

Wydział Informatyki Elektroniki i Telekomunikacji Katedra Elektroniki

Autoreferat pracy doktorskiej

Witold Skowroński

Current induced magnetization switching and noise characterization of MgO based magnetic tunnel junctions

Przełączanie magnetyzacji spinowo spolaryzowanym prądem oraz charakteryzacja szumowa magnetycznych złącz tunelowych z barierą MgO

> Promotorzy Prof. Tomasz Stobiecki Prof. Sebastiaan van Dijken

Kraków 2013

Przełączanie magnetyzacji spinowo spolaryzowanym prądem oraz charakteryzacja szumowa magnetycznych złącz tunelowych z barierą MgO

Autoreferat pracy doktorskiej: Current induced magnetization switching and noise characterization of MgO based magnetic tunnel junctions

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica w Krakowie

Streszczenie

Osiągnięcia ostatnich lat w zakresie nanotechnologii spowodowały wzrost ilości badań nad strukturami cienkowarstowymi. Stwierdzono, że właściwości materiałów w skali nanometrów mogą różnić się od tych znanych w makro-świecie. W szczególności efektywna kontrola spinu cząstki (oprócz jej ładunku, który jest podstawą działania urządzeń elektronicznych) jest możliwa w skali nano, co zapoczątkowało powstanie nowego kierunku elektroniki spinowej, zwanej inaczej spintroniką. W spintronice - spinowo spolaryzowany prąd oddziaływuje z namagnesowaniem, powodując np. duże zmiany rezystancji, które są wykorzystywane w projektowaniu nowych cyfrowych urządzeń nanoelektronicznych.

W pracy doktorskiej zaprezentowano szczegółowe badania nad magnetycznymi złączami tunelowymi, które są obecnie najbardziej uniwersalnymi elementami spintroniki. Efekt przełączania magnetyzacji spinowo spolaryzowanym prądem, który może występować w złączach z bardzo cienką barierą tunelową, poniżej 1 nm, pozwala na kontrolowanie stanu namagnesowania cienkich warstw magnetycznych, przez co może być używany m.in. pamięciach magnetycznych, sensorach i innych urządzeniach elektronicznych.

Podziękowania

Pragnę podziękować moim promotorom, prof. Tomaszowi Stobieckiemu oraz prof. Sebastiaanowi van Dijkenowi za liczne wskazówki oraz ogromną pomoc w prowadzonych badaniach. Ponadto chciałbym podziękować członkom grupy naukowej w AGH, w której miałem przyjemność pracować: Piotrowi Wiśniowskiemu, Wiesławowi Powroźnikowi, Jarosławowi Kanakowi, Markowi Frankowskiemu, Saszy Zaleskiemu, Antoniemu Żywczakowi, Zbigniewowi Szklarskiemu i Piotrowi Mietniowskiemu. W szczególności dziękuje Jerzemu Wronie za wytworzenie wspaniałych próbek oraz Maciejowi Czapkiewiczowi za istotne uwagi fizyczne. Dziękuję również teoretykom Piotrowi Ogrodnikowi, Michałowi Wilczyńskiemu oraz prof. Józefowi Barnasiowi za owocne dyskusje teoretyczne. Składam podziękowania koordynatorowi projektu MPD prof. Bartłomiejowi Szafranowi za wszelką pomoc, którą mi okazał.

Jestem wdzięczny ludziom z którymi mogłem współpracować w ramach doktoratu w szczególności prof. Günterowi Reissowi oraz jego zespołowi z Uniwersytetu w Bielefeld: Karsten Rott, Andy Thomas, AG Venkatesh, Markus Schäffers, Volker Drevello i Patrykowi Krzysteczko.

Dziękuję za pomoc grupie prof. Sebastiaana van Dijkena z Uniwersytetu Aalto w Helsinkach: Qihang Qin, Tuomas Lahtinen, Laura Äkäslompolo, Lide Yao, Kevin Franke, Mikko Kataja oraz Sampo Hämäläinen.

Dziękuję za współpraca prof. Hansowi Schumacherowi oraz Santiago Serrano-Guisan z PTB Brunszwik w Niemczech.

Na koniec, dziękuję mojej rodzinie, mojemu Tacie i Mamie oraz mojej Karolinie, za ich nieskończone wsparcie.

Mój doktorat był finansowany przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej przy udziale Funduszu Rozwoju Regionalnego Unii Europejskiej w ramach programu "Interdisciplinary PhD-Project in Nanoscience and Advanced Nanostructures". Część badań była również finansowana przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego grant IP 2010037970, Narodowe Centrum Nauki grant NN 515544538, działalność statutową 11.11.120.614 oraz projekt Nanospin PSB-045-2010.

Spis treści

- 1 Wprowadzenie 5
- 2 Podstawy teoretyczne 7
- 3 Wyniki badań 13
- 4 Podsumowanie 23
 - Bibliografia 25

1 Wprowadzenie

Informacja, obok wiedzy, jest obecnie rozpatrywana jako towar, równorzędny materiałom lub energii. Coraz więcej informacji jest produkowanych każdego dnia, przez co jej przechowywanie staje się problematyczne. Dotychczas, jednym z najbardziej efektywnych sposobów na przechowywanie informacji był zapis tekstu lub rysunków na kartkach papieru. Jednakże, w dobie powszechnej komputeryzacji zasoby papieru nie byłyby w stanie pomieścić wszystkich danych, takich jak informacje bankowe, trendy kursów giełdowych, obrazy telewizyjne.

Dzisiejszy rozwój informacji jest możliwy dzięki współczesnym pamięciom elektronicznym, które w sposób cyfrowy gromadzą ogromne ilości danych. Ażeby podtrzymać ten trend wzrostowy, środowiska naukowe i przemysłowe skupiają uwagę nad coraz to nowymi rozwiązaniami pamięci.

Przez dekady, informacja była kodowana w postaci magnetycznej, np. na taśmach magnetofonowych, mikro-rdzeniach magnetycznych lub dyskach twardych, których pojemność przekracza obecnie TB/cal². Jednakże oprócz pojemności bardzo istotny jest też pobór mocy urządzeń. Według przewidywań, do 2030 roku pobór energii urządzeń IT (IT - information technology) wzrośnie ponad dziewięciokrotnie, co będzie stanowiło 15% ogólnie wygenerowanej mocy. Każde ograniczenie w zużyciu energii jest zatem pożądane.

We współczesnych architekturach urządzeń IT można wyróżnić dwa typy pamięci. Pierwsze, bardzo pojemne, z długim czasem przechowywania, ale jednocześnie relatywnie wolne pamięci typu ROM (ROM - read only memory), najczęściej reprezentowane przez dysk twardy. Kolejny rodzaj to mniej pojemne, lecz znacznie szybsze o swobodnym dostępie pamięci RAM (RAM - random access memory).

