

## **Autoreferat** **przedstawiający opis dorobku i osiągnięć naukowych**

**2.1 Imię i nazwisko:** Adam Nabiałek

**2.2 Posiadane dyplomy, stopnie naukowe (nazwa, miejsce i rok uzyskania)**

magister inżynier podstawowych problemów techniki – specjalność fizyka techniczna

Politechnika Warszawska, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, 1990 r.

Praca magisterska pt. „*Badanie jonowej przewodności elektrycznej roztworów stałych  $Li_4SiO_4-Li_3PO_4$* ” wykonana w Zakładzie Joniki Ciała Stałego Politechniki Warszawskiej pod kierunkiem prof. dr. hab. Władysława Bogusza.

doktor nauk fizycznych

Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie, 1999 r.

Praca doktorska pt. „*Magnetostrykcja nadprzewodników wysokotemperaturowych w stanie mieszanym*”, wykonana pod kierunkiem prof. dr. hab. Henryka Szymczaka

**2.3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych**

Od grudnia 1990 roku do chwili obecnej jestem zatrudniony w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, w Oddziale Fizyki Magnetyzmu.

**2.4 Wskazanie osiągnięcia stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego**

Osiągnięciem naukowym wynikającym z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003r. o stopniach naukowych i tytule naukowym zgłoszonym do postępowania habilitacyjnego jest jednotematyczny cykl publikacji złożony z 13 prac. Tematem tego cyklu są „**Lawiny termomagnetyczne oraz zjawiska im towarzyszące w nadprzewodnikach drugiego rodzaju**”

## 2.4A Spis prac stanowiących podstawę postępowania habilitacyjnego

Spis w kolejności opublikowania:

- H.1) **A. Nabialek**, M. Niewczas, H. Dabkowska, A. Dabkowski, J.P. Castellán, B.D. Gaulin, “*Magnetic flux jumps in textured  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$* ”, Phys. Rev. B **67** (2003) 024518.
- H.2) **A. Nabialek**, V.V. Chabanenko, V. Rusakov, S. Vasiliev, H. Szymczak, S. Piechota, H. Dabkowska, A. Dabkowski, B. Gaulin, M. Niewczas, O. Mironov, “*The peculiarities of magnetic flux dynamics at magnetothermal instability in textured  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$* ”, J. Low Temp. Phys. **130** (2003) 425-433. (Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop, „Vortex Dynamics in High Temperature Superconductors”, 17-22 maja 2002, Taszkient, Uzbekistan)
- H.3) V. Chabanenko, R. Puzniak, **A. Nabialek**, S. Vasiliev, V. Rusakov, L. Huanqian, R. Szymczak, H. Szymczak, J. Jun, J. Karpinski, V. Finkel, “*Flux Jumps and H-T Diagram of Instability for  $\text{MgB}_2$* ”, J. Low Temp. Phys., **130** (2003) 175-191. (Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop, „Vortex Dynamics in High Temperature Superconductors”, 17-22 maja 2002, Taszkient, Uzbekistan).
- H.4) **A. Nabialek**, V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, S. Vasiliev, N.N. Kabdin, H. Szymczak, S. Piechota, B.N. Kodess, S.A. Kononogov, “*Giant magnetostriction and flux jumps in superconducting  $\text{Nb}_3\text{Al}$  slab*”, J. Low Temp. Phys., Vol. **139** (2005) 239-246. (proceedings of NATO Advanced Research Workshop “Vortex dynamics in superconductors and other complex systems”, 13-17 September, 2004, Yalta, Crimea, Ukraine).
- H.5) **A. Nabialek**, S. Vasiliev, V. Chabanenko, P. Aleksyeyev, V. Rusakov, S. Piechota, H. Szymczak, „*Giant magnetostriction jumps in conventional NbTi superconductor*”, Acta Phys. Pol. A **109** (2006) 633-639. (Proceedings of the XI National School “Collective Phenomena and Their Competition”, Kazimierz Dolny, September 25-29, 2005).
- H.6) **A. Nabialek**, M. Niewczas, „*The critical state stability in textured  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$  superconductor*”, Physica C **436** (2006) 43-50.
- H.7) **A. Nabialek**, S. Vasiliev, P. Aleksyeyev, V. Chabanenko, “*Dynamics of thermomagnetic avalanches in melt-textured YBaCuO superconductors*”, Acta Phys. Pol. A **111** (2007) 153-158. (Proceedings of the Symposium K: “Complex Oxide Materials for New Technologies” of E-MRS Fall Meeting, Warsaw, September 4-8, 2006)
- H.8) **A. Nabialek**, S. Vasiliev, V. Chabanenko, V. Rusakov, S. Piechota, H. Szymczak, “*The influence of the sample shape on the flux jumps dynamics in conventional NbTi superconductor*”, Acta Phys. Pol. A **114** (2008) 235-241. (Proceedings of the XIII National School of Superconductivity, Łądek Zdrój 2007).
- H.9) **A. Nabialek**, V. Chabanenko, S. Vasiliev, V.F. Rusakov, G. Shushmakova, H. Szymczak, “*The Reversal of the Local Magnetic Field Profile at the Surface of Superconducting Sample Caused by the Thermomagnetic Avalanche*”, J. Low Temp. Phys. **154** (2009) 55-67.
- H.10) **A. Nabialek**, V. Chabanenko, S. Vasiliev, G. Shushmakova, H. Szymczak, B. Kodess, “*Two components of the magnetostriction of the crystalline metallic  $\text{V}_3\text{Si}$  Superconductor*”, J. Appl. Phys. **105** (2009) 063918.
- H.11) **A. Nabialek**, S. Vasiliev, V. Chabanenko, F. Perez-Rodriguez, S. Piechota, H. Szymczak, “*The Influence of Magnetic History on the Stability of Critical State and the Dynamics of Flux Jumps in Conventional NbTi Superconductor*”, Acta Phys. Pol. A **118** (2010) 343-345. (Proceedings of The XIV National School on Superconductivity, Ostrów Wielkopolski, October 13-17, 2009).
- H.12) **A. Nabialek**, A. Wiśniewski, V.V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, T.V. Tsvetkov, F. Perez-Rodriguez, “*Influence of crystal anisotropy on the critical state stability and flux jumps dynamics in a single crystal of  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$* ”, Supercond. Sci. Technol. **25** (2012) 035005.
- H.13) **A. Nabialek**, S.V. Vasiliev, V.V. Chabanenko, X. Yao, Y.Q. Cai, L. Guo, M.V. Kuzovui, „*Critical state stability and flux jumps’ dynamics in a single crystal of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* ”, Acta Phys. Pol. A **121** (2012) 836-840. (Proceedings of the XV-th National School “Hundred Years of Superconductivity”, Kazimierz Dolny, October 9-13, 2011).

