta}(\mathrm{B}^2 - \mathrm{CD})(1+\alpha^2) + \cos\theta \Big(\mathrm{B}[\alpha\tau_\perp + \tau_\parallel] + \frac{\alpha}{\sin\theta} \big[\mathrm{EBS} - \mathrm{C}(-\tau_\parallel - \right.$$

$$\left. - \tau_\perp\alpha \big) \big] + \frac{\mathrm{S}}{\sin^2\theta} \left[\mathrm{AB}(1+2\alpha^2) - \mathrm{CE}\right] - \frac{\mathrm{S}\alpha}{\sin^3\theta}\mathrm{AC} \Big) \right] \tag{11.8}$$

W powyższym wyrażeniu za Γ przyjęto oznaczenie $\Gamma = (1+\alpha^2)^2$. Szerokość połówkowa krzywej rezonasowej (11.7) określona jest przez wyrażenie:

$$\sigma = \frac{1}{1+\alpha^2} \frac{\gamma_\mathrm{e}}{4\mathrm{S}\sin^2\theta} (2\mathrm{S}\alpha[2\mathrm{C} + \mathrm{D} - \mathrm{D}\cos 2\theta] +$$

$$\cos\theta[4\mathrm{SA}+\tau_{\parallel}+\alpha\tau_{\perp}]+\cos 3\theta[-\tau_{\parallel}-\alpha\tau_{\perp}]\Big) \tag{11.9}$$

Wielkości Σ oraz Ω mają zaś postać:

$$\Omega \equiv (1+\alpha^2)\left[(\omega^2-\omega_0^2)\gamma_\mathrm{e}\csc^2\theta\left[\mathrm{HB}-\mathrm{CM}-\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{S}}\sin^2\theta\frac{\mathrm{d}\tau_{\parallel}}{\mathrm{dV}}-\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{S}}\sin\theta\frac{\mathrm{d}\tau_{\perp}}{\mathrm{dV}}\right]+\right.$$

$$\left.-\sigma\omega^2\left[\frac{H}{\sin\theta}-\alpha M+\frac{\sin\theta}{S}\left(-\frac{d\tau_{\parallel}}{dV}-\alpha\frac{d\tau_{\perp}}{dV}\right)\right]\right] \tag{11.10}$$

oraz

$$\Sigma \equiv -(1+\alpha^2)\left[\sigma\omega\gamma_\mathrm{e}\csc^2\theta\left[\mathrm{HB}-\mathrm{CM}-\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{S}}\sin^2\theta\frac{\mathrm{d}\tau_{\parallel}}{\mathrm{dV}}-\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{S}}\sin\theta\frac{\mathrm{d}\tau_{\perp}}{\mathrm{dV}}\right]+\right.$$

$$\left.-\omega(\omega^2-\omega_0^2)\left[\frac{H}{\sin\theta}-\alpha M+\frac{\sin\theta}{S}\left(-\frac{d\tau_{\parallel}}{dV}-\alpha\frac{d\tau_{\perp}}{dV}\right)\right]\right] \tag{11.11}$$

Podstawiając otrzymany wynik do wyrażenia na sygnał diodowy (11.6) otrzymamy ostateczny wynik w formie z pracy [171]:

$$\mathrm{V_{DC}}=\eta\frac{\mathrm{V}}{4}\frac{\Delta\mathrm{R}}{\mathrm{R}(\theta_0)}\frac{-\gamma_\mathrm{e}\mathrm{V_p}\sin\theta_0}{\Gamma((\omega^2-\omega_0^2)^2+\omega^2\sigma^2)}(\Omega\cos\Psi-\Sigma\sin\Psi) \tag{11.12}$$

Należy zwrócić uwagę, że $[\cos\Psi\Omega-\sin\Psi\Sigma]$ w równaniu (11.12) jest spójne z równaniem (11.3). Wprowadzając Ω i Σ jako $\Omega/(\Omega^2+\Sigma^2)=\cos\Phi$ oraz $\Sigma/(\Omega^2+\Sigma^2)=\sin\Phi$, możemy zapisać $[\Omega\cos\Psi-\Sigma\sin\Psi]=(\Omega^2+\Sigma^2)[\cos\Psi\cos\Phi-\sin\Psi\sin\Phi]=(\Omega^2+\Sigma^2)\cos(\Psi+\Phi)$ to jest w postaci równania (11.3) z β ($\beta=\psi+\Phi$). Wówczas czynnik fazowy zależy od częstotliwości i parametrów badanego układu. Za pomocą obliczonego wyrażenia (11.12), możemy więc obliczać widma uzyskane eksperymentalnie. Z kolei z wyrażenia (11.8) otrzymać możemy relację dyspersji, czyli zależność częstotliwości rezonansowej od zewnętrznego pola magnetycznego.

11.2.2. Energia magnetostatyczna próbki z anizotropią prostopadłą

Aby móc z korzystać powyżej przedstawionych obliczeń należy założyć pewną postać energii magnetostatycznej U. Stosowana postać w poprzednich rozdziałach nie może być tutaj zaaplikowana, gdyż we wcześniejszych obliczeniach nie rozpatrywaliśmy energii anizotropii prostopadłej do powierzchni próbki. Anizotropia jednoosiowa wyraża się ogólnym wzorem za pomocą kosinusów kierunkowych[1]: $\mathrm{U}=\mathrm{K}(\alpha_1^2+\alpha_2^2)$, co sprowadza się do prostej zależności: $\mathrm{U}=\mathrm{K}\sin^2\theta$, gdy osią łatwą jest oś z. Aby zobaczyć, jaka będzie postać U, gdy osią łatwą jest oś x należy dokonać transformacji obrotu o kąt $\pi/2$ wektora złożonego z kosinusów

[1] $\alpha_1\equiv\sin\theta\cos\phi, \alpha_2\equiv\sin\theta\sin\phi, \alpha_3\equiv\cos\theta$

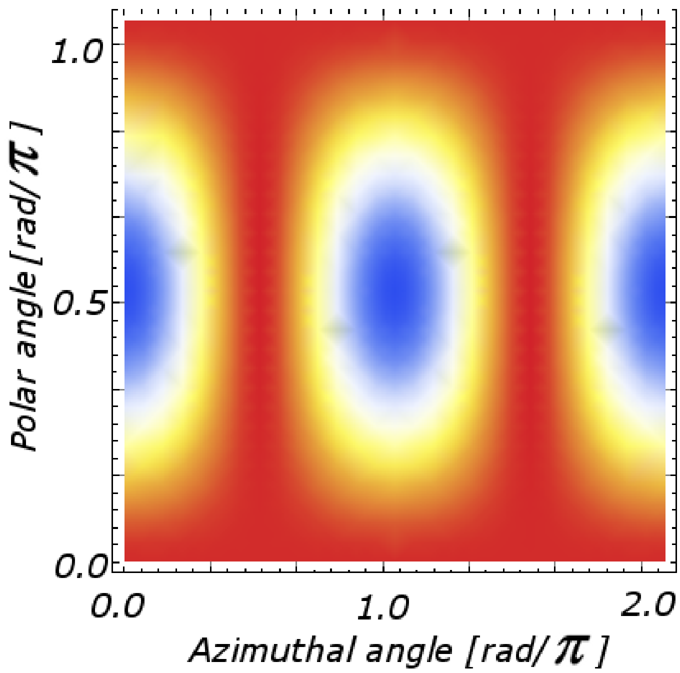
kierunkowych wokół osi y. Oznaczając za $\alpha'_{1,2,3}$ przetransformowane kosinusy kierunkowe otrzymujemy

$$\begin{pmatrix} \alpha'_1 \\ \alpha'_2 \\ \alpha'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_3 \\ \alpha_2 \\ -\alpha_1 \end{pmatrix} \tag{11.13}$$

Zatem nasze wyrażenie na anizotropię jednoosiową prostopadłą do powierzchni próbki przyjmie postać:

$$U_\perp = K_\perp(\alpha_3^2 + \alpha_2^2) = K_\perp(\cos^2\theta + \sin^2\theta \sin^2\theta)$$

Żeby mieć pewność, że dobrze zapisany jest powyższy wzór, wykreślona została gęstość tej energii w funkcji kątów θ i ϕ (rys.11.2). Poza tym wkładem do energii, uwzględniamy energię



Rysunek 11.2. Gęstość energii w funkcji kątów polarnego (θ) i azymutalnego ϕ, wartości minimalne mają kolor niebieski, maksymalne - czerwony.

demagnetyzacji próbki oraz oddziaływanie z zewnętrznym polem magnetycznym. Wszystkie te wkłady zapiszemy jako wyrażenie na całkowitą energię magnetostatyczną, którą wykorzystać można do obliczeń częstotliwości rezonansowej oraz sygnału diodowego:

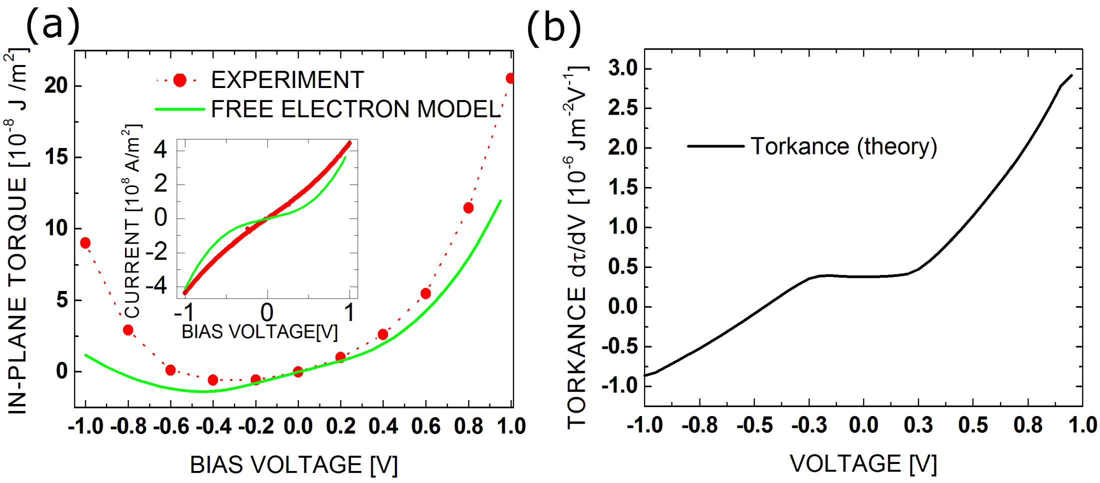
$$\mathrm{U} = \mathrm{K}_\perp(\cos^2\theta + \sin^2\theta\sin^2\theta) - \mathrm{S}(\vec{\mathrm{H}}_{\mathrm{ext}} \cdot \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} - \frac{\mathrm{S}}{2\mu_0}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}}^{\mathrm{T}}\hat{\mathrm{N}}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}}) \tag{11.14}$$

Ta forma energii magnetostatycznej będzie użyta do dalszych obliczeń. Zakładamy jednocześnie, że stała anizotropii prostopadłej $\mathrm{K}_\perp$ zależy od napięcia, tj. $\mathrm{K}_\perp = \mathrm{K}'_\perp - \mathrm{V}\Delta\mathrm{K}'_\perp$, gdzie $\mathrm{K}'_\perp$ to wartość stałej bez wpływu pola elektrycznego (przyłożonego napięcia).

11.2.3. Obliczenia momentów sił

Do obliczeń sygnału diodowego oraz częstotliwości rezonansowej potrzeba znać również wielkość momentów sił STT. Z widm zawartych na rys.11.1 eksperymentalnie wyznaczono wartość składowej momentu siły $\tau_{\|}$. Ponieważ badane złącze miało grubą barierę tunelową, dlatego składowa $\tau_{\perp}$ zostanie pominięta w dalszej dyskusji jako pomijalnie mała. Jej wartość w eksperymencie była dwa rzędy wielkości mniejsza niż składowa $\tau_{\|}$ [168]. Wyznaczona eksperymentalnie wartość $\tau_{\|}$ została porównana z obliczeniami w ramach modelu swobodnych elektronów (por. roz.5). Do obliczeń momentu siły $\tau_{\|}$ użyte zostały parametry pasmowe odpowiadające elektrodom opartym o kobalt i żelazo: poziom fermiego $\mathrm{E_F} = 1.1\mathrm{eV}$ (szerokość pasma nośników większościowych), wymienne rozszczepienie pasm $\Delta = 1.3\mathrm{eV}$. Taki wybór zapewnia całkowitą polaryzację spinową pasm przewodnictwa o symetrii Δ_1 przy braku napięcia, co jest zgodne z obliczenieniami z zasad pierwszych dla uładów Fe(Co)|MgO w pracach [75][175]. Wysokość (ponad poziom Fermiego) bariery tunelowej $U_b = 1.3eV$ MgO została wybrana arbitralnie ze względu na dużą czułość tego parametru na strukturę i jakość interfejsu Fe(Co)|MgO [85]. Wartość ta leży jednak w zakresach wysokości barier, które zostały wyznaczone eksperymentalnie w podobnych układach [89]. Zastosowanie modelu przedstawionego w rozdziale 5 dla powyższych parametrów zakończyłoby się niepowodzeniem ze względu na to, że model nie uwzględnia faktu, iż tunelujące elektrony (ich funkcje falowe), w zależności od symetrii pasma z którego pochodzą, mają różną drogę zaniku (*ang.* decay length) w barierze tunelowej. Zjawisko to zostało opisane w rozdziale 4.2.1. Nie uwzględnienie tego faktu prowadzi do zaniżonych wartości momentów sił (STT) oraz prądu tunelowego. Jednym z najprostszych rozwiązań tego problemu, jest wprowadzenie różnej od masy spoczynkowej $\mathrm{m_0}$, masy efektywnej elektronów w barierze tunelowej $\mathrm{m^*_{MgO}} = 0.39\mathrm{m_0}$. Choć masa efektywna w elektrodach została niezmieniona, tj. $\mathrm{m^*_{CoFe}} = \mathrm{m_0}$, to obecność „lekkich" nośników w obszarze bariery dobrze oddaje szczególne zachowanie pasm o symetrii Δ_1 w układach z barierą MgO [174]. Wprowadzenie masy efektywnej wymusiło rozwinięcie modelu z rozdziału 5. Rozwinięcie to sprowadza się do wprowadzenia dodatkowych warunków ciągłości funkcji falowych i ich pierwszych pochodnych na interfejsach złącza ($\frac{1}{\mathrm{m^*_{CoFe}}}\psi_{\mathrm{elektroda}}(\mathrm{x}) = \frac{1}{\mathrm{m^*_{MgO}}}\psi_{\mathrm{bariera}}(\mathrm{x})$ oraz $\frac{1}{\mathrm{m^*_{CoFe}}}\psi'_{\mathrm{elektroda}}(\mathrm{x}) = \frac{1}{\mathrm{m^*_{MgO}}}\psi'_{\mathrm{bariera}}(\mathrm{x})$, gdzie x to współrzędna interfejsu). Takie warunki ciągłości noszą nazwę BenDaniel-Duka [173].

Jako rezultat obliczeń w ramach modelu swobodnych elektronów otrzymano liniową zależność w obszarze napięć $|\mathrm{V}| < 0.3\mathrm{V}$, natomiast nieliniową dla wyższych napięć [168], co jest zagodne z wynikami eksperymentalnymi widocznymi na rys.11.3(a). Widoczne dopasowanie otrzymano dla wspomnianego powyżej zestawu parametrów pasmowych. Taki ich wybór, zapewniał zgodność wartości prądu ładunkowego płynącego przez próbkę z wartościami eksperymentalnymi (inset rys.11.3(a)). Wspomnieć należy, że liniowy charakter momentu siły w funkcji napięcia jest typowym wynikiem eksperymentalnym dla złącz z cieńszą barierą [160].