Stworzenie szybkich oraz pojemnych pamięci nieulotnych, w których dane nie muszą być odświeżane jak w pamięciach typu SRAM (SRAM - static random access memory) lub DRAM (DRAM - dynamic random access memory) pozwoliłoby na znaczne ograniczenie energii oraz dodatkowo, na radykalną zmianę architektury komputerów, w której komputer używałby pamięci znacznie rzadziej, np tylko w momencie interakcji z użytkownikiem.



Rysunek 1.1: Globalne zużycie urządzeń IT, dane za Ministerstwem Ekonomii, Handlu i Przemysłu Japonii, 2008

W niniejszej pracy zaproponowano rozwiązanie, w którym szybka i nieulotna pamięć jest oparta o komórki magnetycznych złącz tunelowych. Odczyt informacji bitowej zapisanej w takiej komórce jest możliwy dzięki efektowi tunelowej magnetorezystancji (TMR - tunneling magnetoresistance), gdzie opór komórki zależy od relatywnej orientacji magnetyzacji warstw w złączu. Zapis informacji jest realizowany dzięki efektowi momentu siły wywołanego transferem spinu (STT - spin transfer torque). Technologia zapisu i odczytu, która wymaga jedynie dwóch połączeń elektrycznych, pozwala na skalowanie pamięci, która teoretycznie może przekroczyć pojemności pamięci DRAM.

Podstawową komórka pamięci jest złącze tunelowe, które składa się z dwóch cienkich (rzędu nanometrów) warstw ferromagnetyczych - swobodnej (FL - free layer) oraz referencyjnej (RL - reference layer), rozdzielonych cienką przekładką tunelową. W takiej komórce stan namagnesowania warstwy swobodnej w odniesieniu do warstwy referencyjnej (równoległy - P lub anty-równoległy - AP) stanowi binarną informacje. Informacja zapisana w ten sposób jest nieulotna, czyli nie znika po wyłączeniu zasilania układu. Rysunek 1.2 przedstawia wykres rezystancji złącza tunelowego w funkcji przyłożonego napięcia. Typowe dla ferromagnetyków zachowanie z charakterystyczną pętlą histerezy umożliwia przechowanie informacji. Stan złącza (informacja binarna) jest łatwo wykrywalna poprzez pomiar rezystancji. Przełączanie stanu namagnesowania jest oparte o efekt transferu spinu. Impuls napięcia (prądu) pozwala na zapis informacji bez potrzeby zadawania zewnętrznego pola magnetycznego.

Jednakże, potencjalne zastosowanie efektu STT jest znacznie szersze. Spinowo spolaryzowany prąd w warstwie ferromagnetycznej pozwala na wzbudzenie precesji namagnesowania, która dla nanowarstw jest w zakresie GHz. Poprzez zasilanie złącza stałym sygnałem napięciowym możliwa jest generacja sygnałów mikrofalowych.



Rysunek 1.2: Bistabilna komórka pamięci, której stan jest kontrolowany prądem. Pętla histerezy jest charakterystyczna dla układów magnetycznych. Przejście od stanu wysokiej do niskiej rezystancji jest możliwe poprzez przyłożenie dodatniego napięcia (prądu), przejście odwrotne poprzez napięcie (prąd) ujemne.

2 Podstawy teoretyczne

2.1 Magnetyczne złącze tunelowe

Magnetyczne złącze tunelowe zostało odkryte w 1975 przez Julliera. Zasada działania złącza jest następująca: dwie ferromagnetyczne elektrody, w tym przypadku z żelaza i kobaltu, naniesiono w jednej strukturze warstwowej, rozdzielając cienką (10 nm) warstwą izolującą (tlenkiem germanu). Pomiary wykonane w niskich temperaturach wykazały, że zmianie orientacji namagnesowania warstw ferromagnetycznych towarzyszy zmiana rezystancji o 16% - Rys. 2.1.

Do obserwacji efektu TMR konieczna jest różnica pomiędzy polami przełączania warstw ferromagnetycznych, żeby zarówno stan równoległy (P) jak i anty-równoległy (AP) były możliwe do uzyskania. W praktyce wykorzystuje się struktury typu syntetyczneantyferromagnetyki z silnym sprzężeniem ¹, które znacznie zwiększają pole przełączania (koercji) warstwy referencyjnej.

2.1.1 Polaryzacja spinowa

Efekt polaryzacji spinowej jest konieczny do tworzenia jakichkolwiek urządzeń elektroniki spinowej. Polega on na orientacji spinu elektronów zgodnie (lub przeciwnie) z namagnesowanie ferromagnetyka. Wstrzykiwanie elektronów do warstwy ferromagnetycznej skutkuje powstaniem prądu spinowo spolaryzowanego z warstwy.

2.1.2 Tunelowa magnetorezystancja

Rezystancja złącza tunelowego zależy od orientacji namagnesowania warstw ferromagnetycznych. Do obliczenia wartości TMR, model Julliera jest powszechnie używany:

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2p_1p_2}{1 - p_1p_2},$$
(2.1)

gdzie R_{AP} i R_P to rezystancje stanu równoległego i antyrównoległego, p_1 oraz p_2 to spinowe polaryzacje kolejnych elektrod.

Polaryzacje spinową można obliczyć z eksperymentalnie otrzymanych wartości TMR, zgodnie ze wzorem:



Rysunek 2.1: Schemat efektu TMR w trójwarstwie złącza tunelowego. Kiedy magnetyzacje warstwy swobodnej i referencyjnej są równoległe, elektrony spinowo spolaryzowane mogą przejść przez obydwie warstwy (a). Kiedy magnetyzacje są anty-równoległe, warstwa swobodna (referencyjna) nie przepuszcza elektronów ze spinem równoległym do namagnesowania warstwy referencyjnej (swobodnej), co skutkuje większą rezystancją złącza (b).