## 2.4B Omówienie celu naukowego wyżej wymienionych prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

### Wstęp

Większość znanych obecnie nadprzewodników to nadprzewodniki drugiego rodzaju. W polach magnetycznych przekraczających wartość pierwszego pola krytycznego,  $H_{c1}$ , nadprzewodnik drugiego rodzaju przechodzi w stan mieszany. Właściwości magnetyczne oraz transportowe nadprzewodników w stanie mieszanym opisuje się najczęściej w ramach modelu stanu krytycznego [1]. Kluczowym parametrem występującym w tym modelu jest gęstość prądu krytycznego,  $j_c$ , która określa maksymalną gęstość prądu jaką nadprzewodnik może przewodzić bez strat, jak również gęstość prądu ekranującego próbkę nadprzewodnika w zewnętrznym polu magnetycznym. Stan krytyczny nadprzewodnika, to znaczy taki, w którym w części lub w całej objętości nadprzewodzącej próbki płynie prąd o krytycznej gęstości  $j_c$ , w pewnych warunkach może się okazać stanem niestabilnym. Niewielkie fluktuacje pola magnetycznego lub temperatury mogą wówczas w próbce nadprzewodnika wywoływać lawiny termomagnetyczne, stanowiące główny temat przedstawianego cyklu publikacji.

Stabilność stanu krytycznego w nadprzewodniku zależy od dwóch skorelowanych ze sobą procesów: 1) wnikania strumienia magnetycznego do nadprzewodzącej próbki – w wyniku tego procesu wydzielana się ciepło; 2) dyfuzji termicznej – czyli rozprzestrzeniania się wydzielanego na skutek wnikania strumienia ciepła. Wzrost temperatury próbki powoduje obniżenie gęstości ekranującego ją prądu, a w wyniku tego wnikanie dodatkowego strumienia magnetycznego do jej objętości. W pewnych warunkach oba te procesy mogą mieć charakter lawinowy. Mówimy wtedy, że mamy do czynienia z lawiną termomagnetyczną.

Lawinie termomagnetycznej towarzyszy gwałtowny wzrost temperatury próbki oraz gwałtowne wnikanie strumienia magnetycznego do nadprzewodzącej próbki. To drugie zjawisko jest nazywane w literaturze skokiem strumienia magnetycznego („flux jump”) i często utożsamiane jest lawiną termomagnetyczną. Istnieją jednak również inne zjawiska towarzyszące lawinie termomagnetycznej. Jednym z nich są gwałtowne zmiany rozmiarów próbki, nazywane skokami magnetostrykcji [2].

W niektórych przypadkach, próbka nadprzewodnika lub pewna część jej objętości może przechodzić w trakcie lawiny termomagnetycznej w stan normalny. Jest oczywiste, że lawiny termomagnetyczne są zjawiskiem bardzo niekorzystnym z punktu widzenia praktycznych zastosowań nadprzewodników. Dlatego bardzo ważne jest dokładne zrozumienie zarówno warunków powstawania lawiny, jak i procesów jej towarzyszących. Niezwykle ważne jest również poznanie dynamiki tego procesu. Dynamika skoków strumienia magnetycznego decyduje o mocy wydzielanej w trakcie trwania lawiny energii. Przekroczenie pewnej wartości tej mocy może prowadzić do uszkodzenia urządzeń wykorzystujących elementy nadprzewodzące.

Pierwsze lawiny termomagnetyczne zaobserwowano wówczas, kiedy zaczęto badać właściwości magnetyczne i transportowe konwencjonalnych nadprzewodników drugiego rodzaju charakteryzujących się dużymi gęstościami prądu krytycznego. Stosunkowo szybko udało się również określić warunki, jakie muszą być spełnione aby lawina taka powstała [3,4,5]. Określenie warunków stabilności stanu krytycznego w nadprzewodniku drugiego rodzaju wymaga znajomości nie tylko temperaturowej oraz polowej zależności gęstości prądu krytycznego, ale również kształtu próbki, jej rozmiarów oraz właściwości termicznych. W

większości przypadków bardzo istotną rolę odgrywają warunki wymiany ciepła pomiędzy badaną próbką a otoczeniem. W celu uniknięcia lawin termomagnetycznych wykorzystywane w praktyce druty nadprzewodzące wykonywane są w postaci kompozytów, składających się z wielu cienkich drutów nadprzewodnika osadzonych w matrycy z metalu normalnego. Teorię stabilności stanu krytycznego w nadprzewodzących kompozytach można odnaleźć w pracach przeglądowych [6,7]. Wraz z odkryciem nadprzewodników wysokotemperaturowych lawiny termomagnetyczne zaczęto również obserwować w tych materiałach [8]. Ze względu jednak na specyfikę tych materiałów (m.in. anizotropia parametrów opisujących stan nadprzewodzący, obecność słabych złączy, silne pełzanie strumienia magnetycznego), wiele aspektów dotyczących powstawania lawin termomagnetycznych w tych materiałach pozostaje słabo zbadana. Nie do końca zbadane są również pewne zagadnienia związane z wpływem kształtu nadprzewodzącej próbki na powstawanie lawin. W ostatnich latach uwagę badaczy przyciągnęło zaobserwowanie w cienkich warstwach nadprzewodzących lawin w postaci dendrytów [9]. Warunki powstawania takich lawin mogą w znaczący sposób odbiegać od tych, które obserwuje się w próbkach makroskopowych [10]. W dalszym ciągu słabo poznana pozostaje dynamika procesu lawiny termomagnetycznej.

### **Cel naukowy**

Podjmując badania, których wyniki są zawarte w załączonym jednotematycznym cyklu publikacji, postawiłem sobie dwa najważniejsze cele naukowe:

**1) Wyjaśnienie wpływu specyficznych właściwości nowo odkrytych materiałów nadprzewodzących (nadprzewodniki wysokotemperaturowe, dwuborek magnezu) na warunki powstawania oraz strukturę obserwowanych w nich lawin termomagnetycznych**

**2) Wyjaśnienie mechanizmów niektórych zjawisk towarzyszących lawinom termomagnetycznym, w tym: zjawiska odwrócenia profilu pola magnetycznego na powierzchni nadprzewodzącej próbki po wystąpieniu lawiny termomagnetycznej, dynamiki skoków strumienia magnetycznego oraz gigantycznych skoków magnetostrykcji.**

Wszystkie badane przeze mnie zjawiska zależą silnie zarówno od rozmiarów jak i od kształtów badanych próbek. Dlatego w prezentowanych pracach dużo uwagi poświęciłem **wpływowi grubości nadprzewodzących próbek na lawiny termomagnetyczne.**

Specyficznym właściwościom lawin termomagnetycznych w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych poświęcone są prace **H.1, H.2, H.6, H.7, H.12, H.13**. Praca **H.3** poświęcona jest lawinom termomagnetycznym w dwuborku magnezu.

Wiele badań dotyczących wpływu kształtu próbki na lawiny termomagnetyczne oraz na zjawiska im towarzyszące przeprowadzono z użyciem nadprzewodników konwencjonalnych NbTi (**H.5, H.8, H.9, H.11**), Nb<sub>3</sub>Al (**H.4**) oraz V<sub>3</sub>Si (**H.10**). Ze względu na różnice właściwości nadprzewodników wysokotemperaturowych i konwencjonalnych, niezwykle ciekawe wydawało się porównanie towarzyszących lawinom termomagnetycznym zjawisk w tych dwóch rodzajach materiałów. Badania tych zjawisk w nadprzewodnikach konwencjonalnych ma również znaczenie praktyczne, ponieważ ze względu na dobrze opanowaną technologię ich otrzymywania nadprzewodniki te w dalszym ciągu odgrywają dominującą rolę w zastosowaniach technicznych.