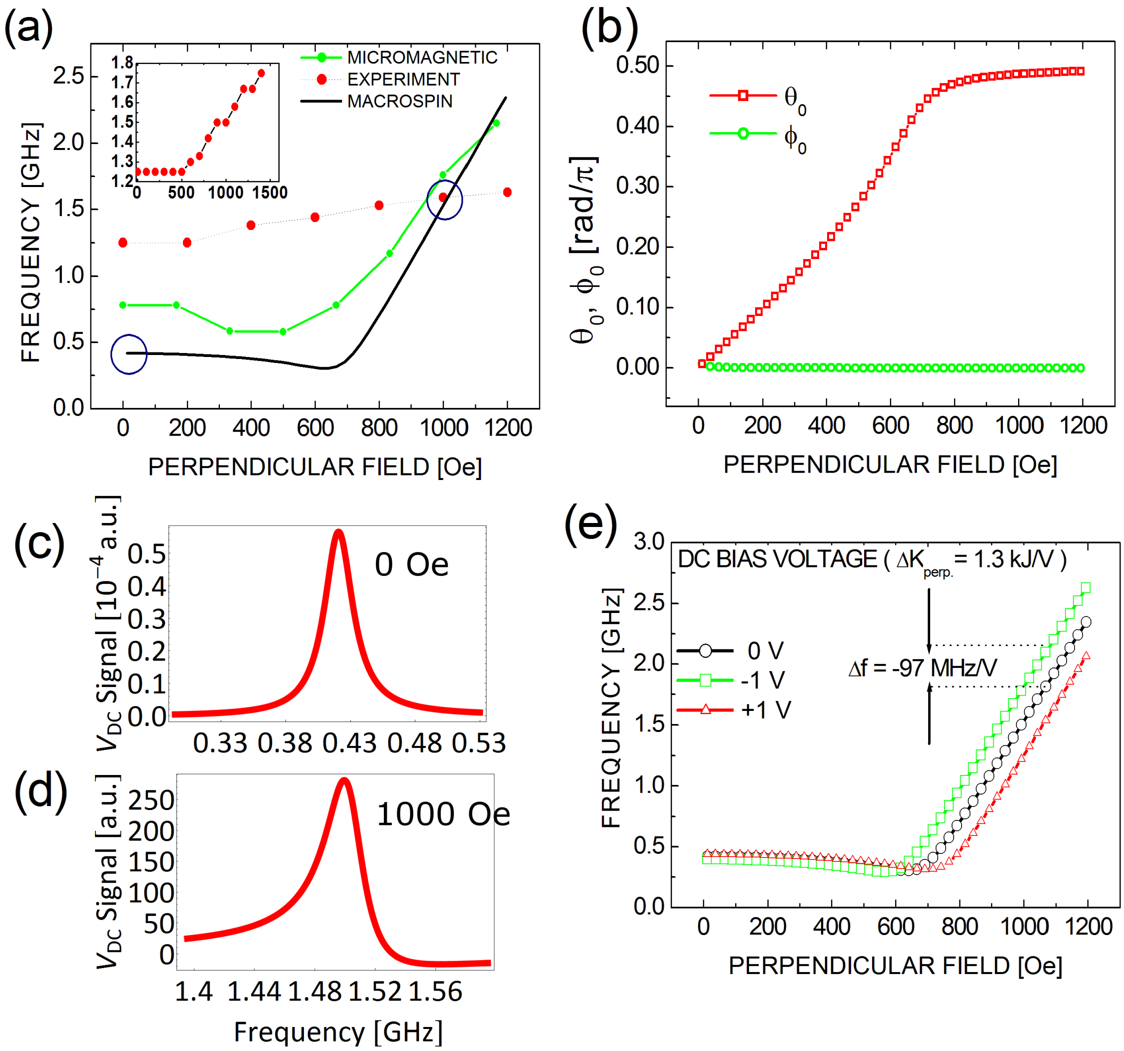


Rysunek 11.3. (a) Zależność działającego w płaszczyźnie próbki momentu siły (STT) $\tau_{\|}$ w funkcji napięcia: eksperymentalna (czerwone punkty) i teoretyczna w ramach modelu swobodnych elektronów (ciągła linia zielona) Inset: porównanie charakterystyki I-V teoretycznej (linia zielona) i eksperymentalnej (linia czerwona). (b) torkancja policzona z zależności teoretycznej. (źródło: [168]) oraz dzięki uprzejmości dra W.Skowrońskiego

Z racji tego jednak, że w badanej próbce zastosowano grubą barierę tunelową, można było zastosować dużo wyższe napięcie (aż do $\pm 1\mathrm{V}$), bez ryzyka jej uszkodzenia. Z tego względu w eksperymencie osiągnięto obszar napięć gdzie zaobserwowano nieliniową zależność $\tau_{\|}(\mathrm{V})$.

11.2.4. Relacja dyspersji

Zgodnie z wyrażeniem (11.8) oraz postacią energii (11.14) policzona została relacja dyspersji. W eksperymentalnej relacji dyspersji, otrzymuje się niezależność częstotliwości rezonansowej od prostopadłego pola magnetycznego w zakresie do 200 Oe (rys.11.4(a)). Było to motywacją do próby otrzymania podobnego jak w eksperymencie plateau. W celu obliczenia właściwej relacji dyspersji przyjęte zostały następujące parametry magnetyczne: $\mathrm{Ms} = 1.505\mathrm{T}$, składowe tensora odmagnesowania $(N_x, N_y, N_z) = (0.985, 0.0075, 0.0075)$, stała $\mathrm{K}_{\perp} = 845000\mathrm{J/m}^3$. Współczynnik tłumienia $\alpha = 0.01$. Obliczona częstotliwość z wyrażenia (11.8) zawiera również amplitudy momentów sił $\tau_{\|}$ i $\tau_{\perp}$. Składowa prostopadła nie była brana pod uwagę, tj. założono, że $\tau_{\perp} = 0$. Wartość składowej równoległej ($\tau_{\|}$) została natomiast zaczerpnięta z obliczeń modelu swobodnych elektronów. Wynik obliczeń dla powyższych parametrów oraz porównanie z wartościami eksperymentalnymi oraz uzyskanymi z modelu mikromagnetycznego zamieszczone są na rys.11.4(a). Jak widać model makrospinowy nie zdołał odtworzyć eksperymentalnej słabej zależności od pola, jak również wartości częstotliwości rezonansowych. Jedynie w okolicy pola 1000 Oe częstotliwości rezonansowe pokrywają się. Na rys.11.4(a) w polach do 200 Oe, w eksperymencie nie obserwuje się zależności częstotliwości rezonansowej od pola. Jakościowo obecność takiego



Rysunek 11.4. (a) Porównanie relacji dyspersji eksperymentalnej (czerwone punkty, (inset: wynik eksperymentu dla innego nanopilara powstałego z tego samego wafla)), w modelu mikromagnetycznym ([176]) (zielona linia) oraz w podejściu makrospinowym (linia czarna), (b) położenie punktów stacjonarnych (θ_0, ϕ_0) w funkcji pola prostopadłego, (c) i (d) widma sygnału diodowego obliczone z wyrażenia (11.12) w polu zewnętrznym 0 i 1000 Oe (zaznaczone kółkiem na panelu (a)) odpowiednio, (e) wpływ stałego napięcia ± 1V na relację dyspersji. (źródło: dzięki uprzejmości dra W.Skowrońskiego i mgr inż. M.Frankowskiego)

plateau zgodne jest zarówno z obliczeniami makrospinowymi jak i mikromagnetycznymi. W obliczeniach makrospinowych zakres pól gdzie ono występuje jest jednak dużo szerszy (do ok. 600 Oe). Na wkładce (inset) na rys.11.4(a) widoczna jest relacja dyspersji dla innego nanopilara wytworzonego z tego samego wafela (*ang.* wafer). Widać, że zakres plateau jest znacznie szerszy niż na głównym rysunku, co może wiązać się z jakością nanopilara przejawiającą się w nieco innych wartościach pola odmagnesowania. Na rys.11.4(b) wykreślono położenie punktów stacjonarnych w zależności od wielkości przyłożonego pola prostopadłego do powierzchni próbki. Z wykresu tego widać, że w obszarze plateau wektor magnetyzacji ustawia się niekolinearnie z wektorem zewnętrznego pola magnetycznego, nawet dla stosunkowo dużych pól. Takie zachowanie momentu magnetycznego w modelu makrospinowym można interpretować jako występowanie w próbce skomplikowanej struktury domenowej wynikająca ze współzawodnictwa różnych wkładów anizotropii (prostopadłej i kształtu) [168]. Na rys.11.4(c) i (d) wykreślono widma sygnału diodowego w funkcji częstotliwości dla dwóch wartości pól: 0 Oe i 1000 Oe. Podobnie jak w eksperymencie i modelu mikromagnetycznym uzyskano widma symetryczne, co świadczy o dominacji zjawiska STT nad VCMA w badanej próbce [168]. Ponadto, ze wzrostem wartości pola zewnętrznego amplituda widm rośnie, zgodnie z wynikami eksperymentu. W modelu makrospinowym dla pola 1000 Oe widać jednakże małą składową antysymetryczną, której pochodzeniem jest VCMA. Wkład ten staje się zupełnie niewidoczny w wyższym polu (1200 Oe) lub przy zmniejszeniu wartości o jaką zmienia się anizotropia prostopadła z przyjętej w obliczeniach wartości $\Delta\mathrm{K} = 1.3\mathrm{kJ/m^3/V}$ do $\Delta\mathrm{K} = 0.3\mathrm{kJ/m^3/V}$. Przyjmowana wartość $\Delta\mathrm{K} = 1.3\mathrm{kJ/m^3/V}$ jest natomiast mniejsza niż w modelu mikromagnetycznym $(4\mathrm{kJ/m^3/V})$. Przy tej jednak wartości model makrospinowy przewiduje zmiany wartości częstotliwości rezonansowej związanej z efektem VCMA rzędu $-96\mathrm{MHz/V}$, czyli tak jak w eksperymencie (por. rys.11.4(e)). Na rys.11.4(e) widać, że teoria, w zakresie obserwowanego plateau relacji dyspersji, przewiduje brak lub niewielki udział efektu VCMA, co widać jako bardzo zbliżoną wartość cześtotliwości tego plateau dla obu polaryzacji napięcia $\pm 1\mathrm{V}$.

Podsumowując, model swobodnych elektronów z wprowdzoną różną masą efektywną w obszarze bariery i elektrod daje zgodność jakościową (nieliniową zależność dla wyższych napięć) jak i podobnego rzędu wartości momentów sił indukowanych prądem (STT). Natomiast wprowadzony model makrospinowy z parametrami wziętymi z modelu swobodnych elektronów jakościowo odtwarza wyniki eksperymentalne widm sygnału diodowego. Model odtwarza również plateau w relacji dyspersji podobnie jak to czyni model mikromagnetyczny. W ramach obliczeń teoretycznych stwierdzono jednak, że zmiany wartości anizotropii prostopadłej wywołanej napięciem (VCMA) są rzędu $1.3\mathrm{kJ/m^3/V}$, czyli około trzykrotnie niższe niż przewidywania modelu mikromagnetycznego. Z punktu widzenia aplikacyjnego, ważną informacją płynącą z obliczeń modelu makrospinowego jest to, że wpływ pola elektrycznego na anizotropię jest nieistotny w obszarze plateau relacji dyspersji.

12. Podsumowanie i wnioski

W niniszej pracy przedyskutowano szereg zagadnień związanych z dynamiką momentu magnetycznego. Zagadnienia rozpatrywano w kontekście aplikacyjnym przede wszystkim do pamięci magnetycznych STT-RAM, ale również jako nanooscylatorów. Zaprezentowano przegląd proponowanych rozwiązań odnośnie zapisu informacji za pomocą momentu magnetycznego nośnika. Szczególną uwagę poświęcono, wciąż intensywnie badanym w wielu ośrodkach naukowych, złączom tunelowym. Opisano własności fizyczne tego rodzaju złącz, wpływ czynników takich jak skład elektrod, jakość interfejsu oraz inne czynniki technologiczne wpływające na ich własności magneto-transportowe. W głównym punkcie pracy skupiono się na badaniu dynamiki momentu magnetycznego warstwy swobodnej złącza indukowanej spinowo spolaryzowanym prądem generowanym tak napięciem elektrycznym jak i gradientem temperatury. W pracy zbadano również dynamikę momentu magnetycznego wywoływaną polem elektrycznym poprzez zmiany anizotropii magnetokrystalicznej. Tym samym praca poruszała każdą z obecnie intensywnie badanych potencjalnych nowych technologii, a mianowicie kontrola namagnesowania poprzez efekt STT, poprzez zjawiska cieplne (spinowa kalorytronika), oraz poprzez zjawisko VCMA. W celu zbadania dynamiki w pierszym z tych przypadków, zaprezentowano i wykorzystano model swobodnych elektronów. Dzięki otrzymanym wynikom modelu, przeprowadzono pełne symulacje numeryczne w opraciu o równanie dynamiki Landaua-Lifszyca-Gilberta-Slonczewskiego. Dodatkowo, przeprowadzono również analizę stabilności złącza w sposób numeryczny oraz w sposób analityczny w przybliżeniu liniowym. Wykazano, że w najprostszym - symetrycznym złączu tunelowym, stosowany model przewiduje nie tylko możliwość przełączania pomiędzy stanem P i AP, ale również ustalone stany dynamiczne w szerokim zakresie napięć: oscylacje typu „in-plane" oraz „out-of-plane". Ta przewidziana w obliczeniach możliwość generacji oscylacji momentu magnetycznego o dużej amplitudzie i bez udziału zewnętrznego pola magnetycznego w stosunkowo prostych strukturach, jest elementem pracy, który został zakomunikowany w literaturze przedmiotu jako pierwszy. Otwiera on szerokie możliwości aplikacyjne złącz tunelowych jako nanooscylatorów. Jednocześnie wykazano, że źródło tych oscylacji - wymienne sprzężenie międzywarstwowe - może być źródłem niepożądanych niestabilności złącza. Wypracowany sposób analizy wyników zastosowano również do badania dynamiki w realnych układach eksperymentalnych. W tej części pokazano, że sprzężenie wymienne (jego znak oraz wielkość) bardzo istotnie wpływa na możliwość wystąpienia obserwowanego w eksperymencie zjawiska back-hoppingu. Wyniki obliczeń numerycznych, w których modelowano mierzone doświadczalnie pętle rezystancji w funkcji przyłożonego napięcia, uzupełniono o wyznaczenie basenów atrakcji stanów AP i P. Wyniki skonfronotowano zarówno z obliczeniami analitycznymi (diagramy stabilności), jak również wynikami eksperymentu. Uzyskano zgodność jakościową i spójność wszystkich uzyskanych wyników. Otrzymane rezultaty stanowią istotny wkład w wyjaśnianie mechanizmu zjawiska back-hopping. Ta część pracy powstała dzięki ścisłej i owocnej współpracy z grupą eksperymentalną profesora Tomasza Stobieckiego z AGH w Krakowie. Kolejne zagadnienie omówione w pracy, a dotyczące spinowej kalorytroniki, dotyczyło analizy stabilności oraz krytycznych parametrów przełączania pomiędzy różnymi stanami dynamicznymi generowanego przez gradient temperatury. Pokazano, że niestandardowa zależność, generowanych przez ten gradient, momentów sił od kąta pomiędzy warstwą swobodną a referencyjną może skutkować zupełnie innym zachowaniem dynamicznym momentu magnetycznego oraz parametrów krytycznych przełączania niż w przypadku standardowej (sinusowej) zależności kątowej. Badania te wraz z zaprezentowaną postacią macierzy dynamiczych zależnych od parametrów skośności ($\Lambda_{\|,\perp}$) stanowią oryginalny wynik autora, nie dyskutowany wcześniej w literaturze. Ta część pracy została opracowana dzięki współpracy z prof. Ke Xia (Normal University Pekin) oraz prof. Gerritem Bauerem (Tohoku University i Technische Universiteit Delft), których wyniki obliczeń *ab initio* zostały wykorzystane przez autora niniejszej rozprawy.

Ostatnia część pracy, również blisko nawiązująca do ekperymentu, dotyczyła badania widm spinowego sygnału diodowego w złączu tunelowym z grubą barierą MgO (1.6 nm). Wyniki eksperymentalne, ukazujące fakt współistnienia efektów STT i VCMA w badanym złączu, zostały porównane z przewidywaniami modelu swobodnych elektronów oraz makrospinowego. W części tej omówiono rozszrzenie modelu swobodnych elektronów o różną masę efektywną w obszarze bariery tunelowej i elektrod. Dzięki temu rozszrzeniu, uzykano zgodność z wyznaczonymi eksperymentalnie wartościami prądu tunelowego oraz momentu siły $\tau_{\|}$ w funkcji przyłożonego napięcia. Obliczoną amplitudę momentu siły STT wykorzystano następnie w obliczenia częstotliwości rezonansowej oraz kształtu widm sygnału diodowego w ramach podejścia makrospinowego. Otrzymaną relację dyspersji porównano z eksperymentalną oraz uzyskaną z dokładniejszego modelu mikromagnetycznego. Uzyskano zgodność jakościową wyników. Obliczenia w ramach modelu makrospinowego pokazały, że przyjęta interpretacja wyników eksperymentu jest poprawna. Ponadto, teoria modelu makrospinowego przewiduje, że otrzymywane w eksperymencie plateau relacji dyspersji może ograniczać w pewnym stopniu możliwości detekcyjne sygnałów, gdyż w obszarze pól zewnętrznych gdzie ono występuje, efekt VCMA jest znacznie ograniczony w stosunku do zakresu pól leżących poza plateau. Wraz z wynikami eksperymentu, rezultaty autora stanowią oryginalny wkład do dyskusji nad wykorzystaniem złącz tunelowych z anizotropią prostopadłą jako nanooscylatorów o własnościach detekcyjnych.