¹ Dieny, B., Speriosu, V. S., Gurney, B. A., Parkin, S. S. P., Wilhoit, D. R., Roche, K. P., Metin, S., Peterson, D. T., and Nadimi, S. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **93**, 101 (1991)

Materiał	Polaryzacja spinowa (%)				
Fe	44				
Co	34				
Ni	11				
Heusler	100				

Tabela 2.1: Polaryzacja spinowa różnych materiałów, za Tedrow i Meservey

Dane za Tedrow, P. M. and Meservey, R. *Physical Review B* **7**(1), 318 (1973).

$$p = \sqrt{\frac{TMR}{2 + TMR}}.$$
(2.2)

Dodatkowo, rezystancja złącza R jest kosinusem kąta pomiędzy namagnesowaniami warstw, zgodnie ze wzorem: ²:

$$R = R_p + \frac{R_{ap} - R_p}{2} (1 - \cos \theta).$$
 (2.3)

2.1.3 Proces koherentnego i niekoherentnego tunelowania

Przyłożenie napięcia do złącza powoduje, że elektrony tunelują przez barierę, zachowując orientację spinową. Jednakże proces ten również zależy od parametrów bariery. Oprócz grubości, istotnym parametrem jest struktura bariery. W przypadku barier amorficznych (Al_2O_3) wszystkie stany elektronowe tunelują z tym samym prawdopodobieństwem - tunelowanie jest niekoherentne. W przypadku barier krystalicznych (np. MgO), pewne stany elektronowe mają większe prawdopodobieństwo. W przypadku struktury BCC(001) (BCC - base center cubic) MgO, największe prawdopodobieństwo mają elektrony z symetrią Δ_1 , których polaryzacja spinowa jest wysoka, dzięki czemu w tych przypadkach obserwuje się większy efekt TMR.

2.1.4 Sprzężenia

Kolejnym efektem obserwowanym, gdy dwie warstwy ferromagnetyczne są umieszczone blisko siebie jest sprzężenie między nimi. W szczególności w złączu tunelowym, gdzie grubość przekładki tunelowej jest w zakresie 0.5 - 3 nm, namagnesowanie jednej warstwy silnie zależy od namagnesowania sąsiedniej.

W pracy dyskutowane są trzy rodzaje sprzężeń. Pierwszy typ to sprzężenie magnetostatyczne od pól rozproszonych. Wynik symulacji mikromagnetycznej, charakterystyki rezystancji od pola magnetycznego rzeczywistego złącza jest przedstawiony na Rys. 2.3. Pętla jest przesunięta względem zera pola co świadczy o obecności sprzężenia.



² Rijks, T. G. S. M., Coehoorn, R., Daemen, J. T. F., and de Jonge, W. J. M. *Journal of Applied Physics* **76**(2), 1092 (1994)



Rysunek 2.2: Szkic procesu tunelowanie przez barierę amorficzna (a) oraz krystaliczną (b).

Rysunek za Yuasa, S. and Djayaprawira, D. D. *Journal of Physics D: Applied Physics* **40**, R337 (2007).

Rysunek 2.3: Wykres symulacji rezystancji w funkcji pola magnetycznego otrzymanego w programie OOMMF. Sprzężenie antyferromagnetyczne powoduje przesunięcie pętli w kierunku pól ujemnych. Kolejnym typem sprzężenia występującym w złączach tunelowych jest sprzężenie Néel'a. Wynika ono z oddziaływań dipoli magnetycznych w szorstkich warstwach ferromagnetycznych i jest proporcjonalne do amplitudy szorstkości. Kierunek tego sprzężenia jest ferromagnetyczny.

Ostatnim rodzajem sprzężenia jest międzywarstwowe sprzężenie wymienne. Występuje ono zarówno w przypadku przekładek przewodzących (takich jak chrom lub ruten) jak i barier tunelowych(MgO). W pracy Katayamy ³ przedstawiono wyniki obliczeń idealnego złącza Fe/MgO/Fe oraz złącza z wakancjami tlenu w interfejsach Fe/MgO. Pokazano, że wartość oraz kierunek sprzężenia jest czuły na zdefektowanie interfejsu.

Wszystkie typy sprzężeń występują w złączach badanych w pracy doktorskiej, w szczególności gdy grubość bariery jest poniżej 1 nm.

2.2 Moment siły wywołany transferem spinu

Jak wspomniano powyżej, kontrolowanie namagnesowania elementów w skali nanometrów jest podstawowym problemem przy projektowaniu pamięci magnetycznych. Wykorzystywanie prawa Ampera, czyli pól magnetycznych wokół przewodników zasilanych prądem jest rozwiązaniem nienadającym się do bardzo małych elementów.

W 1996 roku w pracach teoretycznych Slonczewskiego i Bergera ⁴ przewidziano istnienie efektu momentu siły wywołanego transferem spinu.

W efekcie tym, spinowo spolaryzowane elektrony przekazują cześć momentu siły do warstwy ferromagnetycznej. Przy odpowiednio zaprojektowanym złączu, istnieje możliwość zmiany magnetyzacji warstwy swobodnej z równoległej do antyrównoległej względem zamocowanej magnetyzacji warstwy referencyjnej i odwrotnie, poprzez wstrzykiwanie prądu dużej gęstości w odpowiednim kierunku. Takie rozwiązanie jest skalowalne do rozmiarów poniżej 100 nm i umożliwia konstruowanie bardzo pojemnych i szybkich pamięci. Ów sposób kontrolowania magnetyzacji jest nazwany przełączaniem magnetyzacji spinowo spolaryzowanym prądem.

2.2.1 Prąd krytyczny

Do obliczenia prądu krytycznego, który jest w stanie zmienić magnetyzacje ze stanu P do AP i odwrotnie, nazywanego prądem krytycznym, energia warstwy swobodnej musi być porównana z energią spinowo spolaryzowanego prądu. Energia prądu może być zapisana jako:

$$E_I = \eta \frac{\hbar}{2e} I \tag{2.4}$$

³ Katayama, T., Yuasa, S., Velev, J., Zhuravlev, M. Y., Jaswal, S. S., and Tsymbal, E. Y. *Applied Physics Letters* **89**(11), 112503 (2006)

⁴ Slonczewski, J. C. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**(1-2), L1 (1996); and Berger, L. *Physical Review B* **54**(13), 9353 (1996)



Rysunek 2.4: Schematyczny rysunek przedstawiający zasadę działania efektu transferu spinu. (a) elektrony, które tunelują od warstwy referencyjnej do swobodnej faworyzują równoległe namagnesowanie warstw, (b) odwrotny kierunek tunelowania faworyzuje stan antyrównoległy

RL

gdzie, η to wydajność transferu spinu, \hbar to zredukowana stała Plancka i *e* to ładunek elektronu. Energia warstwy swobodnej może być obliczona ze wzoru:

$$E_{FL} = \mu_0 M_S H_{\text{eff}} A t \tag{2.5}$$

gdzie H_{eff} to efektywne pole magnetyczne, A i t to powierzchnia i grubość warstwy swobodnej. Zakładając, że te energie są sobie równe oraz że energia warstwy swobodnej jest pomniejszona o wartość stałej tłumienia, wartość prądu krytycznego można obliczyć ze wzoru:

$$J_{c0} = \frac{2e\alpha\mu_0 M_S H_{\text{eff}} t}{\eta\hbar} = \frac{2e\alpha E_{FL}}{\eta\hbar A}$$
(2.6)

Wydajność transferu spinu jest obliczana ze wzoru:

$$\eta = \frac{p}{2\left(1 + p^2\cos(\theta)\right)} \tag{2.7}$$

gdzie p jest obliczane ze wzoru Julliera - równanie 2.2, z wartości TMR zmierzonej eksperymentalnie.