W pracy **H.9** badano towarzyszące lawinie termomagnetycznej zjawisko odwrócenia profilu pola magnetycznego na powierzchni próbki nadprzewodnika. Zjawisko to jest związane bezpośrednio ze złamaniem symetrii prądów ekranujących na skutek wystąpienia lawiny i jak większość zjawisk towarzyszących lawinom jest uzależnione od kształtu badanej próbki nadprzewodnika. Wpływ kształtu próbki na zakres występowania lawin, ich wielkość oraz dynamikę w konwencjonalnym nadprzewodniku NbTi analizowano w pracy **H.8**. Jak pokazano w pracy **H.11** silne pole odmagnesowujące może zmienić rozkład pola magnetycznego w nadprzewodzącej próbce po wystąpieniu lawiny, a tym samym zmienić warunki powstawania kolejnych lawin, a także ich dynamikę. Dynamikę skoków strumienia magnetycznego analizowano w pracach **H.2, H.3, H.7, H.8, H.11, H.12** oraz **H.13**. Towarzyszące lawinom magnetycznym gigantyczne skoki magnetostrykcji badano w pracach **H.4, H.5** oraz **H.10**.

### Stosowane metody badawcze

Warunki powstawania lawin termomagnetycznych badano za pomocą standardowych magnetometrów (wibracyjnych – VSM, oraz z wyciąganą próbką – „extraction magnetometer”). W pomiarach na tych urządzeniach lawiny termomagnetyczne przejawiały się w postaci towarzyszących lawinom gwałtownych zmian momentu magnetycznego. Za pomocą standardowych magnetometrów badano wpływ różnych czynników (np. temperatury lub prędkości przemieszczania pola) na pole  $H_{fj1}$ , w którym pojawia się pierwszy skok strumienia magnetycznego. Wyznaczano również zmiany momentu magnetycznego w trakcie poszczególnych skoków. Ze względu na specyfikę badanego zjawiska wykorzystywane urządzenia musiały jednak zapewniać możliwość kontroli pewnych dodatkowych parametrów (prędkość przemieszczania, warunki wymiany ciepła pomiędzy próbką a otoczeniem), które w innego rodzaju pomiarach magnetycznych mają znaczenie drugorzędne. W części przedstawionych poniżej badań (**H.1, H.3, H.6, H.12**) wykorzystywany był magnetometr z wyciąganą próbką stanowiący część systemu PPMS firmy Quantum Design. Oprócz możliwości dokładnej kontroli prędkości przemieszczania pola, w urządzeniu tym niezwykle ważne, z punktu widzenia badania lawin termomagnetycznych, jest to, że w temperaturach zarówno powyżej jak i poniżej temperatury ciekłego helu badana próbka znajduje się w otoczeniu gazowym (hel o ciśnieniu ok. 0.5 mm Hg). W związku z tym nie występuje gwałtowna zmiana warunków chłodzenia przy przechodzeniu przez temperaturę 4.2 K.

Niektóre z badanych próbek charakteryzowały się wyjątkowo dużymi rozmiarami (średnice przekraczające nawet 1 cm). Takich próbek nie daje się jednak umieścić w standardowych magnetometrach. W badaniach właściwości magnetycznych takich próbek wykorzystywano najczęściej pomiar pola własnego próbki na jej powierzchni. Lawinom termomagnetycznym towarzyszą gwałtowne zmiany tego pola. Do pomiarów tych wykorzystywano sondy Halla. Obliczenie na podstawie wyników tych pomiarów gęstości prądu krytycznego wymagało opracowania odpowiedniego modelu (model ten został przedstawiony w pracy **H.10**). Porównanie wyników pomiaru pola rozproszonego z wynikami pomiarów momentu magnetycznego zaowocowało pewnymi wnioskami dotyczącymi struktury lawin termomagnetycznych (przedstawiono je szczegółowo w pracy **H.8**).

Sondy Halla stanowiły również wygodne narzędzie do badania dynamiki lawin termomagnetycznych, a dokładniej do badania dynamiki towarzyszących lawinom zmian pola własnego próbki. Dynamikę zmian strumienia magnetycznego w próbce, w czasie lawiny, prowadzono wykorzystując nawijane na próbkę cewki. Cewki te podłączano do oscyloskopu z pamięcią lub do podłączonej do komputera czterokanałowej karty do rejestracji danych (DAQ) co umożliwiało równoczesną rejestrację kilku sygnałów. Można więc było na

przykład porównać dynamikę zmian strumienia w próbce z dynamiką zmian pola rozproszonego (patrz praca **H.8**).

W przedstawionych w pracy **H.13** badaniach połączono technikę pomiaru dynamiki zmian strumienia magnetycznego w próbce za pomocą nawijanych na nią cewek z techniką pomiaru momentu magnetycznego metodą VSM.

Do badania, towarzyszących lawinom termomagnetycznym, gigantycznych skoków magnetostrykcji wykorzystywano metodę tensometryczną. Należy przy tym zaznaczyć, że stosowana najczęściej w pomiarach magnetostrykcji metoda pojemnościowa nie nadaje się do badania tego zjawiska, ponieważ gwałtowne zmiany rozmiarów próbki wywołują w tym przypadku niestabilność układu pomiarowego.

Pomiary dynamiki skoków strumienia magnetycznego, VSM oraz magnetostrykcji zostały przeprowadzone w układzie 12 teslowego magnesu nadprzewodzącego firmy Cryogenics wraz z układem do regulacji temperatury. W zakresie temperatur 2 K - 4.2 K próbka, w tym układzie, była zanurzona w ciekłym helu. W zakresie temperatur powyżej 4.2 K próbka chłodzona była za pomocą przepływającego wokół niej helu gazowego o ciśnieniu zbliżonym do atmosferycznego.

### **Wpływ specyficznych właściwości nowo odkrytych materiałów nadprzewodzących na warunki powstawania oraz strukturę obserwowanych w nich lawin termomagnetycznych.**

W badaniach wykorzystywano wysokotemperaturowe nadprzewodniki  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$  (**H.1**, **H.2**, **H.6**),  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  (**H.12**) oraz  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (**H.7**, **H.13**). Wybrane nadprzewodniki różnią się pod względem wielu, istotnych z punktu widzenia powstawania lawin termomagnetycznych, parametrów – przede wszystkim mają różne temperatury krytyczne oraz różne anizotropie. W przypadku nadprzewodnika  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  badano zarówno próbki krystaliczne (**H.13**), jak i teksturowane (**H.7**). Lawin termomagnetycznych nie obserwowano w zwykłych ceramikach nadprzewodników wysokotemperaturowych, ponieważ gęstość prądu krytycznego w tych materiałach jest silnie ograniczona obecnością słabych złączy.

Nadprzewodniki  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ , oraz  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  odgrywają coraz większą rolę w zastosowaniach praktycznych. Stąd niezwykle ważne jest zrozumienie warunków powstawania lawin termomagnetycznych w tych materiałach. Niezwykle obiecujące wydają się również perspektywy wykorzystania praktycznego nadprzewodnika  $\text{MgB}_2$ . Właściwości tego materiału są jednak całkowicie odmienne. Jak wykazano w pracy **H.3**, obserwowane w tym materiale lawiny termomagnetyczne wykazują szereg specyficznych właściwości.