13. Podziękowania

W tym miejscu chciałbym podziękować osobom, które w sposób bezpośredni i pośredni przyczyniły się do powstania tej pracy. Przede wszystkim chciałbym złożyć wyrazy podziękowania mojej Promotor, pani prof. Renacie Świrkowicz za wieloletnią współpracę, zwieńczoną niniejszą Rozprawą. Dziękuję jej za wprowadzenie mnie w badania szeroko rozumianego magnetyzmu oraz zapoznanie z warsztatem fizyka teoretyka. Dziękuję jej za zawsze przyjazne podejście, cierpliwość i wsparcie merytoryczne podczas tych wszystkich lat. Szczególne podziękowania chciałbym również złożyć całemu zespołowi Zakładu Badań Strukturalnych Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, a przede wszystkim panom dr hab. Michałowi Wilczyńskiemu, oraz dr Michałowi Wierzbickiemu którzy niejednokrotnie oferowali swą pomoc w wyjaśnianiu rozmaitych niezrozumiałych kwestii.

Podczas wszytkich lat spędzonych na pracy nad rozprawą doktorską spotkałem również wspaniałych ludzi spoza mojej Alma Mater. W tym miejscu szczególnie chciałbym podziękować prof. Józefowi Barnasiowi z Uniwersytetu Adama Mickiewicza oraz Instytutu Fizyki Molekularnej PAN w Poznaniu, za współpracę, wiele bezcennych wskazówek i życzliwą niestrudzoną pomoc w redagowaniu większości manuskryptów, stanowiących zasadniczą część pracy. Wyrazy wielkiej wdzięczności chciałbym wyrazić prof. Tomaszowi Stobieckiemu, bez którego wielkiej pomocy ukończenie niniejszej pracy nie byłoby możliwe. Dziękuję za wielogodzinne inspirujące rozmowy na temat fizyki i nie tylko, za bezcenne rady i wskazówki, wyjaśnianie zawiłości pomiarowych eksperymentów, i niezwykłą życzliwość. Podziękowania składam również całemu zespołowi z AGH pracującemu pod kierunkiem Profesora, a szczególnie: dr Witoldowi Skowrońskiemu, mgr inż. Markowi Frankowskiemu, mgr inż. Sławomirowi Ziętkowi, dr Maciejowi Czapkiewiczowi, oraz panu Jakubowi Chęcińskiemu z którymi miałem przyjemność współpracować. Chciałem podziękować również dr Pavelowi Balážowi z Uniwersytetu Adama Mickiewicza za cenne dyskusje. Swe wyrazy wdzięczności kieruję również poza granice: prof. Gerritowi Bauerowi z Universytetu Tohoku i Politechniki w Delft za życzliwość, pomoc w podjęciu tematyki badań nad spinową kalorytroniką i redakcji manuskryptu oraz prof. Ke Xia z Normalnego Uniwersytetu w Pekinie za owocną współpracę (Dear Gerrit, Ke - thank you for your kindness and fruitful cooperation !).

Szczególne miejsce na podziękowanie zarezerwowałem jednak, dla osób niezwiązanych bezpośrednio z prowadzonymi badaniami naukowymi. Dziękuję przede wszystkim moim najbliższym: mojej ukochanej Żonie Magdalenie, moim dzieciom Józiowi i Ignasiowi - że zawsze byliście ze mną, moim Rodzicom, dzięki wsparciu którym mogłem podjąć i ukończyć studia fizyczne, a następnie podjąć pracę naukową, moim dziadkom: dziadkowi Romkowi (R.†I.†P.†A.D. 2014) oraz babci Jadzi za to, że zawsze mogłem na nich liczyć. Chciałem również złożyć serdeczne podziękowania moim Teściom Marioli i Markowi Niedźwiedziom, za nieocenioną pomoc, dzięki której możliwe było ukończenie niniejszej pracy. Dziękuję mojemu nieodzownemu druhowi dr Markowi Pawłowskiemu z Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, za 13 lat wspólnego przeżywania wzlotów i ..mniejszych wzlotów podczas studiowania fizyki, za długie dyskusje przy kawie, promieniach lasera i szumie pomp próżniowych.

Lista osób, którym należą się wyrazy wdzięczności jest dużo dłuższa, jednak wszystkim wymienionym i niewymienionym z imienia i nazwiska składam serdeczne podziękowania!

Poszczególne etapy pracy otrzymywały finansowanie z różnych źródeł: rozdział 10 był współfinasowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego, w ramach projektu „Program Rozwojowy Politechniki Warszawskiej" realizowanego przez Centrum Studiów Zaawansowanych. Rozdziały 9 i 10 zostały sfinansowane ze środków polsko-szwajcarskiego programu „Swiss Contribution" w ramach grantu NANOSPIN Nr PSPB-045/2010. Finansowanie pracy z rozdziału 11 pochodziło z grantu Harmonia-2012/04/M/ST7/00799 Narodowego Centrum Nauki. Rozdziały 9 i 11 powstały dzięki wykorzystaniu infrastruktury obliczeniowej PL-Grid. Pozostałe rozdziały uzyskały dodatkowe finansowanie w ramach otrzymanego stypendium Dziekana Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej (2011) oraz Grantu Dziekańskiego (2012).

A. Operator spinu i prąd spinowy

A.1. Macierz obrotu spinora

Do naszych celów będzie ważny obrót wektora spinu wokół jednej z osi - OX. Sytuację geometryczną przedstawia rysunek (A.1). Współrzędne x' i z' dowolnego wektora w układzie $OX'Y'Z'$ można zapisać jako:

$$y' = R\cos(\alpha+\theta) = R\cos\alpha\cos\theta - R\sin\alpha\sin\theta = y\cos\theta - z\sin\theta \tag{A.1}$$

$$z' = R\sin(\alpha+\theta) = R\sin\alpha\cos\theta + R\cos\alpha\sin\theta = z\cos\theta + y\sin\theta$$

Zatem składowa z'-owa wektora operatora rzutu spinu na oś Z' przedstawiamy w formie:

$$\hat{S}'_Z = \hat{S}_Z\cos\theta + \hat{S}_Y\sin\theta = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} \cos\theta & -i\sin\theta \\ i\sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

Wartości własne takiego operatora wynoszą w układzie $OX'Y'Z'$ odpowiednio $+\frac{\hbar}{2}$ oraz $-\frac{\hbar}{2}$. Wektory własne operatora spinu transformują się w nieco innej formie, a mianowicie tak, by podziałanie operatorem obrotu spinora na wektor własny $\hat{S}_Z$ w układzie $OXYZ$ dało nowe wektory, będące wektorami własnymi operatora $\hat{S}'_Z$ w układzie $OX'Y'Z'$. Można pokazać[59], że operator obrotu o dowolny skończony kąt θ wokół dowolnej osi o wersorze $\vec{n}$ wyraża się wzorem:

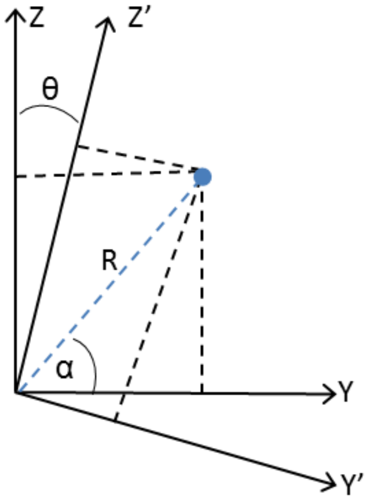
$$\hat{\mathrm{R}}(\theta) = \exp\left(-\frac{\theta}{\mathrm{\hbar}}\hat{S}\cdot\vec{\mathrm{n}}\right) \tag{A.3}$$

co po rozwinięciu w szereg Taylora można zapisać jako:

$$\hat{\mathrm{R}}(\theta) = \left(\cos\frac{\theta}{2}\mathrm{I} + \mathrm{i}\vec{\sigma}\cdot\vec{\mathrm{n}}\right) \tag{A.4}$$

gdzie $\vec{\sigma}$ jest wektorem macierzy Pauliego, a I to macierz jednostkowa. Podstawiając macierze Pauliego to powyższego wzoru otrzymujemy trzy kolejne macierze obrotu o kąt θ wokół osi OX, OY i OZ odpowiednio:

$$\hat{\mathrm{R}}_{\mathrm{OX}}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} & i\sin\frac{\theta}{2} \\ i\sin\frac{\theta}{2} & \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \tag{A.5}$$



Rysunek A.1. Obrót układu współrzędnych wokół osi OX.

$$\hat{\mathrm{R}}_{\mathrm{OY}}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} & \sin\frac{\theta}{2} \\ -\sin\frac{\theta}{2} & \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

$$\hat{\mathrm{R}}_{\mathrm{OZ}}(\theta) = \begin{pmatrix} \exp\left(i\frac{\theta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\right) \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

Wykorzystując powyższe operatory, wektory własne z układu $OXYZ$: $|\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ oraz $|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ łatwo zapisać w nowym układzie $OX'Y'Z'$ obróconym o kąt θ wokół osi OX jako:

$$|\downarrow\rangle' = \begin{pmatrix} i\sin\frac{\theta}{2} \\ \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, |\uparrow\rangle' = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ i\sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

Bezpośrednim rachunkiem można sprawdzić, że takie wektory są wektorami własnymi operatora $\hat{S}'_Z$ wyrażonego przez (A.2).

A.2. Prąd spinowy

Wektor prąd spinowego jest wyrażony jako iloczyn zewnętrzny[53]:

$$\hat{j} = \frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}(\Psi^*_{\vec{k}}\vec{\sigma} \bigotimes \nabla\Psi_{\vec{k}})$$

A.2.1. Ciągłość składowej z prądu spinowego($\hat{j}_{xz}$) na interfejsie - przeliczenie wyniku z [53]

Rozpatrując ruch w kierunku prostopadłym do interfejsu(płaszczyzny złącza), tj. w kierunku x, otrzymujemy postać 3 składowych prądu spinowego:

$$\hat{j}_{xx} = \mathrm{Im}\left(\frac{i\hbar^2}{2m}\left[\frac{d\psi_\uparrow^*}{dx}\psi_\downarrow - \psi_\uparrow^*\frac{d\psi_\downarrow}{dx}\right]\right) \tag{A.9}$$

$$\hat{j}_{xy} = \mathrm{Re}\left(\frac{i\hbar^2}{2m}\left[\frac{d\psi_\uparrow^*}{dx}\psi_\downarrow - \psi_\uparrow^*\frac{d\psi_\downarrow}{dx}\right]\right) \tag{A.10}$$

$$\hat{j}_{xz} = \frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}\left[\psi_\uparrow^*\frac{d\psi_\uparrow}{dx} - \psi_\downarrow^*\frac{d\psi_\downarrow}{dx}\right] \tag{A.11}$$

Używając funkcji falowych (3.3) i (3.4) z rozdziału 3 możemy policzyć różnicę pomiędzy prądem spinowym po lewej i prawej stronie tamtejszego interfejsu. Otzymujemy:

$$\begin{gathered}\hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{xz,I}} - \hat{\mathrm{j}}_{\mathrm{xz,II}} = \tfrac{\hbar^2}{2\mathrm{m}}\mathrm{Im}\,[\,\left(\mathrm{ik}\cos\tfrac{\theta}{2}\mathrm{e}^{\mathrm{ikx}} - \mathrm{ik}\cos\tfrac{\theta}{2}\mathrm{r}_\uparrow\mathrm{e}^{-\mathrm{ikx}}\right)\left(\mathrm{e}^{-\mathrm{ikx}}\cos\tfrac{\theta}{2} + \mathrm{e}^{\mathrm{ikx}}\mathrm{r}_\uparrow^*\cos\tfrac{\theta}{2}\right) - \\ - \left(i^2k\sin\tfrac{\theta}{2}e^{ikx} - i^2k\sin\tfrac{\theta}{2}r_\downarrow e^{-ikx}\right)\left(-ie^{-ikx}\sin\tfrac{\theta}{2} - ie^{ikx}r_\downarrow^*\sin\tfrac{\theta}{2}\right)\,] + \\ + ik\left(t_\downarrow t_\downarrow^*\sin^2\tfrac{\theta}{2}\right) - ik\left(t_\uparrow t_\uparrow^*\cos^2\tfrac{\theta}{2}\right)\end{gathered} \tag{A.12}$$

Po wymnożeniu i uporządkowaniu dostajemy:

$$\begin{gathered}\hat{j}_{xz,I} - \hat{j}_{xz,II} = \frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}\left[ik\cos^2\frac{\theta}{2} - ik\sin^2\frac{\theta}{2}\right] + \\ + \frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}\left[ik\sin^2\frac{\theta}{2}r_\downarrow^2 - ik\cos^2\frac{\theta}{2}r_\uparrow^2\right] + \\ + \frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}\left[+ike^{2ikx}\left(ikr_\uparrow^*\cos^2\frac{\theta}{2} - ikr_\downarrow^*\sin^2\frac{\theta}{2}\right) + ike^{-2ikx}\left(ikr_\downarrow^*\sin^2\frac{\theta}{2} - ikr_\uparrow^*\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\right] + \\ + ikt_\downarrow^2\sin^2\frac{\theta}{2} - ikt_\uparrow^2\cos^2\frac{\theta}{2}\end{gathered}$$

W dwóch pierwszych wierszach mamy liczby rzeczywiste. W przedostatnim wierszu mamy 2 pary liczb zespolonych, które w ogólnym przypadku można zapisać jako: $z_3^*(z_1 + z_2) + z_3(z_1^* + z_2^*) = 0$. Zatem przekształcając dwa pierwsze i ostatni wiersz otrzymujemy:

$$\hat{j}_{xz,I} - \hat{j}_{xz,II} = ik\cos\theta - ik\cos^2\frac{\theta}{2}r_\uparrow^2 + ik\sin^2\frac{\theta}{2}r_\downarrow^2 + ikt_\downarrow^2\sin^2\frac{\theta}{2} - ikt_\uparrow^2\cos^2\frac{\theta}{2}$$

Wykorzystując fakt: $t^2_{\uparrow,\downarrow} + r^2_{\uparrow,\downarrow} = 1$, otrzymujemy:

$$\hat{j}_{xz,I} - \hat{j}_{xz,II} = 0$$

co jest zgodne z pracą[53].

A.2.2. Równanie ciągłości dla prądu spinowego

Za pracą [63] wprowadzamy operator gęstości spinowej: $\vec{s}(\vec{r},t) = \frac{\hbar}{2}\left[\Psi^\dagger_{II}(\vec{r},t)\vec{\sigma}\Psi_{II}(\vec{r},t)\right]$. Dla uproszczenia zapisu skrótowo zapisujemy: $\Psi_{II}(\vec{r},t) \equiv \Psi_{II}, \Psi^\dagger_{II}(\vec{r},t) \equiv \Psi^\dagger_{II}, \vec{s}(\vec{r},t) \equiv \vec{s}$. Symbol $\dagger$ oznacza tutaj sprzężenie hermitowskie. Spinor Ψ_{II} jest wektorem kolumnowym $\Psi_{\mathrm{II}} = \begin{pmatrix} \psi_\uparrow \\ \psi_\downarrow \end{pmatrix}$, zaś spinor $\Psi^\dagger_{\mathrm{II}}$ jest wektorem wierszowym $\left[\psi^*_\uparrow, \psi^*_\downarrow\right]$. Gwiazdka $*$ oznacza sprzężenie zespolone.