2.2.2 Dynamika transferu spinu

Podstawowym równanie opisującym dynamikę transferu spinu jest równanie Landau'a Lifschitz'a Gilberta (LLG) z dodatkowymi członami Slonczewskiego:

$$\frac{d\vec{M_{FL}}}{dt} = -\gamma_0 \vec{M_{FL}} \times \vec{H_{eff}} + \alpha \vec{M_{FL}} \times \frac{d\vec{M_{FL}}}{dt} \\
-\gamma_0 \frac{\tau_{\parallel}}{M_S A t} \left(\vec{M_{FL}} \times \left(\vec{M_{FL}} \times \vec{M_{RL}} \right) \right) \\
-\gamma_0 \frac{\tau_{\perp}}{M_S A t} \left(\vec{M_{FL}} \times \vec{M_{RL}} \right)$$
(2.8)

gdzie $\vec{M_{FL}}$ i $\vec{M_{RL}}$ to wektory namagnesowania warswty swobodnej i referencyjnej, γ_0 to czynnik żyromagnetyczny, τ_{\parallel} i τ_{\perp} to składowe momentu siły równoległe i prostopadłe, przewidziane teoretycznie w pracy ⁵.

Charakterystyczną częstotliwość precesji układów magnetycznych ω można obliczyć ze wzoru Kittel'a ⁶:

$$\omega = \gamma_0 \sqrt{(H_{\text{ext}} \pm H_a) (H_{\text{ext}} \pm H_a + NM_S)}$$
(2.9)

gdzie N to macierz czynników odmagnesowania. W zależności od parametrów materiałowych i rozmiarów, częstotliwości te są w zakresie GHz.

2.3 Szumy

Podobnie jak wszystkie elementy elektroniczne, magnetyczne złącza tunelowe generują przypadkowe sygnały - szumy, które można podzielić na kilka kategorii.



Rysunek 2.5: Kierunki wektorów precesji, tłumienia oraz transferu spinu w warstwie ferromagnetycznej. Tłumienie oraz równoległa składowa momentu siły wywołanego transferem spinu maja przeciwne zwroty. ⁵ Slonczewski, J. C. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**(1-2), L1 (1996)

⁶ Kittel, C. Phys. Rev. **71**, 270 (1947)

Szum termiczny jest generowany przez przypadkowe fluktuacje ładunków w przewodniku o rezystancji *R*, obserwowanym w temperaturze *T* większej od zera bezwzględnego. Gęstość widmowa szumu jest wyrażona wzorem:

$$\bar{v_n^2} = 4k_B T R \tag{2.10}$$

gdzie k_B to stała Boltzmana.

Kiedy przez przewodnik przepływa prąd, ze względu na fluktuację w czasie ładunku, możemy mówić o szumie śrutowym, którego gęstość widmowa może być obliczona ze wzoru:

$$v_s^2 = 2eIR^2 \tag{2.11}$$

gdzie *I* to natężenie prądu. Odchylenie od rozkładu Poissona, charakterystycznego dla szumu śrutowego, jest obserwowane w złączach tunelowych, gdzie prąd tuneluje przez barierę ⁷. Szum ten może być zamodelowany równaniem:

$$v_{sn}^2 = 2eIR^2 \operatorname{ctgh}\left(\frac{eV}{2k_BT}\right) \tag{2.12}$$

Kolejnym szumem mierzonym w złączach jest szum 1/f. Amplituda tego rodzaju szumu jest zależna od częstotliwości i znacznie przewyższa szumy termiczne i śrutowe w niskich częstotliwościach. Są one szczególnie istotne dla sensorów magnetycznych, działających w oparciu o efekty TMR, GMR (GMR - giant magnetoresistance) i AMR (AMR - anisotropy magnetoresistance)⁸.

Jak wspomniano powyżej, efekt transferu spinu może wywołać precesje namagnesowania warstwy w zakresie mikrofalowym. W przypadku złącza tunelowego, zmianom kierunku namagnesowania towarzyszy zmiana rezystancji, co powoduje generacje sygnału elektrycznego.



⁷ Lei, Z. Q., Li, G. J., Egelhoff, W. F., Lai, P. T., and Pong, P. W. T. *IEEE Transactions on Magnetics* **47**(3), 602 (2011)

⁸ Tumański, S. *Thin film magnetoresistive* sensors. IOP Publishing, Bristol, (2001)

Rysunek 2.6: Szumy występujące w złączach tunelowych Rysunek 2.6 podsumowuje szumy wstępujące w złączach tunelowych. Szum termiczny i śrutowy nie zależą od częstotliwości. Szum 1/f występuje w niskich częstotliwościach, precesja namagnesowania w zakresie GHz.

3 Wyniki badań

3.1 Przełączanie magnetyzacji spinowo spolaryzowanym prądem w złączach tunelowych z klinowa barierą MgO

Rozdział ten jest oparty na publikacji: Skowroński, W., Stobiecki, T., Wrona, J., Rott, K., Thomas, A., Reiss, G., and van Dijken, S. *Journal of Applied Physics* **107**(9), 093917 (2010).

Magnetyczne złącze tunelowe o następującej strukturze warstwowej: Ta(5) / CuN(50) / Ta(3) / CuN(50) / Ta(3) / PtMn (16) / Co₇₀Fe₃₀(2) / Ru(0.9) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(2.3) / klin MgO(0.6 - 1) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(2.3) / Ta(10) / CuN(30) / Ru(7) (grubości w nm) zostało naniesione w maszynie Timaris firmy Singulus Technologies.

Przy wykorzystaniu litografii elektronowej, zostały zdefiniowane prototypowe układy o rozmiarach 160 \times 250, 280 \times 430 and 280 \times 620 nm², gotowe do pomiarów elektrycznych.

Rysunek 3.1 przedstawia wartość TMR oraz iloczyn powierzchni i rezystancji złącza (RA) w funkcji grubości bariery tunelowej.

Dla grubości bariery większej od 0.75 nm uzyskano wartości TMR powyżej 150%, co wskazuje na dobrą jakość bariery. Rezystancja złącza rośnie eksponencjalnie wraz ze wzrostem grubości bariery.