#### *Stabilność stanu krytycznego w wysokotemperaturowym nadprzewodniku $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$*

Zagadnieniu temu poświęcone są w całości prace **H.1** oraz **H.6**. Spośród bizmutowych nadprzewodników wysokotemperaturowych najwyższą temperaturę krytyczną (ok. 110 K) wykazują próbki o składzie  $\text{Bi}_2\text{Ca}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ . W prowadzonych badaniach skoncentrowano się jednak na próbkach o składzie  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  ( $T_c=85$  K), ponieważ dla tego składu można otrzymać większe kryształy. Wykorzystywane w badaniach próbki nie były jednak monokryształami, lecz składały się z kilku ułożonych do siebie równoległe płaskich kryształów. Miały one kształt stosunkowo cienkich (o grubości 0.1 – 0.2 mm) płytek, a krystalograficzna oś  $c$  była zorientowana zawsze prostopadle do powierzchni płytki. Lawiny termomagnetyczne udało się zaobserwować jedynie w przypadku kiedy zewnętrzne pole magnetyczne było równoległe do osi  $c$  (tzn. prostopadle do badanych płytek).

Podstawowym celem prowadzonych badań było porównanie warunków stabilności stanu krytycznego w badanym materiale z warunkami stabilności stanu krytycznego w innych znanych materiałach (np. w nadprzewodnikach konwencjonalnych), oraz określenie w jaki sposób jego specyficzne właściwości wpływają na tę stabilność. Nadprzewodniki bizmutowe wykorzystywane są również do wytwarzania kompozytowych taśm nadprzewodzących, dlatego dokładne zrozumienie warunków stabilności stanu krytycznego w tym materiale ma ogromne znaczenie z punktu widzenia praktycznych zastosowań tych kompozytów.

Zaobserwowano, że ze wzrostem temperatury szybko rośnie wartość pola  $H_{fj1}$ , przy którym pojawia się pierwszy skok strumienia magnetycznego (**H.1**). Jest to zachowanie podobne do tego jakie obserwuje się w nadprzewodnikach konwencjonalnych. Również wpływ historii magnetycznej na pojawiające się kolejno skoki momentu magnetycznego podobny był do tego, jaki obserwuje się w innych nadprzewodnikach. Wykazano jednak, że nawet w przypadku, kiedy w próbce następuje płynięcie strumienia magnetycznego nie można wykorzystać, stosowanego w przypadku nadprzewodników konwencjonalnych, przybliżenia zakładającego występowania warunków lokalnie adiabatycznych. W badanej próbce zauważono ponadto silną zależność pola  $H_{fj1}$  od prędkości przemieszczania zewnętrznego pola magnetycznego oraz szybką relaksację momentu magnetycznego, świadczącą o nieliniowości charakterystyki prądowo-napięciowej. Zależność tę analizowano w ramach modelu Mintz'a [11] opracowanego dla nieskończonej płyty, wskazując równocześnie na rozbieżności wynikające z przyjętych w modelu uproszczeń.

Wysunięto hipotezę, że w przypadku cienkich próbek nadprzewodzących w zewnętrznym polu magnetycznym prostopadłym do ich powierzchni rolę krytycznego, z punktu widzenia powstawania lawin termomagnetycznych, rozmiaru próbki spełnia (z lepszym przybliżeniem) jej grubość, mierzona w kierunku równoległym do zewnętrznego pola magnetycznego, niż jej średnica, mierzona w kierunku prostopadłym do pola. Hipotezę tę argumentowano w oparciu o otrzymane wyniki doświadczalne oraz model teoretyczny [12] opisujący rozkład pola magnetycznego w cienkiej próbce nadprzewodzącej.

Bardziej szczegółowe badania wpływu grubości próbki na stabilność stanu krytycznego przeprowadzono w pracy **H.6**. W pracy tej porównywano stabilność stanu krytycznego w próbkach o różnych grubościach, pokazując że stabilność stanu krytycznego w próbce rośnie wraz ze zmniejszeniem jej grubości. W tym celu dokonano rozwarstwienia próbki wyjściowej na dwie cieńsze. Dokonano również operacji odwrotnej, tzn. sklejenia (za pomocą Apiezonu) dwóch rozwarstwionych kawałków. Okazało się, że stabilność stanu krytycznego w takiej skleionej próbce jest praktycznie taka sama jak w próbce przed rozwarstwieniem. Wynik tego doświadczenia pokazuje, że przewodnictwo (zarówno elektryczne, jak i cieplne) w kierunku prostopadłym do warstw tak stworzonego kompozytu nie wpływa w znaczący sposób na stabilność stanu krytycznego, w przypadku kiedy zewnętrzne pole magnetyczne jest prostopadłe do badanych warstw.

Wykazano również, że stabilność stanu krytycznego badanych nadprzewodników w znaczący sposób zwiększa się w przypadku, kiedy znajdują się one w dobrej kontakcie termicznym w warstwę metalicznej miedzi. Kontakt taki z jednej strony poprawia warunki chłodzenia badanej próbki, z drugiej strony dzięki wysokiej przewodności elektrycznej miedzi spowalnia dynamikę wnikałego do próbki strumienia magnetycznego.

*Wpływ anizotropii krystalicznej oraz warunków chłodzenia na stabilność stanu krytycznego wysokotemperaturowego nadprzewodnika  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ .*

Badaniom stabilności stanu krytycznego oraz dynamiki skoków strumienia magnetycznego w kryształach nadprzewodnika  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  jest poświęcona w całości praca **H.12**. Metodą topienia strefowego można otrzymywać stosunkowo duże kryształy związku  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ . W

badaniach wykorzystałem duży  $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$  kryształ o domieszkowaniu strontem zbliżonym do optymalnego dla tego związku -  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ . Duży kryształ w kształcie sześcianu umożliwił przeprowadzenie kompleksowych badań wpływu temperatury, prędkości przemieszczania pola, warunków chłodzenia próbki a także anizotropii krystalicznej na warunki powstawania lawin termomagnetycznych. Niezwykle ważne jest to, że współczynnik odmagnesowujący próbki w kształcie sześcianu nie zmienia się przy zmianie jej orientacji względem zewnętrznego pola magnetycznego (we wszystkich badaniach zewnętrzne pole magnetyczne było prostopadłe do jednej ze ścian sześcianu). Dlatego można było zaniebować wpływy zmiany tego współczynnika na lawiny termomagnetyczne, przy zmianie orientacji próbki.

Badania stabilności stanu krytycznego tego materiału prowadzono zarówno w układzie PPMS jak i w 12 teslowym magnecie nadprzewodzącym. Stabilność stanu krytycznego badanej próbki zależała silnie od jej orientacji względem zewnętrznego pola magnetycznego. Zakres temperatur, w którym występowały lawiny termomagnetyczne był znacznie szerszy w przypadku kiedy zewnętrzne pole magnetyczne skierowane było równoległe do osi  $c$ -badanego kryształu, w porównaniu z przypadkiem kiedy zewnętrzne pola magnetyczne było równoległe do jego płaszczyzn  $ab$ . Jak wykazano, związane jest to przede wszystkim z anizotropią gęstości prądów ekranujących. Gęstość prądów ekranujących płynących w kierunku prostopadłym do płaszczyzn  $ab$  jest w badanym materiale mniej więcej o rząd wielkości mniejsza niż płynących w tej płaszczyźnie.