Liczymy pochodną po czasie nowo wprowadzonego operatora:

$$\frac{\partial\vec{s}}{\partial t} = \frac{\hbar}{2}\left(\frac{\partial\Psi^\dagger_{II}}{\partial t}\vec{\sigma}\Psi_{II} + \Psi^\dagger_{II}\vec{\sigma}\frac{\partial\Psi_{II}}{\partial t}\right) \tag{A.13}$$

Korzystamy z zależnego od czasu równania Schrödingera $\frac{-i}{\hbar}\hat{H}\Psi_{II} = \frac{\partial\Psi_{II}}{\partial t}$ oraz jego sprzężenia zespolonego $\frac{i}{\hbar}\hat{H}^\dagger\Psi^\dagger_{II} = \frac{\partial\Psi^\dagger_{II}}{\partial t}$. Po podstawieniu tych wyrażeń otrzymujemy:

$$\frac{\partial\vec{s}}{\partial t} = \frac{\hbar}{2}\frac{1}{i\hbar}\left[\Psi^\dagger_{II}\vec{\sigma}\hat{H}\Psi_{II} - \hat{H}^\dagger\Psi^\dagger_{II}\sigma\Psi_{II}\right] \tag{A.14}$$

Rozważmy najpierw część kinetyczną hamiltonianu tj. część $\frac{\hat{p}^2}{2m}$. Dla uproszczenia rachunków założymy również, że część przestrzenna funkcji falowej ma składową tylko w kierunku x. Należy zwrócić uwagę, iż dwa składniki w wyrażeniu (A.14) nie opisują iloczynu skalarnego części przestrzennych spinora (brak całki), a jedynie iloczyn skalarny części spinowych. Nie można zatem przestawiać operatora energii kinetycznej korzystając z jego hermitowskigo charakteru, gdyż operator ten działa na część przestrzenną spinora. Podstawiając w jawnej postaci operator energii kinetycznej ($\frac{\hat{p_x}^2}{2m}$) do (A.14), otrzymamy:

$$\frac{\partial\vec{s}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\left[\nabla^2_x\Psi^\dagger_{II}\vec{\sigma}\Psi_{II} - \Psi^\dagger_{II}\vec{\sigma}\nabla^2_x\Psi_{II}\right] \tag{A.15}$$

Znak wektora nad symbolem macierzy Pauliego oznacza, że część spinowa funkcji falowej ma z kolei 3 składowe (x,y,z), a co za tym idzie operator gęstości spinowej również ma 3 składowe: $\mathrm{s_x}, \mathrm{s_y}, \mathrm{s_z}$. Równanie (A.15) jest więc równaniem wektorowym. Rozpiszemy to równanie dla każdej ze składowych z osobna. Dla składowej j-tej mamy więc:

$$\frac{\partial \mathrm{s_j}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\left[\left[\nabla_x^2\psi_\uparrow^*, \nabla_x^2\psi_\downarrow^*\right]\sigma_j \begin{pmatrix} \psi_\uparrow \\ \psi_\downarrow \end{pmatrix} - \left[\psi_\uparrow^*, \psi_\downarrow^*\right]\sigma_j \begin{pmatrix} \nabla_x^2\psi_\uparrow \\ \nabla_x^2\psi_\downarrow \end{pmatrix}\right] \tag{A.16}$$

Dla składowej $j = \mathrm{x}$ ($\sigma_j = \sigma_x$) otrzymujemy:

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\left[(\nabla_x^2\psi_\uparrow^*)\psi_\downarrow + (\nabla_x^2\psi_\downarrow^*)\psi_\uparrow - \psi_\uparrow^*(\nabla_x^2\psi_\downarrow) - \psi_\downarrow^*(\nabla_x^2\psi_\uparrow)\right] \tag{A.17}$$

Korzystając z własności pochodnej iloczynu ($(f'g - fg')' = f''g - fg''$) przepisuję powyższe równanie w formie:

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\left[\nabla_x\big((\nabla_x\psi_\uparrow^*)\psi_\downarrow - \psi_\uparrow^*(\nabla_x\psi_\downarrow)\big) + \nabla_x\big((\nabla_x\psi_\downarrow^*)\psi_\uparrow - \psi_\downarrow^*(\nabla\psi_\uparrow)\big)\right] \tag{A.18}$$

Operator ∇_x można wyciągnąć przed nawias:

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\left[\nabla_x\big((\nabla_x\psi_\uparrow^*)\psi_\downarrow - \psi_\uparrow^*(\nabla_x\psi_\downarrow) + (\nabla_x\psi_\downarrow^*)\psi_\uparrow - \psi_\downarrow^*(\nabla\psi_\uparrow)\big)\right] \tag{A.19}$$

Następnie możemy wrócić do zapisu wektorowego:

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\nabla_x\left[\left[\nabla_x\psi_\uparrow^*, \nabla_x\psi_\downarrow^*\right]\sigma_x \begin{pmatrix} \psi_\uparrow \\ \psi_\downarrow \end{pmatrix} - \left[\psi_\uparrow^*, \psi_\downarrow^*\right]\sigma_x \begin{pmatrix} \nabla_x\psi_\uparrow \\ \nabla_x\psi_\downarrow \end{pmatrix}\right] \tag{A.20}$$

lub

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\nabla_x\left[\nabla_x\Psi_{II}^\dagger\sigma_x\Psi_{II} - \Psi_{II}^\dagger\sigma_x\nabla_x\Psi_{II}\right] = \frac{\hbar^2}{4mi}\nabla_x\left[\mathcal{A} - \mathcal{B}\right] \tag{A.21}$$

Każdy ze składników w powyższym równaniu w wyniku daje liczbę(zespoloną). Zapiszmy drugi składnik jako iloczyn macierzowy: $\mathcal{B} = \Psi_{II}^\dagger\sigma_x(\nabla_x\Psi_{II}) = ABC$. Sprzęgnijmy po hermitowsku ten iloczyn, tj. $(ABC)^\dagger = (BC)^\dagger A^\dagger = C^\dagger B^\dagger A^\dagger$. Podstawiając z powrotem za A, B, C wyrażenia $\Psi_{II}^\dagger$, σ_x oraz $\nabla_x\Psi_{II}$ otrzymamy, że $\mathcal{B} = (\nabla_x\Psi_{II})^\dagger\sigma_x^\dagger(\Psi_{II}^\dagger)^\dagger = \nabla_x\Psi_{II}^\dagger\sigma_x\Psi_{II}^\dagger$. Oznacza to, że $\mathcal{B}^\dagger = A$, zatem równanie (A.21) można zapisać jako:

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{4mi}\nabla_x\left[\mathcal{B}^\dagger - \mathcal{B}\right] \tag{A.22}$$

Sprzężenie hermitowskie liczby $\mathcal{B}$ jest zwyczajnym sprzężeniem zespolonym. A zatem: $\mathcal{B}^* - \mathcal{B} = (a - \mathrm{i}b) - (a + \mathrm{i}b) = -2\mathrm{i}b = -2i\mathrm{Im}\mathcal{B}$ Ostateczny wynik dla składowej x można więc zapisać jako:

$$\frac{\partial \mathrm{s_x}}{\partial t} = -\nabla_x\left(\frac{\hbar^2}{2m}\mathrm{Im}\Psi_{II}^\dagger\sigma_x\nabla_x\Psi_{II}\right) = -\nabla_x\hat{j}_x \tag{A.23}$$

Obliczenia dla składowej $\mathrm{s_y}$ i $\mathrm{s_z}$ prowadzą do podobnych wyrażeń:

$$\frac{\partial \mathrm{s_y}}{\partial t} = -\nabla_x \left(\frac{\hbar^2}{2m} \mathrm{Im} \Psi_{II}^\dagger \sigma_y \nabla_x \Psi_{II} \right) = -\nabla_x \hat{j}_y \tag{A.24}$$

$$\frac{\partial \mathrm{s_z}}{\partial t} = -\nabla_x \left(\frac{\hbar^2}{2m} \mathrm{Im} \Psi_{II}^\dagger \sigma_z \nabla_x \Psi_{II} \right) = -\nabla_x \hat{j}_z \tag{A.25}$$

Te trzy otrzymane równości można zapisać w formie jednego równania wektorowego w postaci:

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} = -\nabla_x \left(\frac{\hbar^2}{2m} \mathrm{Im} \Psi_{II}^\dagger \vec{\sigma} \nabla_x \Psi_{II} \right) = -\nabla_x \hat{j} \tag{A.26}$$

Ogólnienie powyższego równania na przypadek trójwymiarowy, tj. gdy składowe przestrzenne spinorów są funkcjami $\psi_{\uparrow,\downarrow}(\vec{r})$, możemy zapisać w formie:

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\hbar^2}{2m} \mathrm{Im} \left(\Psi_{\mathrm{II}}{}^\dagger \vec{\sigma} \bigotimes \vec{\nabla} \Psi_{\mathrm{II}} \right) \right) = -\vec{\nabla} \cdot \hat{j} \tag{A.27}$$

Gęstość prądu spinowego $\hat{j}$ jest w tym wypadku tensorem o 9 składowych.

Powyższy wynik jest jedynie częściowy, gdyż w powyższych obliczeniach uwzględniony został tylko operator energii kinetycznej. Drugą częścią hamiltonianu, który należy wstawić do równania (A.14) jest człon opisujący oddziaływanie pomiędzy nośnikami prądu spinowego (spolaryzowanymi spinowo elektronami) a momentem spinowym warstwy przez którą przepływają. Tę część hamiltonianu zapiszemy jako: $\hat{H}_i = J\vec{\sigma} \cdot \vec{S}$. Podstawiając ten hamiltonian do (A.14) otrzymujemy:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{J}{2i} \left[\Psi_{II}^* \vec{\sigma} (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}) \Psi_{II} - (\vec{\sigma} \cdot \vec{S})^* \Psi_{II}^* \vec{\sigma} \Psi_{II} \right] \tag{A.28}$$

Operator energii $\hat{H}_i$ jest hermitowski i działa jedynie na stan spinowy. Jak wcześniej wspomniano, dla części spinowych powyższe wyrażenia są zapisem iloczynu skalarnego, a zatem tym razem możemy skorzystać z samosprzężonego charakteru $\hat{H}_i$. Dzięki temu możemy przepisać powyższe równanie jako:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{\hbar}{2} \frac{J}{i\hbar} \left[\Psi_{II}^* \vec{\sigma} (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}) \Psi_{II} - \Psi_{II}^* (\vec{\sigma} \cdot \vec{S}) \vec{\sigma} \Psi_{II} \right] \tag{A.29}$$

Rozpisując iloczyny skalarne w powyższym równaniu oraz wymnażając je lewostronnie (w pierwszym składniku) oraz prawostronnie (w drugim składniku) przez $\vec{\sigma}$ dostajemy:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{J}{2i} \left[\Psi_{II}^* \left((\sigma_x\sigma_y - \sigma_y\sigma_x) S_y \hat{\mathrm{i}} + (\sigma_x\sigma_z - \sigma_z\sigma_x) S_z \hat{\mathrm{i}} + (\sigma_y\sigma_x - \sigma_x\sigma_y) S_x \hat{\mathrm{j}} + \right. \right.$$

$$(\sigma_y\sigma_z - \sigma_z\sigma_y)S_y\hat{\mathrm{j}} + (\sigma_z\sigma_x - \sigma_x\sigma_z)S_x\hat{\mathrm{k}} + (\sigma_z\sigma_y - \sigma_y\sigma_z)S_y\hat{\mathrm{k}}\Big)\,\Psi_{II}\Big] \tag{A.30}$$

Powyższe równanie zostało tak zapisane dzięki temu, iż $\vec{S}$ oraz $\vec{\sigma}$ komutują. Nie komutują natomiast pary różnych składowych $\vec{\sigma}$. Własności komutacyjne macierzy Pauliego pozwalają na dalsze uproszczenie wyrażenia (A.30):

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{J}{2i}2i\left[\Psi^*_{II}\left((\sigma_z S_y - \sigma_y S_z)\hat{\mathrm{i}} + (\sigma_x S_z - \sigma_z S_x)\hat{\mathrm{j}} + (\sigma_y S_x - \sigma_x S_y)\hat{\mathrm{k}}\right)\Psi_{II}\right] \tag{A.31}$$

lub

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{2J}{\hbar}\left[\left((s_z S_y - s_y S_z)\hat{\mathrm{i}} + (s_x S_z - s_z S_x)\hat{\mathrm{j}} + (s_y S_x - s_x S_y)\hat{\mathrm{k}}\right)\right] \tag{A.32}$$

W powyższym równaniu daje się łatwo zauważyć składowe iloczynu wektorowego $\vec{S} \times \vec{s}$. Możemy zatem ostatecznie napisać:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{2J}{\hbar}\left[\vec{S} \times \vec{s}\right] \tag{A.33}$$

Łącząc powyższy wynik z (A.27) otrzymujemy pełne równanie ciągłości dla prądu spinowego:

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = -\nabla \cdot \hat{j} + \frac{2J}{\hbar}\left[\vec{S} \times \vec{s}\right] \tag{A.34}$$

B. Moment siły STT a układ sferyczny - przypadek obrotu wokół osi OY

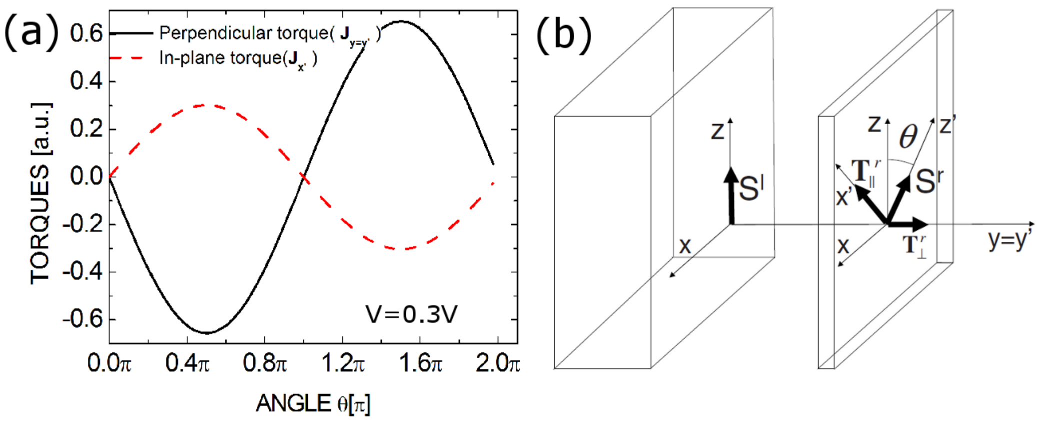
Wprowadzony w rozdziale 7.2 wektorowy zapis momentu siły STT pozwolił na zapisanie jego dwóch składowych w następujący sposób:

$$\vec{\tau}_{\parallel} = \tau_{\parallel}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} = -\tau_{\parallel} \sin\theta \hat{\mathrm{e}}_{\theta} \tag{B.1}$$

oraz

$$\vec{\tau}_{\perp} = \tau_{\perp}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{r}} \times \hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{z}} = -\tau_{\perp} \sin\theta \hat{\mathrm{e}}_{\phi} \tag{B.2}$$

Z drugiej strony, zgodnie z modelem zaprezentowanym w rozdziale 5, te same składowe momentu siły mogą być wyrażone przez odpowiednie składowe prądu spinowego. W modelu tym przyjęto, że układ współrzędnych warstwy swobodnej jest obrócony względem układu współrzędnych warstwy referencyjnej o kąt θ wokół osi OX, zaś osie z i z′ (w układzie obróconym) pokrywają się z kierunkami wektorów momentu spinowego obu warstw. W dodatku tym przedyskutowany zostanie krótko przypadek, gdy układ współrzędnych warstwy swobodnej jest obrócony względem osi OY. W tym przypadku, zgodnie z modelem elektronów



Rysunek B.1. (a) Obliczone w ramach modelu swobodnych elektronów składowe $\vec{\tau}_{\parallel} = \mathrm{J}_{\mathrm{x}'}$, $\vec{\tau}_{\perp} = \mathrm{J}_{\mathrm{y}}$ momentu obrotowego STT w funkcji kąta θ pomiędzy momentami spinowymi warstwy referencyjnej i swobodnej przy napięciu $\mathrm{V} = 0.3\mathrm{V}$, (b) schemat i użyta geometria złącza tunelowego (źródło:[51])

swobodnych [51] i definicjami wersorów układu sferycznego, można zapisać:

$$\vec{\tau}_{\parallel} = \mathrm{J}_{\mathrm{x}'}\hat{\mathrm{e}}'_{\mathrm{x}} = -\mathrm{J}_{\mathrm{x}'}\hat{\mathrm{e}}_{\theta} \tag{B.3}$$

oraz

$$\vec{\tau}_{\perp} = \mathrm{J}_{\mathrm{y}}\hat{\mathrm{e}}_{\mathrm{y}} = -\mathrm{J}_{\mathrm{y}}\hat{\mathrm{e}}_{\phi} \tag{B.4}$$

W pracach [51, 97] policzono składowe obu indukowanych prądem momentów obrotowych w złączu tunelowym dla obrotów wokół osi OY (rys.B.1). Zgodnie ze znakami składowych prądu spinowego z rys.B.1(a) dla kątów $\theta \in (0, \pi)$ oraz wyrażeniami (B.3) i (B.4) dochodzimy do wniosku, iż składowa momentu siły $\vec{\tau}_{\parallel}$ działa w kierunku $-\hat{\mathrm{e}}_{\theta}$, a składowa $\vec{\tau}_{\perp}$ w kierunku $\hat{\mathrm{e}}_{\phi}$, czyli dokładnie tak samo jak w przypadku obrotu wokół osi OX (por. roz. 7.2). Należy zatem przyjąć, że występujące w wyrażeniach (B.2) i (B.1) skalarne amplitudy momentów sił STT mają następujące znaki: $\vec{\tau}_{\parallel} > 0$ oraz $\vec{\tau}_{\perp} < 0$.