Krzywe namagnesowania od zewnętrznego pola magnetycznego dla złącz z różną grubością bariery są przedstawione na Rys. 3.2 (pomiary magnetooptyczne pętli histerezy wykonano przed nanostrukturyzacją).

Wraz ze maleniem grubości bariery rośnie sprzężenie ferromagnetyczne pomiędzy warstwami. Dane eksperymentalne zostały zasymulowane przy pomocy modelu makrospinowego, zakładającego jednorodną magnetyzację w poszczególnych warstwach ferromagnetycznych.

Wszystkie złącza tunelowe wykazują efekt przełączania magnetyzacji prądem. Przykład przełączania jest przedstawiony na Rys. 3.4. Zgodnie z modelem teoretycznym, J_c może być wyliczony z równania 2.6.







Rysunek 3.2: Pętle histerezy magnetycznej zmierzone przy pomocy magnetooptycznego efektu Kerra na złączach z różna grubością bariery.

Eksperymentalną wartość J_{c0} uzyskano poprzez ekstrapolacje gestości prądu krytycznego do wartości $\ln(t_P/t_0) = 1$. W tym przypadku, wartości prądu wynoszą: $J_{c0}^+ = 6.4 \pm 0.5 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ dla przełączenia ze stanu AP do P oraz $J_{c0}^- = -1.5 \pm 0.2 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$ dla przełączenia ze stanu P do AP.

Teoretyczną wartość obliczono zgodnie ze wzorem 2.6, przy założeniu, że stała tłumienia $\alpha = 0.017$, $H_K \ll \mu_0 M_S = 2H_D = 1.35$ T (gdzie H_K to pole anizotropii, $\mu_0 M_S$ to namagnesowanie nasycenia), $t_F = 2.3$ nm i η obliczono z równania 2.7 oraz $\theta = 0^\circ$ i 180° dla przełączenia do stanu P i AP. Wartości teoretycznego prądu wynoszą $J_{c0}^+ = 7.7 \times 10^6$ A/cm² i $J_{c0}^- = -2.1 \times 10^7$ A/cm², co jest zgodne z eksperymentem.





Rysunek 3.3: Prąd krytyczny w funkcji długości trwania impulsu przełączającego w złączu z barierą o grubości 0.96 nm.

Rysunek 3.4: Krzywa rezystancji w funkcji przyłożonego napięcia dla różnych czasów trwania impulsu, zmierzona na złączu z barierą o grubości 0.96 nm.

Podobne eksperymenty przeprowadzono na złączach z inną grubością bariery, wyniki zebrano na Rys. 3.5. Wzrost gęstości prądu krytycznego wraz ze zmniejszaniem grubości bariery tunelowej jest spowodowany spadkiem polaryzacji spinowej oraz wzrostem tłumienia.



Rysunek 3.5: Eksperymentalne i teoretyczne wartości krytycznej wartości gęstości prądu dla różnych grubości bariery MgO.

3.2 Optymalna grubość bariery tunelowej dla zastosowań jako komórki pamięci MRAM

Rozdział ten jest oparty na publikacji: Serrano-Guisan, S., Skowroński, W., Wrona, J., Liebing, N., Czapkiewicz, M., Stobiecki, T., Reiss, G., and Schumacher, H. W. *Journal of Applied Physics* **110**(2), 023906 (2011).

Oprócz pomiarów statycznych oraz kwazi-statycznych wykonanych na złączu niepoddanym procesom nanostruktyryzacji, przeprowadzono pomiary precesji dynamicznej przy pomocy impulsowego magnetometru (PIMM). Szczegóły metody pomiarowej przedstawiono w publikacji ¹. ¹ Serrano-Guisan, S., Rott, K., Reiss, G., Langer, J., Ocker, B., and Schumacher, H. *Physical Review Letters* **101**(8) (2008)

Rysunek 3.6: Dane precesji warstwy swobodnej złącza z barierą o grubości 0.76 nm.



Dane eksperymentalne sygnału precesji *s* mogą być dokładnie zamodelowane przy pomocy równania:

$$e = C\sin\left(2\pi ft + \phi\right)e^{-t/\tau_{\rm C}} \tag{3.1}$$

gdzie *C* to amplituda, ϕ to faza τ_C to stała tłumienia odwrotnie

S



proporcjonalna do tłumienia α :

$$\alpha = \frac{2}{\gamma \tau_C \mu_0 M_S} \tag{3.2}$$

Częstotliwość precesji zależy od wartości pola magnetycznego. Wyniki zebrane dla różnych pól, są przedstawione na Rys. 3.7. Zależność częstotliwości precesji od pola magnetyczne można zamodelować równaniem:

$$f = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \sqrt{(H_s \cos \theta + H_k \cos 2\theta + H \cos \theta) (H_s \cos \theta + H_k \cos^2 \theta + H \cos \theta + M)}$$
(3.3)

gdzie $H_s = \frac{J_{FL}}{t_{FL}\mu_0 M_s}$, $H_k = \frac{2K_{FL}}{\mu_0 M_s}$ i θ są otrzymane przy pomocy minimalizacji energii:

$$u_0 M_s H \sin \theta + K_{FL} \sin 2\theta + \frac{J_{FL}}{t_{FL}} \sin \theta = 0$$
(3.4)

Rysunek 3.8 przedstawia zależność parametru tłumienia od grubości bariery MgO. Można wyróżnić trzy różne obszary na wykresie. Dla grubości bariery powyżej 0.76 nm MgO, tłumienie jest niezależne od stanu namagnesowania i wynosi α = 0.016 ± 0.003. Dla grubości poniżej 0.76 nm, tłumienie dla stanu AP jest większe niż dla stanu P. Wynika to z niejednorodnego namagnesowania warstwy swobodnej, które jest spowodowane miedzywarstwowym sprzężeniem przez barierę MgO. Dla grubości bariery poniżej 0.7 nm, precesja namagnesowania dla stanu AP nie może być zmierzona. Dla tak ekstremalnie cienkich barier (mniej niż 3 monowarswty MgO) sprzężenia są tak silne, że uniemożliwiają zastosowanie użytych modeli.

Pomiary dynamiczne są niezwykle istotne z punktu widzenia zastosowania złącz. Stała tłumienia, która jest proporcjonalna do krytycznej wartości prądu przełączającego, determinuje zachowanie złącza jako komórki pamięci. Częstotliwości precesji zmierzone w badanych złączach oraz ich zależności od pola magnetycznego pozwalają na zastosowanie w elektronice mikrofalowej.



Rysunek 3.7: Zależność częstotliwości precesji od wartości zewnętrznego pola magnetycznego.