Stabilność stanu krytycznego badanego nadprzewodnika zależała silnie od warunków chłodzenia próbki. Zaobserwowano ponadto, że stabilność stanu krytycznego zależy silnie od stosowanej prędkości przemieszczania zewnętrznego pola magnetycznego. Oba te fakty sugerowały wyraźnie, że lawiny termomagnetyczne w tym materiale inicjowane są w tzw. warunkach dynamicznych, w których współczynnik dyfuzji magnetycznej jest mniejszy od współczynnika dyfuzji termicznej. Współczynnik dyfuzji magnetycznej,  $D_m$ , jest

proporcjonalny do oporności elektrycznej badanego materiału,  $D_m = \frac{\rho}{\mu_0}$ , gdzie  $\mu_0$  oznacza

przenikalność magnetyczną próżni. Współczynnik dyfuzji termicznej,  $D_t$ , związany jest z przewodnością termiczną,  $\kappa$ , oraz ciepłem właściwym,  $c_v$ , badanego materiału wzorem:

$$D_t = \frac{\kappa}{c_v}.$$

Dla przeprowadzenia analizy w warunkach dynamicznych konieczne było określenie charakterystyki prądowo-napięciowej badanego materiału. Charakterystyka ta została określona na podstawie wyników badań relaksacji momentu magnetycznego. Analizę stabilności stanu krytycznego prowadzono w ramach opracowanego w pracy [11] modelu, zakładającego słabe chłodzenie próbki, oraz opracowanego w pracy **H.12** modelu izotermicznego. Pokazano przy tym, że podobnie jak w modelu zakładającym słabe chłodzenie próbki [11], również w modelu izotermicznym należy oczekiwać zmian pola pierwszego skoku,  $H_{f1}$ , w funkcji prędkości przemieszczania zewnętrznego pola magnetycznego. Wykazano, że wyniki uzyskane w układzie PPMS najlepiej daje się opisać w ramach modelu zakładającego słabe chłodzenie próbki. Modelu tego nie można jednak stosować w przypadku próbki zanurzonej w ciekłym helu. W przypadku próbki zanurzonej w ciekłym helu lepsze oszacowanie wartości  $H_{f1}$  dawał model izotermiczny. Z przeprowadzonych w pracy **H.12** obliczeń wynika, że współczynnik powierzchniowej przewodności termicznej był w przypadku badań prowadzonych w układzie PPMS o dwa do trzech rzędów wielkości mniejszy niż dla próbki zanurzonej w ciekłym helu.



### *Stabilność stanu krytycznego w kryształach nadprzewodnika $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$*

W pracy **H.13** wykazano, że również w przypadku kryształów nadprzewodnika  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  lawiny termomagnetyczne są inicjowane w warunkach dynamicznych. W przypadku dużych (o rozmiarach rzędu kilku milimetrów) kryształów zanurzonych bezpośrednio w ciekłym helu, dla określenia warunków stabilności stanu krytycznego można stosować przybliżenie izotermiczne (**H.12**). Przybliżenia tego nie można jednak stosować kiedy poprawiona zostanie izolacja termiczna pomiędzy badaną próbką a otoczeniem. Jak wykazano w pracy **H.13**, zakres temperatur, w których mogą pojawiać się wówczas lawiny termomagnetyczne może ulec znacznemu poszerzeniu.

### *Specyfika lawin termomagnetycznych w nadprzewodniku $MgB_2$*

Odkrycie nadprzewodnictwa w dwuborku magnezu ( $MgB_2$ ) [13] spowodowało pojawienie się ogromnej liczby prac dotyczących tego materiału. Ten nowy materiał nadprzewodzący jest niezwykle obiecujący z punktu widzenia zastosowań praktycznych. Charakteryzuje się stosunkowo wysoką temperaturą krytyczną (około 39 K). Ponadto w przeciwieństwie do nadprzewodników wysokotemperaturowych międzyziarnowa gęstość prądu krytycznego nie jest w nim w znaczący sposób ograniczana przez obecność słabych złączy. Stąd w praktyce można w powodzeniem wykorzystywać próbki polikrystaliczne. Z tego punktu widzenia dwuborek magnezu bardziej przypomina nadprzewodniki konwencjonalne. Zastosowania praktyczne  $MgB_2$  wymagają uwzględnienia możliwości pojawienia się w tym materiale lawin termomagnetycznych. Praca **H.3** była pierwszą pracą w literaturze poświęconą temu zagadnieniu.

W pracy tej badano polikrystaliczną próbkę  $MgB_2$  o rozmiarach  $1.8 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$ . Lawiny obserwowano w bardzo szerokim zakresie temperatur, poniżej 10 K. Niezwykle ciekawa okazała się również struktura obserwowanych skoków strumienia magnetycznego. Po schłodzeniu próbki w zerowym zewnętrznym polu magnetycznym, w narastającym zewnętrznym polu magnetycznym obserwowano całą serię kolejnych skoków momentu magnetycznego próbki o narastającej amplitudzie. Ze względu na małą amplitudę oraz ograniczoną czułość magnetometru ekstrakcyjnego, dokładne określenie pola, przy którym pojawiał się pierwszy skok okazało się niemożliwe. Niezwykle ciekawym okazał się fakt, że pierwszy pełny skok, tzn. taki po którym moment magnetyczny próbki spadał prawie do zera, pojawiał się w polu o indukcji ok. 0.75 T a wartość tego pola praktycznie nie zależała od początkowej temperatury próbki (w zakresie od 2 K do 7 K).

Analiza stabilności stanu krytycznego wymagała w pierwszej kolejności określenia relacji pomiędzy współczynnikami dyfuzji termicznej i magnetycznej badanego materiału. Z relacji tej wynika, że warunki powstawania lawiny termomagnetycznej w przypadku  $MgB_2$  są lokalnie adiabatyczne. Wykazano również, że przy obliczaniu pola pierwszego skoku należy uwzględniać połową zależność ciepła właściwego. Obliczenia teoretyczne pola pierwszego skoku w temperaturze 2 K dały wartość  $\mu_0 H_{fj1} \approx 0.06 \text{ T}$ . Wartość ta okazała się znacznie niższa od pola pierwszego pełnego skoku (ok. 0.75 T). Aby ten fakt wyjaśnić należało obliczyć, do jakiej temperatury jest w stanie ogrzać badaną próbkę zgromadzona w niej w procesie magnesowania energia magnetyczna. Okazało się, że energia magnetyczna zgromadzona w polu o indukcji 0.06 T jest stanowczo za niska aby doprowadzić do znaczącego spadku gęstości prądu krytycznego w badanym materiale. Energię magnetyczną umożliwiającą podniesienie temperatury powyżej  $T_c$  badana próbka mogłaby uzyskać dopiero w polu o indukcji ok. 1 T. Powyższa analiza pozwoliła zrozumieć dlaczego w badanej próbce  $MgB_2$

obserwujemy serie skoków o narastającej amplitudzie, a skoki, w trakcie których moment magnetyczny spada prawie do zera pojawiają się dopiero w polu o indukcji ok. 0.75 T.