C. Bezwymiarowe równanie LLGS

W dodatku tym przekształcone zostanie równanie LLGS do postaci bezwymiarowej. Punktem wyjścia będzie pełne wyrażenie energii magnetostatycznej wprowadzone w rozdziale 8.1 w postaci:

$$\mathrm{U} = \mathrm{K}\sin^2\theta + \mathrm{K_p}\cos^2\phi\sin^2\theta +$$

$$+ \mathrm{SH}(\cos\phi\sin\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} + \sin\phi\sin\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} + \cos\theta\cos\theta_\mathrm{H}) \tag{C.1}$$

Dzieląc powyższe wyrażenie przez stałą anizotropii K otrzymujemy bezwymiarową energię magnetostatyczną:

$$\mathcal{U} = \frac{\mathrm{U}}{\mathrm{K}} = \sin^2\theta + \mathrm{h_p}\cos^2\phi\sin^2\theta +$$

$$+ 2\mathrm{h}(\cos\phi\sin\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} + \sin\phi\sin\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} + \cos\theta\cos\theta_\mathrm{H}) \tag{C.2}$$

gdzie $\mathrm{h_p} = \frac{\mathrm{K_p}}{\mathrm{K}}$ to bezwymiarowa stała anizotropii płaszczyzny i $\mathrm{h} = \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{H_K}}$ to bezwymiarowe pole zewnętrzne. Oznaczenie na h wprowadzone jest w taki sposób, dlatego, że: $\frac{\mathrm{SH}}{\mathrm{K}} = 2\frac{\mathrm{SH}}{\mathrm{SH_K}} = 2\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{H_K}}$ (H_K to pole anizotropii jednoosiowej tożsame z polem przełączania w jednodomenowym modelu Stonera-Wolfartha[127]). Należy zwrócić uwagę, iż znormalizowanie energii przez stałą anizotropii skutkować winno podzieleniem amplitud momentów siły $\tau_\parallel$ i $\tau_\perp$ również przez tę wielkość. Przypominam, że amplitudy te są już podzielone przez grubość warstwy swobodnej $\mathrm{d_f}$. Następnym krokiem jest policzenie pochodnych energii magnetostatycznej U z równania (7.19). Jako wynik otrzymujemy:

$$\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta} = 2\mathrm{K}\sin\theta\cos\theta + 2\mathrm{Kh_p}\cos^2\phi\sin\theta\cos\theta + 2\mathrm{Kh}(\cos\phi\cos\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} +$$

$$+ \sin\phi\cos\theta\sin\phi_H\sin\theta_H - \sin\theta\cos\theta_H) \tag{C.3}$$

$$\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi} = -2\mathrm{Kh_p}\cos\phi\sin\phi\sin^2\theta + 2\mathrm{Kh}(\cos\phi\sin\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} - \sin\phi\sin\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}) \tag{C.4}$$

Podstawiając powyższe pochodne do równania LLGS (7.19) otrzymuje się:

$$\begin{pmatrix} \dot{\theta} \\ \dot{\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_e}{1+\alpha^2}\Bigg(\frac{1}{\mathrm{S}\sin\theta}\Big[-2\mathrm{Kh_p}\cos\phi\sin\phi\sin^2\theta + 2\mathrm{Kh}(\cos\phi\sin\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}- \\ -\sin\phi\sin\theta\cos\phi_H\sin\theta_H)\Big] - \frac{\alpha}{S}\Big[2\mathrm{K}\sin\theta\cos\theta + 2\mathrm{Kh_p}\cos^2\phi\sin\theta\cos\theta + \\ +2\mathrm{Kh}\big(\cos\phi\cos\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}+ \\ \sin\phi\cos\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} - \sin\theta\cos\theta_\mathrm{H}\big)\Big] - \frac{\sin\theta}{\mathrm{S}}(\tau_\parallel + \alpha\tau_\perp)\Bigg) \\ \\ \frac{\gamma_e}{1+\alpha^2}\Bigg(-\frac{1}{S\sin\theta}\big[2\mathrm{K}\sin\theta\cos\theta + 2\mathrm{Kh_p}\cos^2\phi\sin\theta\cos\theta + \\ +2\mathrm{Kh}\big(\cos\phi\cos\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}+ \\ +\sin\phi\cos\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} - \sin\theta\cos\theta_\mathrm{H}\big)\big]- \\ -\frac{\alpha}{\mathrm{S}\sin^2\theta}\big[-2\mathrm{Kh_p}\cos\phi\sin\phi\sin^2\theta + 2\mathrm{Kh}(\cos\phi\sin\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}- \\ -\sin\phi\sin\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H})\big] - \frac{1}{\mathrm{S}}(-\alpha\tau_\parallel + \tau_\perp)\Bigg) \end{pmatrix} \tag{C.5}$$

Po pomnożeniu obustronnie przez $\frac{\mathrm{S}}{2\mathrm{K}}\frac{1+\alpha^2}{\gamma_e}$ oraz uporządkowaniu wyrazów otrzymujemy ostateczny wynik, tj. bezwymiarowe równanie LLGS na kąty sferyczny i azymutalny:

$$\begin{pmatrix} \theta' \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Bigg(\Big[-\mathrm{h_p}\cos\phi\sin\phi\sin\theta + \mathrm{h}(\cos\phi\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}- \\ -\sin\phi\cos\phi_H\sin\theta_H)\Big] - \alpha\Big[\sin\theta\cos\theta + \mathrm{h_p}\cos^2\phi\sin\theta\cos\theta + \\ +\mathrm{h}\big(\cos\phi\cos\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}+ \\ \sin\phi\cos\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} - \sin\theta\cos\theta_\mathrm{H}\big)\Big] - \sin\theta(\frac{\tau_\parallel}{2\mathrm{K}} + \alpha\frac{\tau_\perp}{2\mathrm{K}})\Bigg) \\ \\ \Bigg(-\big[\cos\theta + \mathrm{h_p}\cos^2\phi\cos\theta + \\ +\frac{\mathrm{h}}{\sin\theta}\big(\cos\phi\cos\theta\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}+ \\ +\sin\phi\cos\theta\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H} - \sin\theta\cos\theta_\mathrm{H}\big)\big]- \\ -\alpha\big[-\mathrm{h_p}\cos\phi\sin\phi + \frac{\mathrm{h}}{\sin\theta}(\cos\phi\sin\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H}- \\ -\sin\phi\cos\phi_\mathrm{H}\sin\theta_\mathrm{H})\big] + (\alpha\frac{\tau_\parallel}{2\mathrm{K}} - \frac{\tau_\perp}{2\mathrm{K}})\Bigg) \end{pmatrix} \tag{C.6}$$

Symbol $'$ oznacza pochodną po czasie bezwymiarowym zdefiniowanym jako $\tau \equiv \frac{\mathrm{t}\gamma_e\mathrm{H_K}}{1+\alpha^2}$. Równanie w pełnej formie (C.6) może być rozwiązywane numerycznie za pomocą metody Rungego-Kutty(gdy h jest ustalonym polem zewnętrznym) lub za pomocą schematu Heuna(gdy h jest przypadkowym polem termicznym) (por. dodatek E).

D. Wyznaczenie amplitudy $\delta\theta$ z teorii rezonansu ferromagnetycznego(FMR)

Aby wyznaczyć analitycznie amplitudę zmian kąta z rozdziału 11 musimy skorzystać z równania LLGS przy założeniu małych drgań wokół punktu stacjonarnego. To pozwala nam stwierdzić, iż kąty azymutalny ϕ i zenitalny θ zmieniają się w czasie w sposób periodyczny wokół kierunku wyznaczonego przez pole efektywne(lub punktu stacjonarnego). Zakładamy więc rozwiązania w postaci zespolonej: $\theta(\mathrm{t}) = \theta_0 + \delta\theta \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega \mathrm{t}}$, gdzie $\delta\theta$ oznacza małą amplitudę drgań wokół punktu stacjonarnego θ_0. Podobne założenie czynimy w stosunku do kąta azymutalnego ϕ, tj. zakładamy, że $\phi(\mathrm{t}) = \phi_0 + \delta\phi \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega \mathrm{t}}$. Pochodne po czasie tych dwóch wielkości wyrażone są przez: $\dot{\theta} = \mathrm{i}\omega\delta\theta \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega \mathrm{t}} = \mathrm{i}\omega\delta\theta(\mathrm{t})$ oraz $\dot{\phi} = \mathrm{i}\omega\delta\phi \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega \mathrm{t}} = \mathrm{i}\omega\delta\phi(\mathrm{t})$ Pochodne te wstawiam do równania LLGS w postaci 7.19:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{i}\omega\delta\theta(\mathrm{t}) \\ \mathrm{i}\omega\delta\phi(\mathrm{t}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_\mathrm{e}}{1+\alpha^2}\left(\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi} - \alpha\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta} + \frac{\sin\theta}{\mathrm{S}}(-\tau_\parallel - \alpha\tau_\perp)\right) \\ \frac{\gamma_\mathrm{e}}{1+\alpha^2}\left(-\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta} - \frac{\alpha}{\sin^2\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi} - \frac{1}{\mathrm{S}}(-\alpha\tau_\parallel + \tau_\perp)\right) \end{pmatrix} \tag{D.1}$$

Następnym krokiem jaki należy wykonać, a który wynika z powyższych założeń, jest linearyzacja prawej strony (momentów sił) w równaniu 7.19 względem małych zmian kątów $\delta\theta$, $\delta\phi$ oraz względem małych zmian napięcia $\delta\mathrm{V}$. Wynikiem będzie zlinaryzowane równanie LLGS w postaci:

Po zlinearyzowaniu prawej strony powyższego równania otrzymujemy:

$$\begin{pmatrix} \begin{bmatrix} \mathrm{i}\omega(1+\alpha^2) - \frac{\gamma_\mathrm{e}}{\sin\theta}\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta\partial\phi} + \\ +\alpha\gamma_\mathrm{e}\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta^2} + \frac{\gamma_\mathrm{e}\cos\theta}{\sin^2\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi} \\ -\frac{\gamma_\mathrm{e}}{\mathrm{S}}(-\tau_\parallel - \alpha\tau_\perp)\cos\theta \end{bmatrix} & -\gamma_\mathrm{e}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\phi^2} - \alpha\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta\partial\phi}\right] \\ \begin{matrix} -\gamma_\mathrm{e}\left[\frac{\cos\theta}{\sin^2\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\theta} - \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta^2} + \right. \\ \left. 2\frac{\alpha\cos\theta}{\sin^3\theta}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial\phi} - \frac{\alpha}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\phi\partial\theta}\right] \end{matrix} & \begin{matrix} \left[\mathrm{i}\omega(1+\alpha^2) + \gamma_\mathrm{e}\left(\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta\partial\phi}\frac{1}{\sin\theta} + \right.\right. \\ \left.\left. \alpha\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\phi^2}\frac{1}{\sin^2\theta}\right)\right] \end{matrix} \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} \delta\theta(\mathrm{t}) \\ \delta\phi(\mathrm{t}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_\mathrm{e}\left[\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\phi\partial \mathrm{V}}\frac{1}{\sin\theta} - \alpha\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta\partial \mathrm{V}} + \frac{1}{\mathrm{S}}\left(-\frac{\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}} - \alpha\frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}}\right)\sin\theta\right] \\ -\gamma_\mathrm{e}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\theta\partial \mathrm{V}} + \alpha\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial\phi\partial \mathrm{V}}\frac{1}{\sin^2\theta} + \frac{1}{\mathrm{S}}\left(\alpha\frac{-\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}} + \frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}}\right)\right] \end{pmatrix} \delta\mathrm{V}(\mathrm{t}) \tag{D.2}$$

Powyższa linearyzacja została przeprowadzona wokół punktu równowagi (stacjonarnego) tj. $\theta = \theta_0, \phi = \phi_0, \mathrm{V} = 0$, wokół którego badamy dynamikę wywołaną przyłożonym napięciem zmiennym o amplitudzie $\mathrm{V_p} \neq 0$. Składowa prostopadła momentu siły STT($\tau_\perp$) nie zawiera tutaj sprzężenia międzywarstwowego, które (jako człon zachowawczy) może zostać włączone do wyrażenia na energię magnetostatyczną. Pochodna energii magnetostatycznej oraz pochodna torków indukowanych prądem (torkancje) względem przyłożonego napięcia są liczone w stanie równowagi, tj. dla napięcia $\mathrm{V} = 0$. Wyrazy oscylacyjne po lewej stronie można przedstawić w formie: $\delta\theta = \delta\theta \mathrm{e^{i\omega t}}$, $\delta\phi(\mathrm{t}) = \delta\phi \mathrm{e^{i\omega t}}$, zaś $\delta \mathrm{V(t)} = \mathrm{V_p e^{i(\omega t+\Psi)}} = \mathrm{V_p e^{i\omega t} e^{i\Psi}}$. Wprowadzone Ψ jest przesunięciem fazowym, które wcześniej zostało uwzględnione w wyrażeniu na δR w podrozdziale 11.2, a teraz musi zostać *explicité* wprowadzone do równań dynamiki. Jak widać, możemy obustronnie podzielić równanie (D.2) przez zmienny w czasie czynnik oscylacyjny $\mathrm{e^{i\omega t}}$. W dalszej kolejności (D.2) można zapisać w formie macierzowej: $\hat{A}\hat{X} = \hat{Y}$, a jego rozwiązanie ma wówczas postać: $\hat{X} = \hat{A}^{-1}\hat{Y}$, które przy oznaczeniach: $A \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial U}{\partial \phi}, B \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\phi\partial\theta}, C \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\phi^2}, D \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\theta^2}, E \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial U}{\partial\theta}, H \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\phi\partial V}, M \equiv \frac{1}{S}\frac{\partial^2 U}{\partial\theta\partial V}$

$$\Gamma = (1+\alpha^2)^2$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{\mathrm{S}}\frac{\gamma_\mathrm{e}^2}{\Gamma\sin\theta}\Bigg[-\frac{\mathrm{S}}{\sin\theta}(\mathrm{B}^2-\mathrm{CD})(1+\alpha^2) + \cos\theta\Big(\mathrm{B}[\alpha\tau_\perp+\tau_\parallel] + \frac{\alpha}{\sin\theta}\big[\mathrm{EBS} - \mathrm{C}(-\tau_\parallel - \\ -\tau_\perp\alpha\big)\Big]\Bigg] + \frac{\mathrm{S}}{\sin^2\theta}\big[\mathrm{AB}(1+2\alpha^2) - \mathrm{CE}\big] - \frac{\mathrm{S}\alpha}{\sin^3\theta}\mathrm{AC}\Big)\Bigg] \tag{D.3}$$

oraz

$$\sigma = \frac{1}{1+\alpha^2}\frac{\gamma_\mathrm{e}}{4\mathrm{S}\sin^2\theta}\big(2\mathrm{S}\alpha[2\mathrm{C}+\mathrm{D}-\mathrm{D}\cos 2\theta] + \\ \cos\theta[4\mathrm{SA}+\tau_\parallel+\alpha\tau_\perp] + \cos 3\theta[-\tau_\parallel - \alpha\tau_\perp]\big) \tag{D.4}$$

przybiera postać:

$$\begin{pmatrix}\delta\theta \\ \delta\phi\end{pmatrix} = \frac{-\gamma_e}{\Gamma(\omega^2-\omega_0^2-i\omega\sigma)}\times$$

$$\times\begin{pmatrix} \frac{\gamma_\mathrm{e}}{\mathrm{S}}(\mathrm{B}\alpha - \mathrm{C}\csc\theta)\big(\mathrm{S}\csc\theta(\mathrm{M}+\alpha\mathrm{H}\csc\theta) + \frac{\tau_\perp}{\mathrm{dV}} - \alpha\frac{\tau_\parallel}{\mathrm{dV}}\big) + \\ + [\mathrm{i}(1+\alpha^2)\omega + \gamma_\mathrm{e}\csc\theta(\mathrm{B}+\mathrm{C}\alpha\csc\theta)] \\ \Big[-\alpha\mathrm{M} + \mathrm{H}\csc\theta + \frac{\sin\theta}{\mathrm{S}}\Big(-\frac{\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}} - \alpha\frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}}\Big)\Big] \\ \\ \frac{1}{\mathrm{S}}\Big(\Big[-\frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}} + \alpha\frac{\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}} - \mathrm{S}\csc\theta\,(\mathrm{M}+\mathrm{H}\alpha\csc\theta)\Big]\times \\ \times\big[\mathrm{i}(1+\alpha^2)\omega + \gamma_\mathrm{e}\big(\mathrm{D}\alpha - \frac{\cos\theta}{\mathrm{S}}\big(-\tau_\parallel - \alpha\tau_\perp\big) + \frac{1}{\sin\theta}\big(\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\mathrm{A} - \mathrm{B}\big)\big)\big] - \\ -\frac{\gamma_\mathrm{e}}{\sin\theta}\big[\mathrm{D} + \mathrm{B}\alpha\frac{1}{\sin\theta} - \frac{\cos\theta}{\sin\theta}\big(\mathrm{E}+2\alpha\mathrm{A}\frac{1}{\sin\theta}\big)\big] \\ \cdot\Big[\mathrm{HS}\frac{1}{\sin\theta} - \mathrm{MS}\alpha + \sin\theta\Big(-\frac{\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}} - \alpha\frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}}\Big)\Big]\Big) \end{pmatrix}\mathrm{V_p e^{i\Psi}} \tag{D.5}$$