Rysunek 3.8: Zależność stałej tłumienia od grubości bariery MgO zmierzonej dla stanów P i AP.

3.3 Badanie składowych momentu siły wywołanego transferem spinu

Rozdział jest oparty na publikacji: Skowroński, W., Czapkiewicz, M., Frankowski, M., Wrona, J., Stobiecki, T., Reiss, G., Chalapat, K., Paraoanu, G. S., and van Dijken, S. *Phys. Rev. B* **87**, 094419 Mar (2013).

Do badań składowych momentu siły wywołanego transferem spinu posłużono się analogiczną strukturą do tej przedstawionej w poprzednich rozdziałach. Obraz z mikroskopu elektronowego badanego złącza przedstawiono na Rys. 3.9. Złącze o rozmiarach 250×160 nm zostało umieszczone pomiędzy górną i dolną elektrodą. Geometria zapewnia minimalną pojemność elektryczną złącza, przez co możliwe są pomiary w zakresie do 12 GHz.



Rysunek 3.9: Obraz z mikroskopu elektronowego: (a) dolna elektroda, (b) nanoklumna złącza tunelowego widziana z góry oraz (c) z boku.

Parametry wykonanych złącz zebrano w tabeli 3.1.

W eksperymencie zasilano złącze sygnałem mikrofalowym w zakresie 2 - 12 GHz. Kiedy częstotliwość wymuszającego sygnału była w rezonansie z odpowiedzią złącza (wywołaną transferem spinu) generowany był sygnał napięcia stałego, który był proporcjonalny do składowych STT. Metoda pomiarowa, nazwana przez autorów efektem diody spinowej ² umożliwia zatem pomiar składowych bezpośrednio odpowiedzialnych za przełączanie magnetyzacji prądem.

Typowe wyniki pomiarowe dla złącz z różną grubością bariery są przedstawione na Rys. 3.10. Dla próbek S1 oraz S2 pojedynczy symetryczny mod rezonansowy dla różnych wartości pól magnetycznych jest widoczny. Dla próbki S3 otrzymano dwa piki rezonansowe. Analiza potwierdziła, że obydwa mody pochodzą od warstwy swobodnej.

Informacje na temat składowych STT (równoległej o prostopadłej) uzyskano z modelu wprowadzonego w publikacji ³. Stałe napięcie V_{mix} generowane przez złącze można wyrazić wzorem:

$$V_{\rm mix} = \frac{1}{4} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} I_{\rm RF}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I \partial \theta} \frac{\hbar \gamma \sin \theta}{4eM_S Vol\sigma} I_{\rm RF}^2 [\xi_{\parallel} S(\omega) - \xi_{\perp} \Omega A(\omega)], \quad (3.5)$$

Nr	t _B (nm)	TMR (%)	$RA \\ (\Omega \mu m^2)$	Hs (Oe)
S1 S2	1.01 0.95	170 165	9.6 6.24	-21.7 -3.7
S_3	0.76	110	2.86	47

Tabela 3.1: Parametry wykonanych złącz tunelowych.

² Tulapurkar, A. A., Suzuki, Y., Fukushima, A., Kubota, H., Maehara, H., Tsunekawa, K., Djayaprawira, D. D., Watanabe, N., and Yuasa, S. *Nature* **438**(7066), 339 (2005)

³ Wang, C., Cui, Y., Sun, J., Katine, J., Buhrman, R., and Ralph, D. *Physical Review B* **79**(22), 224416 (2009)



Rysunek 3.10: Widma rezonansowe zmierzone dla próbek S1-S3 dla rożnych pól magnetycznych. Szczegóły metody są przedstawione w pełnej wersji pracy doktorskiej. Przykład modelowana krzywej równaniem 3.5 dla różnych napięć jest pokazany na Rys. 3.11.



Rysunek 3.11: Sygnał rezonansowy otrzymany przy zasilaniu złącza S2 sygnałem mikrofalowym przy różnych wartościach napięcia stałego. Wykresy są zamodelowane przy pomocy sumy symetrycznej i asymetrycznej składowych krzywej Lorentza.

Rysunek 3.12 przedstawia porównanie pochodnych (uzyskanych z modelowania) oraz podstawowych składowych STT. Składowe równoległe i prostopadłe są niezależne od grubości bariery MgO. Kształt krzywych jest jest zgodny z przewidywaniami teoretycznymi, bazującymi na modelach elektronów swobodnych, oraz obliczeniami *ab initio* ⁴.



Rysunek 3.12: Zależności składowych STT (c-d) oraz ich pochodnych (a-b) w funkcji przyłożonego napięcia.



3.4 Mikrofalowy oscylator oparty o efekt momentu siły wywołanego transferem spinu w magnetycznym złączu tunelowym

Rozdział jest oparty na publikacji: Skowroński, W., Stobiecki, T., Wrona, J., Reiss, G., and van Dijken, S. *Applied Physics Express* **5**(6), 063005 (2012).

Jak zaznaczono we wprowadzeniu, poprzez zasilenie odpowiednio zaprojektowanego złącz tunelowego stałym sygnałem można uzyskać sygnał mikrofalowy na wyjściu układu wywołanego dzięki efektowi STT ⁵.

W pracy przedstawiono prototyp złącza, które generuje sygnał w zakresie powyżej 1 GHz bez zewnętrznego pola magnetycznego. W tym celu wykorzystano efekt prostopadłej anizotropii interfejsu CoFeB/MgO, który jest dominujący dla cienkich (poniżej 1.5 nm) warstw ferromagnetycznych.

Magnetyczne złącze tunelowe składa się z następujących warstw: bufor / PtMn (16) / Co₇₀Fe₃₀(2) / Ru(0.9) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(2.3) / MgO(0.85) / klin Co₄₀Fe₄₀B₂₀(1 - 2.3) / warstwy przykrywające. Wykonano cztery złącza o rozmiarach 250 × 150 nm² na kawałkach z grubością warstwy swobodnej: 1.22, 1.35, 1.57 i 2.3 nm.

Rysunek 3.13 przedstawia znormalizowany parametr TMR w funkcji zewnętrznego pola magnetycznego przyłożonego w płaszczyźnie. Dla warstwy swobodnej o grubości 2.3 nm zmierzono ostre przejście pomiędzy stanem P i AP, co świadczy o anizotropii w płaszczyźnie. Dla warstwy o grubości 1.22 nm, zależność jest liniowa, co świadczy o anizotropii prostopadłej. Grubości 1.35 i 1.57 wykazują obecność obydwu składowych. Efekt anizotropii prostopadłej pochodzi od interfejsu CoFeB/MgO⁶.