Na podstawie określonych doświadczalnie czasów trwania poszczególnych lawin wyznaczono współczynniki dyfuzji magnetycznej. Otrzymane wartości odpowiadały z grubsza wartościom współczynników dyfuzji charakterystycznym dla płynięcia strumienia magnetycznego w badanym materiale.

### Wpływ grubości nadprzewodzących próbek na lawiny termomagnetyczne.

W prowadzonych badaniach doświadczalnych często wykorzystywałem nadprzewodzące próbki w kształcie stosunkowo cienkich (o grubości powyżej 0.1 mm) płytek lub dysków. Zgodnie z kryteriami stabilności wyprowadzonymi dla próbek o zerowym współczynniku odmagnesowującym [6,7] należy oczekiwać, że wraz ze wzrostem średnicy badanej próbki stabilność stanu krytycznego powinna maleć, to znaczy dla próbki o większej średnicy lawiny termomagnetyczne powinny być obserwowane w szerszym zakresie pól magnetycznych oraz temperatur. W przypadku badanych cienkich próbek stabilność stanu krytycznego była zawsze mniejsza w przypadku kiedy zewnętrzne pole magnetyczne było prostopadłe do powierzchni badanej próbki, której średnica przynajmniej kilkakrotnie była większa od grubości. Na przykład w przypadku dysku nadprzewodnika  $V_3Si$  (średnica 8.4 mm grubość 0.85 mm) lawiny termomagnetyczne pojawiały się wyłącznie przy zewnętrznym polu magnetycznym prostopadłym do powierzchni dysku (**H.10**). W przypadku płytki  $11 \times 7 \times 2 \text{ mm}^3$  nadprzewodnika  $Nb_3Al$ , lawiny termomagnetyczne obserwowano zarówno dla pola prostopadłego, jak i równoległego do powierzchni badanej płytki (**H.4**). Jednak zakres w którym lawiny te obserwowano był znacznie szerszy w przypadku pola prostopadłego do badanej płytki. Powyższe wyniki przynajmniej w sposób jakościowy wydawały się potwierdzać omówioną wcześniej teorię, zgodnie z którą stabilność stanu krytycznego nadprzewodzącej próbki powinna maleć wraz ze wzrostem jej rozmiaru mierzonego w kierunku prostopadłym do zewnętrznego pola magnetycznego.

W celu wyjaśnienia wpływu czynnika odmagnesowującego na stabilność stanu krytycznego należało porównać stabilność stanu krytycznego w próbkach o tej samej średnicy lecz o różnych grubościach. Odpowiedź na pytanie, w jaki sposób grubość badanej próbki wpływa na stabilność stanu krytycznego udało się już częściowo uzyskać w omówionych wcześniej badaniach nadprzewodnika  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  (**H.1**, **H.6**). Ze względu jednak na dużą łamliwość, anizotropię oraz polikrystaliczny charakter próbek nadprzewodnika  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  bardziej szczegółowe badania przeprowadzono dla konwencjonalnego nadprzewodnika  $NbTi$  (**H.8**).

Badane w pracy **H.8** próbki nadprzewodnika miały kształt cylindryczny o średnicy 14 mm oraz grubościach odpowiednio 4 mm i 20 mm. Obie badane próbki zostały wycięte z jednego, większego cylindra. Stąd zakładano, że właściwości nadprzewodzące obu próbek są takie same. Za pomocą umieszczonych na powierzchni próbek czujników Halla przeprowadzono pomiary zmian indukcji pola magnetycznego w trakcie przemiatania zewnętrznego pola magnetycznego. Za pomocą nawiniętych wokół próbek cewek badano również zmiany strumienia magnetycznego w trakcie poszczególnych lawin termomagnetycznych. W temperaturze 4.2 K zakres pól magnetycznych, w którym obserwowano lawiny termomagnetyczne w przypadku próbki o grubości 20 mm okazał się mniej więcej dwukrotnie większy niż w przypadku próbki o grubości 4 mm. Wyniki badań konwencjonalnego nadprzewodnika  $NbTi$  potwierdziły więc, że podobnie jak w przypadku wysokotemperaturowego nadprzewodnika  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  stabilność stanu krytycznego nadprzewodzących próbek w prostopadłym do ich powierzchni polu magnetycznym maleje ze wzrostem ich grubości. W pracy **H.8** przedstawiono prosty model teoretyczny, umożliwiający

powiązanie wielkości wnikającego do badanych próbek, w trakcie lawin termomagnetycznych, strumienia magnetycznego z ich grubościami. Badano również wpływ grubości próbki na dynamikę strumienia magnetycznego.

## Zjawiska towarzyszące lawinom termomagnetycznym

### *Łamanie symetrii prądów ekranujących przez lawiny termomagnetyczne.*

Porównanie wyników badań zmian momentu magnetycznego nadprzewodzącej próbki w czasie lawin termomagnetycznych z wynikami badań zmian lokalnej indukcji na powierzchni badanej próbki doprowadziło do odkrycia zjawiska złamania symetrii prądów ekranujących na skutek wystąpienia lawiny. Jedną z konsekwencji złamania tej symetrii może być, opisane szczegółowo w pracy **H.9**, zjawisko odwrócenia profilu pola magnetycznego na powierzchni nadprzewodzącej próbki po wystąpieniu lawiny termomagnetycznej.

Przeprowadzone na nadprzewodzącym cylindrze konwencjonalnego nadprzewodnika NbTi pomiary momentu magnetycznego wykazały, że obserwowane skoki momentu magnetycznego są jedynie częściowe, tzn. moment magnetyczny badanej próbki w trakcie poszczególnych skoków nigdy nie spada do zera. Na tej samej próbce nadprzewodnika przeprowadzono również lokalne pomiary pola własnego próbki na jej powierzchni. Jako pole własne próbki należy przy tym rozumieć różnicę pomiędzy polem mierzonym lokalnie na powierzchni próbki za pomocą czujnika Halla, a polem zewnętrznym. Okazało się, że lokalne pole własne w trakcie niektórych skoków nie tylko spada do zera, ale może nawet zmieniać swój znak. Wartości lokalnego pola własnego po zmianie znaku sięgały przy tym co do wartości bezwzględnej kilku procent wartości pola lokalnego obserwowanego przed skokiem. W opisanych powyżej doświadczeniach badano próbki makroskopowe, o rozmiarach rzędu od kilku do kilkunastu milimetrów. Przeprowadzono również badania rozkładu pola własnego na powierzchni nadprzewodzącej za pomocą układu kilku sond Halla. Badania te wykazały, że lawina termomagnetyczna może w pewnych przypadkach doprowadzić do lokalnego odwrócenia profilu pola magnetycznego na powierzchni próbki. Związane jest to z tym, że złamanie symetrii prądów ekranujących prowadzi lokalnie do odwrócenia ich kierunków.