Kolejnym krokiem będzie wymnożenie przez sprzężenie zespolone mianownika. Ponieważ interesują nas jedynie zmiany kąta $\delta\theta$, to skupię się na pierwszym wierszu macierzy z prawej strony równania (D.5). Wynik jaki otrzymamy można zapisać w ogólnej postaci:

$$\delta\theta = \frac{-\gamma_{\mathrm{e}}\mathrm{V_p}}{\Gamma((\omega^2-\omega_0^2)^2+\omega^2\sigma^2)}(\Omega+\mathrm{i}\Sigma)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi} \tag{D.6}$$

gdzie:

$$\begin{aligned}\Omega \equiv (1+\alpha^2)\Bigg[&(\omega^2-\omega_0^2)\gamma_{\mathrm{e}}\csc^2\theta\left[\mathrm{HB}-\mathrm{CM}-\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{S}}\sin^2\theta\frac{\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}}-\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{S}}\sin\theta\frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}}\right]+\\ &-\sigma\omega^2\left[\frac{H}{\sin\theta}-\alpha M+\frac{\sin\theta}{S}\left(-\frac{d\tau_\parallel}{dV}-\alpha\frac{d\tau_\perp}{dV}\right)\right]\Bigg]\end{aligned} \tag{D.7}$$

oraz

$$\begin{aligned}\Sigma \equiv -(1+\alpha^2)\Bigg[&\sigma\omega\gamma_{\mathrm{e}}\csc^2\theta\left[\mathrm{HB}-\mathrm{CM}-\frac{\mathrm{B}}{\mathrm{S}}\sin^2\theta\frac{\mathrm{d}\tau_\parallel}{\mathrm{dV}}-\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{S}}\sin\theta\frac{\mathrm{d}\tau_\perp}{\mathrm{dV}}\right]+\\ &-\omega(\omega^2-\omega_0^2)\left[\frac{H}{\sin\theta}-\alpha M+\frac{\sin\theta}{S}\left(-\frac{d\tau_\parallel}{dV}-\alpha\frac{d\tau_\perp}{dV}\right)\right]\Bigg]\end{aligned} \tag{D.8}$$

Część rzeczywistą wyrażenia (D.6) możemy zatem zapisać jako:

$$\mathcal{R}(\delta\theta) = \frac{-\gamma_e V_p}{\Gamma((\omega^2-\omega_0^2)^2+\omega^2\sigma^2)}\left(\Omega\cos\Psi-\Sigma\sin\Psi\right)$$

E. Metody Numeryczne

E.1. Metoda Rungego-Kutty 4. rzędu

Stosowana w pracy metoda Rungego-Kutty jest iteracyjną metodą wielokrokową rozwiązywania równań różniczkowych zwyczajnych. Równanie różniczkowe w ogólnej postaci:

$$x' = f(x, t) \tag{E.1}$$

z warunkiem początkowym $x(0) = x_0$ będzie więc rozwiązywane w czterech krokach, tj. wartość poszukiwanej funkcji $x_n \equiv x(t_n)$ w kolejnym kroku czasowym będzie określona przez

$$x_{n+1} = x_n + \sum_{i=1}^{4} \Delta t k_i \tag{E.2}$$

gdzie Δt to krok czasowy, zaś k_i określone są przez wyrażenia:

$$k_1 = \frac{1}{6} f(x_n, t_n)$$

$$\begin{aligned} k_2 &= \frac{1}{3} f(x_n + \frac{\Delta t}{2} k_1, t_n + \frac{\Delta t}{2}) \\ k_3 &= \frac{1}{3} f(x_n + \frac{\Delta t}{2} k_2, t_n + \frac{\Delta t}{2}) \\ k_4 &= \frac{1}{6} f(x_n + \Delta t k_3, t_n + \Delta t) \end{aligned} \tag{E.3}$$

W kolejnych krokach całkowania powtarzany jest powyższy schemat, przy stale zwiększającym się czasie $t_{n+m} = t_n + m\Delta t$.

E.2. Schemat Heuna

Wprowadzenie w pracy stochastycznego pola termicznego do równania LLGS spowodowało, że należało użyć metody numerycznej stosowanej do rozwiązywania tego typu stochastycznych równań. Jedną z nich jest ulepszona metoda Eulera(lub schemat Heuna). Metoda ta należy do szerszej klasy metod typu korektor-predyktor. Równanie stochastyczne rozwiązywane w pracy ma ogólną postać:

$$x' = f(x,t) + \xi(t) \tag{E.4}$$

gdzie $\xi(t)$ jest członem przypadkowym. Założymy krok czasowy Δt, oraz fakt, że w obrębie tego kroku czasowego wartość członu przypadkowego jest stała, lub inaczej, że $\bar{\xi} \equiv \int_t^{t+\Delta t} \xi(t)dt$. Rozwiązanie tego typu równania następuje w dwóch krokach. Najpierw liczymy predyktor(P), czyli zwykły krok metody Eulera:

$$x_{n+1}^P = x_n + f(x,t)\Delta t + \bar{\xi}\Delta t \tag{E.5}$$

Następnie liczymy wartość funkcji w kolejnym kroku czasowym(korektor) przy użyciu predyktora:

$$x_{n+1} = x_n + \frac{1}{2}\left[(f(x_{n+1}^P, t+\Delta t) + \bar{\xi}) + (f(x_n,t) + \bar{\xi})\right]\Delta t \tag{E.6}$$

Schemat jest poprawny dla równań skalarnych jak i wektorowych. Ponieważ jednak schemat Heuna nie zachowuje normy wektora, należy po każdym kroku go normalizować.

Bibliografia

[1] CERN website [Online][dostęp 3 grudnia 2014]. dostępne pod adresem: `http://public.web.cern.ch/public/en/lhc/Computing-en.html`.

[2] CNET.com website [Online][dostęp 3 grudnia 2014]. Facebook processes more than 500 TB of data daily. dostępne pod adresem: `http://news.cnet.com/8301-1023_3-57498531-93/facebook-processes-more-than-500-tb-of-data-daily`

[3] YouTube.com website [Online][dostęp 3 grudnia 2014]. dostępne pod adresem: `http://www.youtube.com/yt/press/statistics.html`

[4] Garcia V., Bibes M. Electronics: Inside story of ferroelectric memories. *Nature*, 483, 279 (2012), doi:10.1038/483279a

[5] IBM website [Online][dostęp 3 grudnia 2014]. dostępne pod adresem: `http://www-03.ibm.com/ibm/history/`.

[6] Burr G.W.; Breitwisch M.J.; Franceschini M. M.; Garetto D.; Gopalakrishnan K.; Jackson B.; Kurdi B.N.; Lam C.H.; Lastras L.A.; Padilla A.; Rajendran B.; Raoux S.; Shenoy R.S. Phase change memory technology. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 28(2), 223 (2010), doi:10.1116/1.3301579

[7] The Economist, 2012. [Online][dostęp 3 grudnia 2014]. Phase-change memory: Altered states. Available: `http://www.economist.com/node/21560981`.

[8] Loke D., Lee T.H., Wang W.J., Shi L.P., Zhao R., Yeo Y.C., Chong T.C., Elliott S.R. Breaking the speed limits of phase-change memory. *Science*, 336(6088), 1566 (2012), doi:10.1126/science.1221561

[9] Loke D., Shi L., Wang W., Zhao R., Ng L.-T., Lim K.-G., Yang H., Chong T.-C., Yeo Y.-C. Superlatticelike dielectric as a thermal insulator for phase-change random access memory. *Applied Physics Letters*, 97(24), 243508 (2010), doi:10.1063/1.3527919

[10] Gyanathan A., Yeo Y.-C. Multi-Level Phase Change Memory Cells with SiN or Ta_2O_5 Barrier Layers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 51(2), 02BD08 (2012), doi:10.1143/JJAP.51.02BD08

[11] Waser R., Dittmann R., Staikov G., Szot K. Redox-Based Resistive Switching Memories–Nanoionic Mechanisms, Prospects, and Challenges. *Advanced Materials*, 21(25-26), 2632 (2009), doi:10.1002/adma.200900375

[12] Jeong D.S., Thomas R., Katiyar R.S., Scott J.F., Kohlstedt H., Petraru A., Hwang S.C. Emerging memories: resistive switching mechanisms and current status. *Reports on Progress in Physics*, 75(7), 076502 (2012), doi:10.1088/0034-4885/75/7/076502

[13] INTEL website [Online][dostęp 3 grudnia 2014]. Intel Timeline: A History of Innovation. dostępny pod adresem: `http://www.intel.com/content/www/us/en/history/historic-timeline.html`.

[14] C. Munce. No, Solid-State Drives Are Not Going To Kill Off Hard Drives[Online][dostęp 3 grudnia 2014]. dostępne pod adresem: `http://www.forbes.com/sites/ciocentral/2012/08/02/no-solid-state-drives-are-not-going-to-kill-off-hard-drives/`.

[15] Baibich M.N, Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices *Physical Review Letters*, 61(21), 2472 (1988), doi:10.1103/PhysRevLett.61.2472

[16] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39(7), 4828 (1989), doi:10.1103/PhysRevB.39.4828

[17] Thomson W. (Lord Kelvin) On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron. *Proceedings of The Royal Society of London*, 8, 546 (1856), doi:10.1098/rspl.1856.0144

[18] YuFeng T., ShiShen Y., Sci. Giant magnetoresistance: history, development and beyond. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 56(1), 2 (2013), doi:10.1007/s11433-012-4971-7

[19] Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54(3), 225 (1975), doi:10.1016/j.bbr.2011.03.031

[20] Moodera J. S., Kinder L.R., Wong T. M., Meservey R. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions. *Physical Review Letters* 74(16), 3273-3276 (1995), doi:10.1103/PhysRevLett.74.3273

[21] Parkin S.S.P., Kaiser C., Panchula A., Rice P.M., Hughes B., Samant M., Yang S.-H. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers. *Nature Materials* 3(12), 862-867 (2004), doi:10.1038/nmat1256

[22] Mathon J., Umerski A. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction. *Physical Review B*, 63(22), 220403 (2001), doi:10.1103/PhysRevB.63.220403

[23] Ikeda S., Hayakawa J., Ashizawa Y., Lee Y.M., Miura K., Hasegawa H., Tsunoda M., Matsukura F., Ohno H. Tunnel magnetoresistance of 604% by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature. *Applied Physics Letters*, 93(8), 082508 (2008), doi:10.1063/1.2976435

[24] Iwasaki S.-I. Perpendicular magnetic recording - Its development and realization. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324(3), 244 (2012), doi:10.1016/j.jmmm.2010.11.092

[25] Iwasaki S.-I., Nakamura Y. An analysis for the magnetization mode for high density magnetic recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 13(5), 1272 (1977), doi:10.1109/TMAG.1977.1059695

[26] Yang B.,Qin G.W., Pei W.L., Ren Y.P., Xiao N. Sputtered amorphous Co-Pt-P thin films for soft underlayer of perpendicular magnetic recording. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322(13), 1854 (2010), doi:10.1016/j.jmmm.2009.12.039

[27] Kryder M.H., Gage E.C., McDaniel T.W., Challener W.A., Rottmayer R.E., Ju G., Hsia Y.-T., Erden M.F. Heat Assisted Magnetic Recording. *Proceedings of the IEEE*, 96(11), 1810 (2008), doi:10.1109/JPROC.2008.2004315

[28] Wu A.Q., Kubota Y., Klemmer T., Rausch T., Chubing Peng, Yingguo Peng, Karns D., Xiaobin Zhu, Yinfeng Ding, Chang E.K.C., Yongjun Zhao, Hua Zhou, Kaizhong Gao, Thiele J.-U., Seigler M., Ganping Ju, Gage E. HAMR Areal Density Demonstration of 1+ Tbpsi on Spinstand. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(2), 779 (2013), doi:10.1109/TMAG.2012.2219513

[29] Yang J.K.W., Chen Y., Huang T., Duan H., Thiyagarajah N., Hui H.K., Leong S.H., Ng V. Fabrication and characterization of bit-patterned media beyond 1.5 Tbit/in^2. *Nanotechnology*, 22(38), 385301 (2011),

[30] Butler W.H., Zhang X.-G., Schulthess T.C., MacLaren J.M. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches. *Physical Review B*, 63(5), 054416 (2001), doi:10.1103/PhysRevB.63.054416

[31] Wang K.L., Alzate J.G., Khalili Amiri P. Low-power non-volatile spintronic memory: STT-RAM and beyond. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(7), 074003 (2013), doi:10.1088/0022-3727/46/7/074003

[32] Wan J., Le Royer C., Zaslavsky A., Cristoloveanu S. Progress in Z2-FET 1T-DRAM: Retention time, writing modes, selective array operation, and dual bit storage. *Solid State Electronics*, 84, 147 (2013), doi:10.1016/j.sse.2013.02.010

[33] Chang M. F., Chuang C. H., Chen M. P., Chen L. F., Yamauchi H., Chiu P. F., Sheu S. S. Endurance-aware circuit designs of nonvolatile logic and nonvolatile SRAM using resistive memory (memristor) device. *17th Asia and South Pacific Design Automation Conference ASP-DAC*, Sydney 2012, doi:10.1109/ASPDAC.2012.6164968

[34] Cho H. J., Nemati F., Roy R., Gupta R., Yang K., Ershov M., Banna S., Tarabbia M., Sailing C., Hayes D., Mittal A., Robins S. A novel capacitor-less DRAM cell using thin capacitively-coupled thyristor (TCCT). *IEEE International Reliability Physics Symposium*, Montreal 2009, doi:10.1109/IRPS.2009.5173259

[35] EETimes.com [Online][dostęp 3 grudnia 2014] GlobalFoundries to apply thyristor-RAM at 32-nm node. dostępne pod adresem `http://www.eetimes.com/document.asp?doc_id=1253788`.

[36] Guo R., You L., Zhou Y., Lim Z.S., Zou X., Chen L., Ramesh R., Wang J. Non-volatile memory based on the ferroelectric photovoltaic effect. *Nature Communications*, 4, 1990 (2013), doi:10.1038/ncomms2990

[37] Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. *Science*, 320(5873), 190 (2008), doi:10.1126/science.1145799

[38] Hayashi M., Thomas L., Moriya R., Rettner C., Parkin S.S.P. Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register. *Science*, 320(5873), 209 (2008), doi:10.1126/science.1154587

[39] Parkin S.S.P., Roche K.P., Samant M.G., Rice P.M., Beyers R.B., Scheuerlein R.E., OSullivan E.J., Brown S.L., Bucchigano J., Abraham D.W., Lu Y., Rooks M., Trouilloud P.L., Wanner R.A., Gallagher W.J. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory. *Journal of Applied Physics*, 85(8), 5828 (1999), doi:10.1063/1.369932

[40] Gallagher W.J., Kaufman J.H., Parkin S.S.P., Scheuerlein R.E. Magnetic memory array using magnetic tunnel junction devices in the memory cells. *U.S. Patent No. 5,640,343*, Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office, (1997)

[41] Camley R.E, Barnaś J. Theory of giant magnetoresistance effect in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling. *Physical Review Letters*, 63, 664 (1989), doi:10.1103/PhysRevLett.63.664

[42] Fert A., Cros V., Sampaio J. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 8(3), 152 (2013), doi:10.1038/nnano.2013.29

[43] Romming N., Hanneken C., Menzel M., Bickel J.E., Wolter B., von Bergmann C., Kubetzka A., Wiesendanger R. Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions. *Science*, 341(6146), 636 (2013), doi:10.1126/science.1240573

[44] Fert A. Prezentacja ustna pt. ”Spin-orbitronics with Skyrmions, Spin Hall and Rashba effects”. *International French-US Workshop: Toward low power spintronic devices*, Center for Magnetic Recording Research, University of California San Diego, 8-12.07.2013.