Dodatkowo, dla wszystkich złącz zmierzono ferromagnetyczne sprzężenie pomiędzy warstwami. W szczególności dla grubości 1.35 i 1.57 nm, bez zewnętrznego pola magnetycznego złącze znajduje się zawsze w stanie P. Parametry złącz są zebrane w tabeli 3.2.

Wybrane widma precesji magnetyzacji dla złącza z warstwą swo-

⁵ Deac, A. M., Fukushima, A., Kubota, H., Maehara, H., Suzuki, Y., Yuasa, S., Nagamine, Y., Tsunekawa, K., Djayaprawira, D. D., and Watanabe, N. *Nature Physics* 4(10), 803 (2008)

⁶ Ikeda, S., Miura, K., Yamamoto, H., Mizunuma, K., Gan, H. D., Endo, M., Kanai, S., Hayakawa, J., Matsukura, F., and Ohno, H. *Nature Materials* **9**(9), 721 (2010)

Rysunek 3.13: Wykres znormalizowanego TMR w funkcji pola magnetycznego dla złącz z różną grubością warstwy swobodnej. Dla danych grubości obserwujemy przejście pomiędzy anizotropią w płaszczyźnie i anizotropią prostopadłą.

Grubość warstwy (nm)	TMR (%)	R _p (Ohm)	θ (deg)	Moc (pW)	I _c (mA)
1.22	8	102	84	-	-
1.35	50	120	43	411	-0.95
1.57	100	110	26	19.3	-1.8
2.3	120	130	4	2.4	-2.4

bodną o grubości 1.57 nm są przedstawione na Rys. 3.14. Składowa anizotropii prostopadłej wychyla średnie namagnesowanie warstwy. Dzięki ferromagnetycznemu sprzężeniu warstwa złącza jest poddana precesji przy zasilaniu prądem faworyzującym stan AP. Wzrost amplitudy prądu powoduje wzrost amplitudy generowanego sygnału przy jednoczesnym maleniu częstości. Po przekroczeniu krytycznej wartości prądu (-1.8 mA) następuje przełączenie do stanu AP i oscylacje mają charakter chaotyczny o dużo mniejszej amplitudzie i szerszym widmie.



Tabela 3.2: Zestawienie parametrów złącz tunelowych pracujących jako generatory sygnałów mikrofalowych. R_p oznacza rezystancję stanu P, kąt θ to kąt pomiędzy warstwami swobodną i referencyjna dla zewnętrznego pola H = o oraz I_c to prąd krytyczny.



Otrzymane widma zmierzono bez obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Dla prądu I = -1.7 mA, częstotliwość precesji wynosi 1.5 GHz, amplituda oscylacji przekracza 9 nV/ \sqrt{Hz} , co odpowiada mocy 0.14 nW.

Rysunek 3.15 przedstawia widma zmierzone dla złącz z różną grubością warstwy swobodnej, bez obecności zewnętrznego pola magnetycznego, dla prądu I_{DC} = -1 mA. Zmniejszając grubość warstwy zwiększa się amplituda sygnału precesji oraz spada ich częstotliwość. Dalsze prace są niezbędne do zwiększenia mocy oscylacji i parametru dobroci.



Rysunek 3.15: Widma autoosyclacji złącz z warstwą swobodną o grubościach 2.3, 1.57 and 1.35 nm otrzymane dla prądów I_{DC} = -1 mA.

4 Podsumowanie

W pracy przedstawiono eksperymenty i teoretyczne modele zjawisk występujących w magnetycznych złączach tunelowych z cienką barierą MgO. Uzyskane wartości tunelowej magnetorezystancji przekraczają 100%, co nie było możliwe do zrealizowania w przypadku barier amorficznych i są wystarczające do wykorzystania ich w praktycznych urządzeniach elektroniki spinowej. Duża różnica pomiędzy stanami P i AP tunelowej magnetorezystancji pozwala na szybki odczyt informacji zapisanej w komórce pamięci.

Wykazano, że w złączach z cienką barierą tunelową zapis informacji może być zrealizowany przy pomocy przełączania magnetyzacji spinowo spolaryzowanym prądem dzięki efektowi momentu siły wywołanego transferem spinu. W dalszym ciągu krytyczny prąd potrzebny do zapisu jest zbyt duży (rzędu MA/cm²) co stanowi trudność w realizacji bardzo pojemnych pamięci MRAM. Badania wykonane w ramach doktoratu pokazują, że zmniejszając grubość bariery prąd krytyczny zwiększa się co jest zjawiskiem niekorzystnym.

Dodatkowo, wraz ze zmianą grubości bariery tunelowej wzrasta sprzężenie magnetyczne pomiędzy warstwami. W niektórych przypadkach efekt ten może być wykorzystany do kompensacji sprzężenia od pól rozproszonych warstwy referencyjnej.

Ponadto, silne sprzężenie może być wykorzystane do stabilizacji złącza w jednym ze stanów. Wykazano, że dla odpowiedniej grubości bariery, złącze jest zawsze w stanie P przy braku zewnętrznego pola magnetycznego. Wykorzystując kolejny efekt, czyli prostopadłą anizotropię interfejsu CoFeB/MgO, zaproponowano układ, który generuje sygnał mikrofalowy przy zasilaniu prądem stałym. Sygnał autooscylacji pochodzi od efektu STT, częstotliwość zależy od pola efektywnego i zgodnie z równaniem Kittela leży w zakresie GHz, co już, w rozwiązaniach prototypowych, jest wykorzystywane w projektowaniu nanoelektronicznych komponentów mikrofalowych.

Przedstawiona praca to mała część ogółu badań prowadzonych w dziedzinie spintroniki i nanomagnetyzmu na całym świecie. Do chwili obecnej magnetyczne złącze tunelowe jest jednym z najbardziej uniwersalnych urządzeń spintroniki. Jest wykorzystywane w głowicach odczytowych dysków twardych, komórkach pamięci MRAM, czy sensorach magnetycznych. Dzięki nieulotnemu charakterowi informacji zapisanej w postaci magnetycznej, pamięci MRAM przewyższają funkcjonalnie pamięci SRAM i DRAM. Dalsze prace są niezbędne do zwiększenia szybkości oraz pojemności tych układów.

Dodatkowo, istnieje szereg potencjalnych zastosowań wykraczających poza elementy pamięci. W pracy pokazano, że można wykorzystać złącza tunelowe jako komponenty elektroniki mikrofalowej jako generatory lub detektory sygnałów w zakresie GHz. Odpowiednio projektując strukturę można wykorzystać złącza jako bardzo czułe sensory pola magnetycznego.