Dla wyjaśnienia tego zjawiska opracowano model teoretyczny (**H.9**). Zakładając pewne przybliżenia, oraz rozpatrując najprostsze geometrie próbek (płytki oraz cylindry) oraz rozprzestrzeniających się w nich lawin termomagnetycznych zjawisko lokalnego odwrócenia pola własnego udało się wyrazić za pomocą wzorów analitycznych. Obliczono przy tym stosunek wartości bezwzględnej lokalnego pola własnego po zmianie znaku do jego wartości przed wystąpieniem lawiny. Wykazano, że wartość tego stosunku zależy zarówno od kształtu próbki (stosunku grubości próbki do jej średnicy) jak i od szerokości rozprzestrzeniającej się w próbce lawiny termomagnetycznej. Obliczenia wykazały, że w przypadku próbek makroskopowych, których średnica porównywalna jest z grubością, stosunek ten może sięgać kilku procent, co bardzo dobrze zgadzało się z wynikami doświadczalnymi. Wykazano również, że szczególnie silnych efektów można oczekiwać w przypadku cienkich warstw.

Jako ekstremalne zjawisko łamania symetrii prądów ekranujących można uznać rozprzestrzenianie się lawin termomagnetycznych w postaci dendrytów. Zjawisko to występuje w cienkich warstwach nadprzewodzących [9,10].

Pojawienie się lawin termomagnetycznych może więc w konsekwencji doprowadzić do powstania w nadprzewodzącej próbce bardzo złożonego rozkładu prądów ekranujących. Dla określenia tego rozkładu pomiar momentu magnetycznego próbki jest niewystarczający, ponieważ taki sam moment magnetyczny próbki może być indukowany przez różne rozkłady

prądów ekranujących. Rozkłady te mają z kolei wpływ na warunki powstawania kolejnych lawin termomagnetycznych. Jako przykład tego, że znajomość samego momentu magnetycznego nie wystarcza dla określenia warunków stabilności stanu krytycznego mogą służyć wyniki przedstawione w pracy **H.11**.

W pracy **H.11** badano wpływ historii magnetycznej na lawiny termomagnetyczne w konwencjonalnym nadprzewodniku NbTi. W malejącym zewnętrznym polu magnetycznym zaobserwowano w badanej próbce skok momentu magnetycznego wywołany przez lawinę termomagnetyczną. Skok ten pojawiał się w zewnętrznym polu magnetycznym bliskim zeru, a w trakcie skoku moment magnetyczny próbki spadał do zera. Można by więc oczekiwać, że struktura kolejnych skoków powinna być bardzo podobna do tych jakie obserwowano w narastającym polu magnetycznym po schłodzeniu próbki w zerowym polu (wówczas początkowy moment magnetyczny również wynosił zero). Struktura pojawiających się kolejno skoków okazała się być jednak całkowicie odmienna. Jak to omówiono w pracy **H.11**, powstanie złożonego rozkładu prądów ekranujących może być również związane z niezerowym współczynnikiem odmagnesowującym badanej próbki. Jak pokazano w tej pracy, złożony rozkład prądów w nadprzewodzącej próbce wpływa zarówno na warunki powstawania kolejnych skoków strumienia, jak i na ich dynamikę.

#### *Dynamika skoków strumienia magnetycznego .*

Dynamika lawiny termomagnetycznej zależy od powiązanych ze sobą procesów dyfuzji termicznej i magnetycznej. Analityczny opis dynamiki daje się uzyskać jedynie na początkowym etapie lawiny, tzn. na etapie, na którym fluktuacje temperatury oraz pola elektrycznego są niewielkie, a w związku z tym równania przewodnictwa cieplnego oraz równania Maxwella dają się zlinearyzować (równania te są nieliniowe, ze względu na nieliniowość występujących w nich parametrów) [6].

W prowadzonych badaniach doświadczalnych skoncentrowałem się na analizie dynamiki zmian strumienia magnetycznego w nadprzewodzących próbkach oraz indukcji pola magnetycznego na powierzchni badanych próbek w trakcie lawin termomagnetycznych. W większości przypadków (patrz np. **H.3**, **H.12**, **H.13**) daje się wyodrębnić dwa charakterystyczne etapy skoku strumienia magnetycznego, tzn. 1) etap rozwoju lawiny, w trakcie którego prędkość zmian strumienia magnetycznego w badanej próbce narasta oraz 2) etap zaniku lawiny, w trakcie którego prędkość zmian strumienia magnetycznego w badanej próbce maleje. Ten końcowy etap lawiny można w pewnych przypadkach opisać w ramach modelu dyfuzji magnetycznej (**H.12**, **H.13**).

W przypadku niektórych z badanych próbek dynamika skoku strumienia magnetycznego miała charakter bardziej złożony. W przypadku nadprzewodnika  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$  zaobserwowano dwa procesy o różnych skalach czasowych (**H.2**). Czas jednego z procesów był porównywalny z charakterystycznym dla danego materiału czasem dyfuzji magnetycznej, czas drugiego - z czasem dyfuzji termicznej.

W dużych teksturowanych próbkach nadprzewodnika YBCO obserwowano gigantyczne oscylacje mierzonej na powierzchni próbki indukcji pola magnetycznego (**H.7**). Amplituda obserwowanych oscylacji była przy tym większa niż różnica pomiędzy wartością indukcji mierzonej przed oraz po zakończeniu skoku. Oscylacje indukcji powierzchniowej, jednak o znacznie mniejszej amplitudzie, obserwowano również w próbkach konwencjonalnego nadprzewodnika NbTi (**H.7**).

W pracy **H.11** pokazano, że dynamika skoków strumienia magnetycznego może silnie zależeć od historii magnetycznej. Najbardziej złożone struktury skoków obserwowano przy tym w obszarze przemagnesowania próbki. Związane jest to z tym, że w obszarze tym w

trakcie lawiny termomagnetycznej, na skutek zmian pola odmagnesowującego próbki może powstać złożony rozkład prądów ekranujących. Rozkład ten wpływa zarówno na warunki powstawania kolejnych skoków, jak i na ich dynamikę.

W większości z badanych przypadków obserwowane czasy trwania skoków dawało się wyjaśnić w ramach modelu dyfuzji magnetycznej. Oszacowane na podstawie wyników doświadczalnych współczynniki dyfuzji magnetycznej odpowiadały z grubsza współczynnikom obliczanym przy założeniu, że oporność właściwa badanego materiału jest równa oporności właściwej w warunkach płynięcia strumienia magnetycznego. Dokładne wyznaczenie tej oporności okazało się jednak niezwykle trudne, ze względu na to że temperatura, a co za tym idzie oporność właściwa, w trakcie lawiny termomagnetycznej zmienia się w bardzo szerokim zakresie. W niektórych przypadkach (**H.3**, **H.12**, **H.13**) obserwowano wyraźne skrócenie czasów trwania poszczególnych skoków strumienia ze wzrostem natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. Zależność taką można zrozumieć zakładając, że oporność elektryczna badanego materiału w warunkach płynięcia strumienia magnetycznego rośnie ze wzrostem natężenia pola magnetycznego.

O tym że oporność właściwa, a także współczynnik dyfuzji magnetycznej, w trakcie lawiny termomagnetycznej zmienia się w bardzo szerokim zakresie świadczą wyniki prac **H.12** i **H.13**. W pracach tych wykazano, że w badanych próbkach kryształów wysokotemperaturowych nadprzewodników  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  oraz  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  lawiny termomagnetyczne inicjowane są w warunkach dynamicznych, charakteryzujących się niską opornością elektryczną oraz niskim współczynnikiem dyfuzji magnetycznej. Jednak wkrótce po zainicjowaniu tempo zmian strumienia magnetycznego w trakcie lawiny termomagnetycznej gwałtownie rośnie, a wyznaczone doświadczalnie współczynniki dyfuzji magnetycznej odpowiadają wartościom oporności charakterystycznym dla płynięcia strumienia magnetycznego w tym materiale.