[45] Yu X.Z., Kanazawa N., Zhang W.Z., Nagai T., Hara T., Kimoto K., Matsui Y., Onose Y., Tokura Y. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. *Nature Communications*, 3, 988 (2012), doi:10.1038/ncomms1990

[46] Zhu J.-G., Zhu X., Tang Y. Microwave Assisted Magnetic Recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(1), 125(2008), doi:10.1109/TMAG.2007.911031

[47] Heinze S., von Bergmann K., Menzel M., Brede J., Kubetzka A., Wiesendanger R., Bihlmayer G., Blügel S. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. *Nature Physics*, 7(9), 713 (2011), doi:10.1038/nphys2045

[48] Slonczewski J.C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Physical Review B*, 39(10), 6995 (1989), doi:10.1103/PhysRevB.39.6995

[49] Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2), L1 (1996), doi:10.1016/0304-8853(96)00062-5

[50] Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13), 9353 (1996), doi:10.1103/PhysRevB.54.9353

[51] Wilczyński M., Barnaś J., Świrkowicz R. Free-electron model of current-induced spin transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 77, 054434 (2008), doi:10.1103/PhysRevB.77.054434

[52] Berger L. Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *Applied Physics*, 49, 2156 (1978), doi:10.1063/1.324716

[53] Ralph D.C., Stiles M.D. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320, 1190 (2008), doi:10.1016/j.jmmm.2007.12.019

[54] Katine J.A., Albert F.J., Buhrman R.A., Myers E.B., Ralph D.C. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars. *Physical Review Letters* 84(14), 3149 (2000), doi:10.1103/PhysRevLett.84.3149

[55] Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N., Emley N.C., Schoelkopf R.J., Buhrman R.A., Ralph D.C. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature* 425, 380 (2003), doi:10.1038/nature01967

[56] Krivorotov I.N., Emley N.C., Sankey J.C., Kiselev S.I., Ralph D.C., Buhrman R.A. Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques. *Science* 307, 228 (2005), doi:10.1126/science.1105722

[57] Myers E.B, Ralph D.C, Katine J.A., Louie R.N, Buhrman R.A. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices. *Science* 285, 867 (1999), doi:10.1126/science.285.5429.867

[58] Wilczyński M., Barnaś J., Świrkowicz R. Free-electron model of current induced spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 77, 054434 (2008), doi:10.1103/PhysRevB.77.054434

[59] Białynicki-Birula I., Cieplak M., Kamiński J. Teoria kwantów. Mechanika falowa. Wydawnictwo Naukowe PWN, wydanie II, Warszawa (2001).

[60] Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W., Halperin B. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Reviews of Modern Physics*, 77, 1375 (2005), doi:10.1103/RevModPhys.77.1375

[61] Brataas A., Nazarov Y.V., Bauer G.E.W. Finite-Element Theory of Transport in Ferromanget-Normal Metal Systems. *Physical Review Letters*, 84(11), 2481 (2000), doi:10.1103/PhysRevLett.84.2481

[62] Weiler M., Althammer M., Schreier M., Lotze J., Pernpeintner M., Meyer S., Huebl H., Gross R., Kamra A., Xiao J., Chen Y.-T., Jiao H.J., Bauer G.E.W., Goennenwein S.T.B. Experimental Test of the Spin Mixing Interface Conductivity Concept. *Physical Review Letters*, 111(17), 176601 (2013), doi:10.1103/PhysRevLett.111.176601

[63] Manchon A., Ryzhanova N., Strelkov N., Vedyayev A., Dieny B. Modelling spin transfer torque and magnetoresistance in magnetic multilayers. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19(16), 165212 (2007), doi:10.1088/0953-8984/19/16/165212

[64] Bertotti G., Mayergoyz I., Serpico C. Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems. *Elsevier Series in Electromagnetism*, Elsevier (2009)

[65] Valet T., Fert A., Theory of perpendicular magnetoresistance in magnetic layers. *Physical Review B*, 48(10), 7099 (1993), doi:10.1103/PhysRevB.48.7099

[66] Rychkov V.S., Borlenghi S., Jaffres H., Fert A., Waintal X. Spin Torque and Waviness in Magnetic Multilayers: A Bridge between Valet-Fert Theory and Quantum Approaches. *Physical Review Letters*, 103, 066602 (2009), doi:10.1103/PhysRevLett.103.066602

[67] Du Y., Nakatani T.M. , Takahashi Y.K., Hase N., Furubayashi T., Hono K. Polycrystalline current-perpendicular-to-plane giant magnetoresistance pseudo spin-valves

using $Co_2Mn(Ga_{0.25}Ge_{0.75})$ Heusler alloy. *Journal of Applied Physics*, 114, 053910 (2013), doi:10.1063/1.4817428

[68] Tsymbal E.Y., Pettifor D.G., Maekawa S. Giant Magnetoresistance: Theory. w monografii *Handbook of Spin Transport and Magnetism* pod red. E.Y.Tsymbala i I. Zutica, CRC Press (2012).

[69] Freitas P.P., Ferreira R., Cardoso S, Cardoso F. Magnetoresistive sensors. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19, 165221 (2007), doi:10.1088/0953-8984/19/16/165221

[70] Katine J.A., Fullerton E.E. Device implications of spin-transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320, 1217 (2008), doi:10.1016/j.jmmm.2007.12.013

[71] Parkin S. Spin-Polarized Current in Spin Valves and Magnetic Tunnel Junctions. *MRS Bulletin*, 31 (2006)

[72] Zeng Z.M., Khalili Amiri P., Rowlands G., Zhao H., Krivorotov I. N., Wang J.-P., Katine J. A., Langer J., Galatsis K., Wang K. L., Jiang H.W. Effect of resistance-area product on spin-transfer switching in MgO-based magnetic tunnel junction memory cells. *Applied Physics Letters*, 98, 072512 (2011), doi:10.1063/1.3556615

[73] White R.M. Kwantowa teoria magnetyzmu Państwowe Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa (1979)

[74] Baláž P. Current-induced dynamics in magnetic nanopillars. *Rozprawa doktorska*, Uniwersytet Adama Mickiewicza w Poznaniu (2011).

[75] Yuasa S., Djayaprawira D.D. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40, R337 (2007), doi:10.1088/0022-3727/40/21/R01

[76] Butler W.H. Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect. *Science and Technology of Advanced Materials*, 9, 014106 (2008), doi:10.1088/1468-6996/9/1/014106

[77] Russek S.E., Rippard W.H., Cecil T., Heindl R. Spin-Transfer Nano-Oscillators. w monografii *Handbook of Nanophysics: Functional Nanomaterials* pod red. K.D. Sattlera, CRC Press (2010)

[78] Zeng Z., Finocchio G., Zhang B., Amiri P.K., Katine J.A., Krivorotov I.N., Huai Y., Langer J., Azzerboni B., Wang K.L., Jiang H. Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator. *Scientific Reports*, 3, 1426 (2013), doi:10.1038/srep01426

[79] Locatelli N., Cros V., Grollier J. Spin-torque building blocks. *Nature Materials*, 13, 11 (2014), doi:10.1038/nmat3823

[80] Khvalkovskiy A.V., Cros V., Apalkov D., Nikitin V., Krounbi M., Zvezdin K.A., Anane A., Grollier J., Fert A. Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion. *Physical Review B*, 87, 020402(R) (2013), doi:10.1103/PhysRevB.87.020402

[81] Mellnik A.R., Lee J.S., Richardella A., Grab J.L., Mintun P.J., Fischer M.H., Vaezi A., Manchon A., Kim E.-A., Samarth N., Ralph D.C Spin Transfer Torque Generated by the Topological Insulator Bi_2Se_3. arXiv:1402.1124 [cond-mat.mes-hall] (2014)

[82] Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Jorio A. Group Theory: Application to the Physics of Condensed Matter. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2008)

[83] Zagórski A. Metody matematyczne fizyki. Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa (2001)

[84] Sukiennicki A., Świrkowicz R. Teoria ciała stałego. Oficyna Wydawnica Politechniki Warszawskiej, Warszawa (1994)

[85] Yu B.D., Kim J.-S. Ab-initio study of ultrathin films on Fe(001): Influence of interfacial structures. *Physical Review B*, 73, 125408 (2006), doi:10.1103/PhysRevB.73.125408

[86] Burton J.D., Jaswal S.S., Tsymbal E.Y., Mryasov O.N., Heinonen O.G. Atomic and electronic structure of the CoFeB/MgO interface from first principles. *Applied Physics Letters*, 89(14), 142507 (2006), doi:10.1063/1.2360189

[87] Müller M. Electronic Structure of Ferromagnet-Insulator Interfaces: Fe/MgO and Co/MgO. *Matter and Materials*, vol. 40, Forschungszentrum Jülich (2007)

[88] Ikeda S., Hayakawa J., Lee Y.M., Matsukura F., Ohno Y., Hanyu T., Ohno H. Magnetic Tunnel Junctions for Spintronic Memories and Beyond. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 54(5), 991 (2007), doi:10.1109/TED.2007.894617

[89] Zaleski A., Wrona J., Czapkiewicz M., Skowroński W., Kanak J., Stobiecki T. The study of conductance in magnetic tunnel junctions with a thin MgO barrier: The effect of Ar pressure on tunnel magnetoresistance and resistance area product. *Journal of Applied Physics* 111, 033903 (2012), doi: 10.1063/1.3679543

[90] Wrona J., Langer J., Ocker B., Maass W., Kanak J., Stobiecki T., Powroźnik W. Low resistance magnetic tunnel junctions with MgO wedge barrier. *Journal of Physics: Conference Series*, 200, 052032 (2010), doi:10.1088/1742-6596/200/5/052032

[91] Khalili Amiri P., Zeng Z.M., Upadhyaya P., Rowlands G., Zhao H., Krivorotov I.N., Wang J.-P., Jiang H.W., Katine J.A. Low Write-Energy Magnetic Tunnel Junctions for High-Speed Spin-Transfer-Torque MRAM. *IEEE Electron Device Letters* 32(1), 57 (2011)

[92] Hiroki M., Nishimura K., Nagamine Y., Tsunekawa K., Seki T., Kubota H., Fukushima A., Yakushiji K., Ando K., Yuasa S. Tunnel Magnetoresistance above 170$\%$ and Resistance–Area Product of 1 $\Omega\mu m^2$ Attained by In situ Annealing of Ultra-Thin MgO Tunnel Barrier. *Applied Physics Express*, 4(3), 033002 (2011), doi:10.1143/APEX.4.033002

[93] Sterwerf C., Meinert M., Schmalhorst J.M., Reiss G. High TMR Ratio in and Based Magnetic Tunnel Junctions. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(7), 4386 (2013), doi:10.1109/TMAG.2013.2238220

[94] Shan R., Sukegawa H., Wang W.H., Kodzuka M., Furubayashi T., Ohkubo T., Mitani S., Inomata K., Hono K. Demonstration of half-metallicity in fermi-level-tuned Heusler alloy $\mathrm{Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}}$ at room temperature. *Physical Review Letters*, 102(24), 246601 (2009), doi:10.1103/PhysRevLett.102.246601

[95] Han X., Ali S.S., Liang S. MgO (001) barrier based magnetic tunnel junctions and their device applications. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 56(1), 29 (2013), doi:10.1007/s11433-012-4977-1

[96] Sukegawa H., Xiu H., Ohkubo T., Furubayashi T., Niizeki T., Wang W., Kasai S., Mitani S., Inomata K., Hono K. Tunnel magnetoresistance with improved bias voltage dependence in

lattice-matched Fe|spinel|$MgAl_2O_4$|Fe(001) junctions. *Applied Physics Letters*, 96(21), 212505 (2010),doi:10.1063/1.3441409

[97] Ogrodnik P., Wilczyński M., Świrkowicz R., Barnaś J. Spin transfer torque and magnetic dynamics in tunnel junctions. *Physical Review B*, 82, 134412 (2010), doi:10.1103/PhysRevB.82.134412

[98] Wilczyński M. Spin-transfer torque in tunnel junctions with ferromagnetic layer of finite thickness. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323(11), 1529 (2011), doi:10.1016/j.jmmm.2011.01.012

[99] Landau L., Lifshitz E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion* 8, 153 (1935)

[100] Gilbert T.L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Physical Review* 100, 1243 (1955)

[101] Thiele A.A. Steady-State Motion of Magnetic Domains. *Physical Review Letters* 30(6), 230 (1973), doi:10.1103/PhysRevLett.30.230

[102] Cantrell C.D. Modern mathematical methods for physicists and engineers Cambridge University Press, (2000)

[103] Wei D. Maxwell Equations and Landau–Lifshitz Equations W: Micromagnetics and Recording Materials: SpringerBriefs in Applied Sciences and Technology. Springer (2012), doi:10.1007/$978 - 3 - 642 - 28577 - 6_2$

[104] Goldstein H., Poole C., Safko J. Classical Mechanics. Addison-Wesley, wydanie III, (2001)

[105] D'Aquino M. Nonlinear Magnetization Dynamics in Thin-films and Nanoparticles. Rozprawa doktorska. Universita Degli Studi Di Napoli „Federico II" (2004)

[106] Böttcher D., Ernst A., Henk J. Atomistic magnetization dynamics in nanostructures based on first principles calculations: application to Co nanoislands on Cu(111). *Journal of Physics: Condensed Matter*, 23(29), 296003 (2011), doi:10.1088/0953-8984/23/29/296003

[107] Sun J.Z., Brown S.L., Chen W., Delenia E.A., Gaidis M.C., Harms J., Hu G., Jiang X., Kilaru R., Kula W., Lauer G., Liu L.Q., Murthy S., Nowak J., O'Sullivan E.J., Parkin S.S.P., Robertazzi R.P., Rice P.M., Sandhu G., Topuria T., Worledge D.C. Spin-torque switching efficiency in CoFeB-MgO based tunnel junctions. *Physical Review B*, 88(10), 104426 (2013), doi:10.1103/PhysRevB.88.104426

[108] Sukiennicki A. Fizyka Magnetyków Wydawnictwo Politechniki Warszawskiej (1982)

[109] Newell A.J. Williams W., Dunlop D.J. A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 98.B6, 9551 (1993), doi:10.1029/93JB00694

[110] Lebecki K. Mikromagnetyczne modelowanie rozkładu namagnesowania w kwazijednowymiarowych ferromagnetykach: analiza wpływu periodycznych warunków brzegowych. Rozprawa doktorska. Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk (2008)

[111] Bruno P. Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers. *Physical Review B*, 39, 865(R) (1989), doi:10.1103/PhysRevB.39.865

[112] Bayreuther G., Dumm M., Uhl B., Meier R., Kipfer W. Magnetocrystalline volume and interface anisotropies in epitaxial films: Universal relation and Neéel's model. *Journal of Applied Physics*, 93(10), 8230 (2003), doi:10.1063/1.1558638

[113] Chen K., Fromter R., Rossler S., Mikuszeit N., Oepen H.P. Uniaxial magnetic anisotropy of cobalt films deposited on sputtered MgO(001) substrates. *Physical Review B*, 86, 064432 (2012), doi:10.1103/PhysRevB.86.064432

[114] Mallik S., Chowdhury N., Bedanta S. Interplay of uniaxial and cubic anisotropy in epitaxial Fe thin films on MgO (001) substrate. *AIP Advances*, 4, 097118 (2014), doi:10.1063/1.4895803

[115] Ikeda S., Miura K., Yamamoto H., Mizunuma K., Gan H.D., Endo M., Kanai S., Hayakawa J., Matsukura F., Ohno H. A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, 9, 721 (2010), doi:10.1038/NMAT2804

[116] Ikeda S., Sato H., Yamanouchi M., Gan H., Miura K., Mizunuma K., Kanai S., Fukami S., Matsukura F., Kasai N., Ohno H. Recent progress of perpendicular anisotropy magnetic tunnel junctions for nonvolatile VLSI. *SPIN*, 2(3), 1240003 (2012), doi:10.1142/S2010324712400036

[117] Horley P.P., Vieira V.R., Gorley P.M., Dugaev V.K., Barnaś J. Current-induced dynamics of a monodomain ferromagnet in an external magnetic field applied in easy magnetic plane: Macrospin model. *Physical Review B*, 77, 094427 (2008), doi:10.1103/PhysRevB.77.094427

[118] Suzuki Y., Kubota H., Tulapurkar A., Nozaki T. Spin control by application of electric current and voltage in FeCo–MgO junctions. *Philosophical Transansactions of the Royal Society A*, 369(1951), 3658 (2011), doi:10.1098/rsta.2011.0190

[119] Dennis C.L., Borges R.P., Buda L.D., Ebels U. Gregg J.F., Hehn M., Jouguelet E., Ounadjela K., Petej I., Prejbeanu I.L, Thornton M.J The defining length scales of mesomagnetism: a review. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14(49), R1175 (2002), doi:10.1088/0953-8984/14/49/201

[120] Zhu J., Katine J.A., Rowlands G.E., Chen Y.-J., Duan Z., Alzate J.G., Upadhyaya P., Langer J., Amiri P.K., Wang K.L., Krivorotov I.N. Voltage-Induced Ferromagnetic Resonance in Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 108, 197203 (2012), doi:10.1103/PhysRevLett.108.197203

[121] Bruno P. Theory of interlayer magnetic coupling. *Physical Review B*, 52(1), 411 (1995), doi:10.1103/PhysRevB.52.411

[122] Katayama T., Yuasa S., Velev J., Zhuravlev M.Y., Jaswal S.S., Tsymbal E.Y. Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 89, 112503 (2006), doi:10.1063/1.2349321