Ponadto, złącze tunelowe może być wykorzystane do tworzenia układów logicznych ¹. Łączenie elementów pamięci wraz z jednostkami przetwarzającymi informacje można stworzyć uniwersalne urządzenie logiczne.

W trakcie badań wykonywanych w ramach doktoratu przedstawiono alternatywną propozycję kontrolowania namagnesowania układów magnetycznych. W pracach ² wykazano, że poprzez przyłożenie pola elektrycznego można manipulować anizotropią magnetyczną cienkich warstw. Rozwiązanie jest potencjalnie korzystniejsze energetycznie w stosunku do efektu STT. Autor pracy również przeprowadził badania nad wpływem pola elektrycznego w złączach tunelowych, czego efektem jest praca ³, która tematycznie wykracza poza zakres doktoratu. ¹ Suzuki, D., Natsui, M., Ikeda, S., Hasegawa, H., Miura, K., Hayakawa, J., Endoh, T., Ohno, H., and Hanyu, T. In *VLSI Circuits, 2009 Symposium on,* 80, (2009)

² Weisheit, M., Fahler, S., Marty, A., Souche, Y., Poinsignon, C., and Givord, D. *Science* **315**(5810), 349 (2007); Endo, M., Kanai, S., Ikeda, S., Matsukura, F., and Ohno, H. *Applied Physics Letters* **96**(21), 212503 (2010); and Maruyama, T., Shiota, Y., Nozaki, T., Ohta, K., Toda, N., Mizuguchi, M., Tulapurkar, A. A., Shinjo, T., Shiraishi, M., Mizukami, S., Ando, Y., and Suzuki, Y. *Nature Nanotechnology* **4**(3), 158 (2009)

³ Skowroński, W., , Wiśniowski, P., Stobiecki, T., Cardoso, S., Freitas, P. P., and van Dijken, S. *Applied Physics Letters* **101**(19), 192401 (2012)

Bibliografia

- 1. Berger, L. Physical Review B 54(13), 9353 (1996).
- Deac, A. M., Fukushima, A., Kubota, H., Maehara, H., Suzuki, Y., Yuasa, S., Nagamine, Y., Tsunekawa, K., Djayaprawira, D. D., and Watanabe, N. *Nature Physics* 4(10), 803 (2008).
- 3. Dieny, B., Speriosu, V. S., Gurney, B. A., Parkin, S. S. P., Wilhoit, D. R., Roche, K. P., Metin, S., Peterson, D. T., and Nadimi, S. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **93**, 101 (1991).
- 4. Endo, M., Kanai, S., Ikeda, S., Matsukura, F., and Ohno, H. *Applied Physics Letters* **96**(21), 212503 (2010).
- 5. Heiliger, C. and Stiles, M. Physical Review Letters 100(18) (2008).
- Ikeda, S., Miura, K., Yamamoto, H., Mizunuma, K., Gan, H. D., Endo, M., Kanai, S., Hayakawa, J., Matsukura, F., and Ohno, H. *Nature Materials* 9(9), 721 (2010).
- 7. Jia, X., Xia, K., Ke, Y., and Guo, H. *Physical Review B* 84(1), 014401 (2011).
- 8. Katayama, T., Yuasa, S., Velev, J., Zhuravlev, M. Y., Jaswal, S. S., and Tsymbal, E. Y. *Applied Physics Letters* **89**(11), 112503 (2006).
- 9. Kittel, C. Phys. Rev. 71, 270 (1947).
- 10. Lei, Z. Q., Li, G. J., Egelhoff, W. F., Lai, P. T., and Pong, P. W. T. *IEEE Transactions on Magnetics* 47(3), 602 (2011).
- Maruyama, T., Shiota, Y., Nozaki, T., Ohta, K., Toda, N., Mizuguchi, M., Tulapurkar, A. A., Shinjo, T., Shiraishi, M., Mizukami, S., Ando, Y., and Suzuki, Y. *Nature Nanotechnology* 4(3), 158 (2009).
- Rijks, T. G. S. M., Coehoorn, R., Daemen, J. T. F., and de Jonge, W. J. M. *Journal of Applied Physics* **76**(2), 1092 (1994).
- 13. Serrano-Guisan, S., Rott, K., Reiss, G., Langer, J., Ocker, B., and Schumacher, H. *Physical Review Letters* **101**(8) (2008).
- 14. Serrano-Guisan, S., Skowroński, W., Wrona, J., Liebing, N., Czapkiewicz, M., Stobiecki, T., Reiss, G., and Schumacher, H. W. *Journal of Applied Physics* **110**(2), 023906 (2011).

- 15. Skowroński, W., Czapkiewicz, M., Frankowski, M., Wrona, J., Stobiecki, T., Reiss, G., Chalapat, K., Paraoanu, G. S., and van Dijken, S. *Phys. Rev. B* **87**, 094419 Mar (2013).
- 16. Skowroński, W., , Wiśniowski, P., Stobiecki, T., Cardoso, S., Freitas, P. P., and van Dijken, S. *Applied Physics Letters* **101**(19), 192401 (2012).
- 17. Skowroński, W., Stobiecki, T., Wrona, J., Reiss, G., and van Dijken, S. *Applied Physics Express* **5**(6), 063005 (2012).
- Skowroński, W., Stobiecki, T., Wrona, J., Rott, K., Thomas, A., Reiss, G., and van Dijken, S. *Journal of Applied Physics* 107(9), 093917 (2010).
- 19. Slonczewski, J. C. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **159**(1-2), L1 (1996).
- 20. Suzuki, D., Natsui, M., Ikeda, S., Hasegawa, H., Miura, K., Hayakawa, J., Endoh, T., Ohno, H., and Hanyu, T. In *VLSI Circuits*, 2009 *Symposium on*, 80, (2009).
- 21. Tedrow, P. M. and Meservey, R. *Physical Review B* **7**(1), 318 (1973).
- 22. Tulapurkar, A. A., Suzuki, Y., Fukushima, A., Kubota, H., Maehara, H., Tsunekawa, K., Djayaprawira, D. D., Watanabe, N., and Yuasa, S. *Nature* **438**(7066), 339 (2005).
- 23. Tumański, S. *Thin film magnetoresistive sensors*. IOP Publishing, Bristol, (2001).
- 24. Wang, C., Cui, Y., Sun, J., Katine, J., Buhrman, R., and Ralph, D. *Physical Review B* **79**(22), 224416 (2009).
- 25. Weisheit, M., Fahler, S., Marty, A., Souche, Y., Poinsignon, C., and Givord, D. *Science* **315**(5810), 349 (2007).
- 26. Yuasa, S. and Djayaprawira, D. D. *Journal of Physics D: Applied Physics* **40**, R337 (2007).