[123] Baláž P., Gmitra M., Barnaś J. Current-pulse-induced magnetic switching in standard and nonstandard spin-valves: Theory and numerical analysis. *Physical Review B*, 79, 144301 (2009), doi:10.1103/PhysRevB.79.144301

[124] Xiao J., Bauer G.E.W., Brataas A. Spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions: Scattering theory. *Physical Review B*, 77, 224419 (2008), doi:10.1103/PhysRevB.77.224419

[125] Kubota H., Fukushima A., Yakushiji K., Nagahama T., Yuasa S., Ando K., Maehara H., Nagamine Y., Tsunekawa K., Djayaprawira D.D., Watanabe N., Suzuki Y. Quantitative

measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junction. *Nature Physics*, 4, 37 (2008), doi:10.1038/nphys784

[126] Nozaki T., Shiota Y., Miwa S., Murakami S., Bonell F., Ishibashi S., Kubota H., Yakushiji K., Saruya T., Fukushima A., Yuasa S., Shinjo T., Suzuki Y. Electric-field-induced ferromagnetic resonance excitation in an ultrathin ferromagnetic metal layer. *Nature Physics*, 8, 491 (2012), doi:10.1038/NPHYS2298

[127] Sun J.Z. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study. *Physical Review B*, 62(1), 570 (2000), doi:10.1103/PhysRevB.62.570

[128] Heiliger C., Stiles M.D. Ab initio studies of the spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 100(18), 186805 (2008), doi:10.1103/PhysRevLett.100.186805

[129] Jia X., Xia K., Ke Y., Guo H. Nonlinear bias dependence of spin-transfer torque from atomic first principles. *Physical Review B*, 84(1), 014401 (2011), doi:10.1103/PhysRevB.84.014401

[130] Faure-Vincent J., Tiusan C., Bellouard C., Popova E., Hehn M., Montaigne F., Schuhl A. Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling. *Physical Review Letters*, 89, 107206 (2002), doi:10.1103/PhysRevLett.89.107206

[131] Chiang F., Wong J.J.I., Tan X., Li Y., Pi K., Wang W.H., Tom H.W.K., Kawakami R.K. Oxidation-induced biquadratic coupling in Co/Fe/MgO/Fe(001). *Physical Review B*, 79, 184410 (2009), doi:10.1103/PhysRevB.79.184410

[132] Yang H.X., Chshiev M., Kalitsov A., Schuhl A. and Butler W.H. Effect of structural relaxation and oxidation conditions on interlayer exchange coupling in Fe|MgO|Fe tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 96, 262509 (2010), doi:10.1063/1.3459148

[133] Kozioł-Rachwał A., Ślęzak T., Ślęzak M., Matlak K., Młyńczak E., Spiridis N., Korecki J. Antiferromagnetic interlayer exchange coupling in epitaxial Fe/MgO/Fe trilayers with MgO barriers as thin as single monolayers. *Journal of Applied Physics*, 115, 104301 (2014), doi:10.1063/1.4867745

[134] Liu X., Zhang W., Carter M.J., Xiao G. Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 110, 033910 (2011), doi:10.1063/1.3615961

[135] Yoshino T., Ando K., Harii K., Nakayama H., Kajiwara Y., Saitoh E. Quantifying spin mixing conductance in F/Pt (F =Ni, Fe, and Ni81Fe19) bilayer film. *Journal of Physics: Conference Series*, 266, 012115 (2011), doi:10.1088/1742-6596/266/1/012115

[136] Ogrodnik P., Bauer G.E.W., Xia K. Thermally induced dynamics in ultrathin magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 88, 024406 (2013), doi:10.1103/PhysRevB.88.024406

[137] Stiles M.D., Miltat J. w: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*. pod red. B. Hillebrands and A. Thiaville Springer-Verlag, New York (2006), s.225

[138] Perko L. Differential Equations and Dynamical Systems. w.*Texts in Applied Mathematics*, vol. 7, Springer-Verlag, New York, 1991.

[139] Bazaliy Y.B., Jones B.A., Zhang S.-C. Current-induced magnetization switching in small domains of different anisotropies. *Physical Review B*, 69, 094421 (2004), doi:10.1103/PhysRevB.69.094421

[140] Wiggins S. Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos. Spinger-Verlag, New York (1996), wyd. 3, ISBN 0-387-97003-7

[141] Skowronski W., Stobiecki T., Wrona J., Reiss G., Van Dijken S. Zero-Field Spin Torque Oscillator Based on Magnetic Tunnel Junctions with a Tilted CoFeB Free Layer. *Applied Physics Express*, 5, 063005 (2012), doi:10.1143/APEX.5.063005

[142] Boulle O., Cros V., Grollier J., Pereira L.G., Deranlot C., Petroff F., Faini G., Barnaś J., Fert A. Shaped angular dependence of the spin-transfer torque and microwave generation without magnetic field. *Nature Physics*, 3(7), 492 (2007), doi: 10.1038/nphys618

[143] Gmitra M., Barnaś J. Current-Driven Destabilization of Both Collinear Configurations in Asymmetric Spin Valves. *Physical Review Letters*, 96, 207205 (2006), doi:10.1103/PhysRevLett.96.207205

[144] Baláž P., Gmitra M., Barnas J. Current-induced dynamics in noncollinear dual spin valves. *Physical Review B*, 80, 174404 (2009), doi:10.1103/PhysRevB.80.174404

[145] Moriyama T., Finocchio G., Carpentieri M., Azzerboni B., Ralph D.C., Buhrman R.A. Phase locking and frequency doubling in spin-transfer-torque oscillators with two coupled free layers. *Physical Review B*, 86(6), 060411 (2012), doi:10.1103/PhysRevB.86.060411

[146] Houssameddine D., Ebels U., Delaët B., Rodmacq B., Firastrau I., Ponthenier F., Brunet M., Thirion C., Michel J.-P., Prejbeanu-Buda L., Cyrille M.-C, Redon O., Dieny, B. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer. *Nature Materials*, 6(6), 447 (2007), doi:10.1038/nmat1905

[147] Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N., Emley N.C., Schoelkopf R.J., Buhrman R.A., Ralph D.C. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, 425(6956), 380 (2003), doi: 10.1038/nature01967

[148] Choi H.S., Kang S.Y., Cho S.J., Oh I.-Y., Shin M., Park H., Jang C., Min B.-C., Kim S.-I., Park S.-Y., C.-S. Park Spin nano–oscillator–based wireless communication. *Scientific Reports*, 4, 5486 (2014), doi:10.1038/srep05486

[149] Rippard W.H., Deac A.M., Pufall M.R., Shaw J.M., Keller M.W., Russek S.E., Bauer G.E.W., Serpico C. Spin-transfer dynamics in spin valves with out-of-plane magnetized CoNi free layers. *Physical Review B*, 81, 014426 (2010), doi:10.1103/PhysRevB.81.014426

[150] Horley P.P., Vieira V.R., Gorley P.M., Dugaev V.K., Berakdar J., Barnaś J. Influence of a periodic magnetic field and spin-polarized current on the magnetic dynamics of a monodomain ferromagnet. *Physical Review B*, 78, 054417, doi:10.1103/PhysRevB.78.054417

[151] Zhu J.-G., Kim N., Zhou Y., Zheng Y., Chang J., Ju K., Zhu X., White R.M. Current induced noise in CPP spin valves. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40, 2323 (2004), doi:10.1109/TMAG.2004.829257

[152] Garzon S., Bazaliy Y., Webb R.A., Covington M., Kaka S., Crawford T.M. Macrospin model to explain the absence of preswitching oscillations in magnetic tunnel

junctions: Fieldlike spin-transfer torque. *Physical Review B*, 79, 100402(R) (2009), doi:10.1103/PhysRevB.79.100402

[153] Ogrodnik P., Wilczyński M., Barnaś J., Świrkowicz R. Magnetization dynamics in a magnetic tunnel junction due to spin transfer torque in the presence of interlayer exchange coupling. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47, 1627 (2011), doi:10.1109/TMAG.2011.2108643

[154] Thomas A. Memristor-based neural networks. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(9), 093001 (2013), doi:10.1088/0022-3727/46/9/093001

[155] Skowroński W., Ogrodnik P., Wrona J., Stobiecki T., Świrkowicz R., Barnaś J., Reiss G., van Dijken S. Backhopping effect in magnetic tunnel junctions: Comparison between theory and experiment. *Journal of Applied Physics*, 114, 233905 (2013), doi: 10.1063/1.4843635

[156] Sun J.Z., Gaidis M.C., Hu G., O'Sullivan E.J., Brown S.L., Nowak J.J., Trouilloud P.L., Worledge D.C. High-bias backhopping in nanosecond time-domain spin-torque switches of MgO-based magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 105, 07D109 (2009), doi:10.1063/1.3058614

[157] Min T., Sun J.Z., Beach R., Tang D., Wang P. Back-hopping after spin torque transfer induced magnetization switching in magnetic tunneling junction cells. *Journal of Applied Physics*, 105, 07D126 (2009), doi: 10.1063/1.3063672

[158] Oh S.-C., Park S.-Y., Manchon A., Chshiev M., Han J.-H., Lee H.-W., Lee J.-E., Nam K.-T., Jo Y., Kong Y.-C., Dieny B., Lee K.-J. Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 5, 898 (2009), doi: 10.1038/NPHYS1427

[159] Frankowski M., Skowroński W., Czapkiewicz M., Stobiecki T. Backhopping in magnetic tunnel junctions: Micromagnetic approach and experiment. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 374, 451 (2015), doi:10.1016/j.jmmm.2014.08.056

[160] Skowroński W., Czapkiewicz M., Frankowski M., Wrona J., Stobiecki T., Reiss G., Chalapat K., Paraoanu G.S., van Dijken S. Influence of MgO tunnel barrier thickness on spin-transfer ferromagnetic resonance and torque in magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 87, 094419 (2013), doi:10.1103/PhysRevB.87.094419

[161] Hatami M., Bauer G.E.W., Zhang Q., Kelly P.J. Thermal Spin-Transfer Torque in Magnetoelectronic Devices. *Physical Review Letters*, 99, 066603 (2007), doi:10.1103/PhysRevLett.99.066603

[162] Jia X., Xia K., Bauer G.E.W. Thermal spin transfer in Fe-MgO-Fe tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 107(17), 176603 (2011), doi: 10.1103/PhysRevLett.107.176603

[163] Liebing N., Serrano-Guisan S., Rott K., Reiss G., Langer J., Ocker B., Schumacher H.W. Tunneling magnetothermopower in magnetic tunnel junction nanopillars. *Physical Review Letters*, 107 (17), 177201 (2011), doi: 10.1103/PhysRevLett.107.177201

[164] Walter M., Walowski J., Zbarsky V., Münzenberg M., Schäfers M., Ebke D., Reiss G., Thomas A., Peretzki P., Seibt M., Moodera J.S., Czerner M., Bachmann M., Heiliger C. Seebeck effect in magnetic tunnel junctions. *Nature Materials*, 10(10), 742 (2011), doi: 10.1038/nmat3076

[165] Leutenantsmeyer J.C., Walter M., Zbarsky V., Münzenberg M., Gareev R., Rott K., Thomas A., Reiss G., Peretzki P., Schuhmann H., Seibt M., Czerner M., Heiliger C. Parameter space for thermal spin-transfer torque. *SPIN*, 3, 1350002 (2013), doi:10.1142/S2010324713500021

[166] Bauer G.E.W., Saitoh E., van Wees B.J. Spin caloritronics. *Nature Materials*, 11, 391 (2012), doi:10.1038/nmat3301

[167] Slonczewski J. Currents and torques in metallic magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 247, 324 (2002), doi:10.1016/S0304-8853(02)00291-3

[168] Skowroński W., Frankowski M., Wrona J., Stobiecki T., Ogrodnik P., Barnaś J. Spin-torque diode radio-frequency detector with voltage tuned resonance. *Applied Physics Letters*, 105, 072409 (2014), doi:10.1063/1.4893463

[169] Weisheit M., Fähler S., Marty A., Souche Y., Poinsignon C., Givor D. Electric Field–Induced Modification of Magnetism in Thin-Film Ferromagnets. *Science*, 315, 349 (2007), doi:10.1126/science.1136629

[170] Bauer U., Przybylski M., Beach G.S.D. Voltage control of magnetic anisotropy in Fe films with quantum well states. *Physical Review B*, 89, 174402 (2014), doi:10.1103/PhysRevB.89.174402

[171] Ziętek S., Ogrodnik P., Frankowski M., Chęciński J., Wiśniowski P., Skowroński W., Wrona J., Stobiecki T., Żywczak A., Barnaś J. Rectification of radio frequency current in giant magnetoresistance spin valve. *arXiv:1410.6672 [cond-mat.mtrl-sci]*, (2014), (zaakceptowane do druku w Physical Review B)

[172] Sankey J.C., Cui Y., Sun J.Z., Slonczewski J.C., Buhrman R.A., Ralph D.C. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nature Physics*, 4, 67 (2008), doi:10.1038/nphys783

[173] Miller C.W., Li Z.P., Schuller I.K., Dave R.W., Slaughter J.M., Åkerman J. Dynamic Spin-Polarized Resonant Tunneling in Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 99, 047206 (2007), doi:PhysRevLett.99.047206

[174] Fuchs G.D., Katine J.A., Kiselev S.I., Mauri D., Wooley K.S., Ralph D.C., Buhrman R.A. Spin Torque, Tunnel-Current Spin Polarization, and Magnetoresistance in MgO Magnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters* 96, 186603 (2006), doi:10.1103/PhysRevLett.96.186603

[175] Müller M., Electronic Structure of Ferromagnet-Insulator interfaces: Fe/MgO and Co/MgO. *Matter and Materials*, vol. 40, Schriften des Forschungszentrums Jülich (2007), ISBN 978-3-89336-493-0

[176] Frankowski M., Czapkiewicz M., Skowroński W., Stobiecki T. Micromagnetic model for studies on Magnetic Tunnel Junction switching dynamics, including local current density. *Physica B: Condensed Matter*, 435, 105 (2013), doi:10.1016/j.physb.2013.08.051

[177] MathWorld - A Wolfram Web Resource[Online][dostęp 9 grudnia 2014] Spherical Coordinates. dostępne pod adresem: `http://mathworld.wolfram.com/SphericalCoordinates.html`

[178] Schad R., Potter C.D., Beliën P., Verbanck G., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y. Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers. *Applied Physics Letters*, 64, 3500 (1994), doi: 10.1063/1.111253

[179] Parkin S.S.P., Li Z.G., Smith D.J. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayer. *Applied Physics Letters*, 58, 2710 (1991), doi:10.1063/1.104765

[180] Sato J., Oogane M., Naganuma H., Ando Y. Large Magnetoresistance Effect in Epitaxial $Co_2Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/Ag/Co_2Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si$ Devices. *Applied Physics Express*, 4, 113005 (2011), doi:10.1143/APEX.4.113005

[181] Kryder M.H., Kim C.S. After Hard Drives - What Comes Next ? *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(10), 3406 (2009), doi:10.1109/TMAG.2009.2024163

[182] Liu L., Pai C.-F., Li Y., Tseng H.W., Ralph D.C., Buhrman R.A. Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum. *Science*, 336(6081), 555 (2012), doi: 10.1126/science.1218197

[183] Stobiecki T., Kanak J., Wrona J., Czapkiewicz M., Kim C.G., Kim C.O., Tsunoda M., Takahashi M. Correlation between structure and exchange coupling parameters of IrMn based MTJ. *Physica Status Solidi (a)*, 201(8), 1621 (2004), doi:10.1002/pssa.200304661

[184] Skowroński W., Wiśniowski P., Stobiecki T., Cardoso S., Freitas P.P., van Dijken S. Magnetic field sensor with voltage-tunable sensing properties. *Applied Physics Letters*, 101, 192401 (2012), doi:10.1063/1.4765350

[185] Skowroński W., Stobiecki T., Wrona J., Rott K., Thomas A., Reiss G., van Dijken S. Interlayer exchange coupling and current induced magnetization switching in magnetic tunnel junctions with MgO wedge barrier. *Journal of Applied Physics*, 107, 093917 (2010), doi:10.1063/1.3387992

[186] Zhu X., Kang S.H. Spin-Transfer-Torque MRAM: Device Architecture and Modeling. w monografii *Metallic Spintronic Devices* pod red. X. Wanga, CRC Press (2014).

[187] Skowroński W. Current induced magnetization switching and noise characterization of MgO based magnetic tunnel junctions. Rozprawa doktorska. Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie (2013)

[188] Tulapurkar A.A., Suzuki Y., Fukushima A., Kubota H., Maehara H., Tsunekawa K., Djayaprawira D.D., Watanabe N., Yuasa S. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions. *Nature*, 438, 339 (2005), doi:10.1038/nature04207