Wpływ czynnika odmagnesowującego na dynamikę skoków strumienia magnetycznego badano w pracy **H.8**. Badano w niej dwie cylindryczne próbki konwencjonalnego nadprzewodnika NbTi o tej samej średnicy lecz o różnych grubościach. Zewnętrzne pole magnetyczne było równoległe do osi cylindra. Wykazano, że czas trwania obserwowanych skoków rośnie wraz ze zwiększaniem grubości badanego cylindra

W pracy **H.8** porównano również dynamikę zmian strumienia magnetycznego w nadprzewodzącej próbce z dynamiką zmian pola rozproszonego wokół próbki, mierzonego za pomocą specjalnie skonstruowanej cewki. Czasy trwania zmian pola rozproszonego okazały się przy tym wyraźnie dłuższe od czasów zmian strumienia magnetycznego w próbce. Zjawisko to można wyjaśnić zakładając, że po zakończeniu procesu wnikanía strumienia magnetycznego do próbki nadprzewodnika w trakcie lawiny termomagnetycznej następuje jeszcze proces redystrybucji tego strumienia w próbce. W trakcie tego procesu całkowity strumień magnetyczny w próbce już się nie zmienia, zmienia się jednak rozkład prądów ekranujących w próbce, a więc również rozproszone wokół próbki pole magnetyczne.

### *Gigantyczne skoki magnetostrykcji towarzyszące lawinom termomagnetycznym.*

Zjawisko gigantycznych skoków magnetostrykcji po raz pierwszy zostało zaobserwowane przeze mnie w wysokotemperaturowym nadprzewodniku  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ , oraz przedstawione w pracy [2]. Dokładne zrozumienie tego zjawiska wymagało jednak przeprowadzenia dodatkowych badań. Należało przede wszystkim wykazać ścisły związek pomiędzy gigantycznymi skokami magnetostrykcji, a lawinami termomagnetycznymi. Niezwykle interesującym wydawało się również porównanie tego zjawiska w

nadprzewodnikach wysokotemperaturowych i konwencjonalnych. Badania przeprowadzono na konwencjonalnych nadprzewodnikach Nb<sub>3</sub>Al (**H.4**), NbTi (**H.5**) oraz V<sub>3</sub>Si (**H.10**).

Zjawisko gigantycznych skoków magnetostrykcji okazało się zjawiskiem równie powszechnym jak zjawisko lawin termomagnetycznych oraz ściśle z nim powiązany. Zakresy pól oraz temperatur, w których zjawisko to obserwowano pokrywały się zawsze dokładnie z analogicznymi zakresami, w których za pomocą innych technik obserwowano skoki strumienia magnetycznego. Obserwowano przy tym zarówno skoki magnetostrykcji poprzecznej (**H.4**, **H.5**, **H.10**) jak i podłużnej (**H.4**).

Samo zjawisko gigantycznych skoków magnetostrykcji można wyjaśnić w ramach modelu magnetostrykcji indukowanej siłami kotwiczenia wirów [14]. W trakcie lawiny termomagnetycznej następuje bowiem gwałtowne obniżenie gęstości prądu ekranującego nadprzewodzącą próbkę. Obniżenie to powoduje zarówno gwałtowne wnikanie strumienia magnetycznego (skok strumienia magnetycznego) jak i zgodnie z modelem magnetostrykcji indukowanej siłami kotwiczenia wirów gwałtowne zmiany rozmiarów próbki (skok magnetostrykcji). W wymienionych powyżej pracach przedstawiono przykłady modelowania tego zjawiska. W niektórych przypadkach modelowanie magnetostrykcji indukowanej siłami kotwiczenia wirów wymagało uwzględnienia występowania drugiego maksimum prądu krytycznego, tzw. „peak” efektu (**H.4**, **H.10**).

Okazało się jednak, że sam mechanizm magnetostrykcji indukowanej siłami kotwiczenia wirów może być niewystarczający dla opisu obserwowanych doświadczalnie pętli histerezy magnetostrykcji, chociaż w większości badanych próbek mechanizm ten okazał się mechanizmem dominującym. Badania krystalicznej próbki nadprzewodnika V<sub>3</sub>Si ujawniły występowanie silnej składowej odwracalnej magnetostrykcji, której nie dało się opisać w ramach modelu magnetostrykcji indukowanej siłami kotwiczenia wirów. Składową tą można jednak opisać w za pomocą mechanizmu uwzględniającego zmiany entalpii swobodnej nadprzewodzącej próbki w zewnętrznym polu magnetycznym [15]. W pracy **H.10** opracowano model uwzględniający współistnienie obu mechanizmów, tzn. mechanizmu związanego z występowaniem sił kotwiczenia wirów oraz ze zmianą entalpii swobodnej nadprzewodzącej próbki w polu magnetycznym.

## Wnioski

W zaprezentowanym cyklu publikacji przedstawiono wyniki badań lawin termomagnetycznych oraz towarzyszących im zjawisk w szeregu różniących się pod wieloma względami materiałach nadprzewodzących. Wyniki przeprowadzonych badań pokazały, że specyficzne właściwości badanych materiałów mają silny wpływ na warunki powstawania w nich lawin termomagnetycznych.

Wykazano, że w przeciwieństwie do nadprzewodników konwencjonalnych w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych warunków stabilności stanu krytycznego nie można analizować w ramach przybliżenia zakładającego występowanie warunków lokalnie adiabatycznych. Analiza stabilności stanu krytycznego w tych materiałach wymaga znajomości ich charakterystyk prądowo-napięciowych. Ze względu na silną nieliniowość tych charakterystyk, stabilność stanu krytycznego zależy od prędkości przemieszczania zewnętrznego pola magnetycznego. Warunki stabilności stanu krytycznego w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych zależą również silnie od warunków chłodzenia badanych próbek. Poprawiając warunki chłodzenia można ograniczyć zakres pól oraz temperatur, w których pojawiają się lawiny termomagnetyczne. Na warunki powstawania lawin termomagnetycznych w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych silny wpływ ma także ich anizotropia – w szczególności anizotropia gęstości prądu krytycznego.

W przypadku dwuborku magnezu warunki stabilności stanu krytycznego podobne są bardziej do tych, które występują w nadprzewodnikach konwencjonalnych. Wyjaśnienie charakterystycznej struktury skoków strumienia magnetycznego obserwowanej w tym materiale wymaga jednak uwzględnienia jego specyficznych właściwości termicznych oraz magnetycznych.

Zarówno w przypadku nadprzewodników wysokotemperaturowych jak i konwencjonalnych stabilność stanu krytycznego zależy silnie od kształtu badanych próbek. Badania porównawcze próbek nadprzewodzących tej samej średnicy lecz o różnych grubościach wykazały, że wraz ze zmniejszaniem grubości próbek zawęża się zakres pól magnetycznych oraz temperatur, w których pojawiają się lawiny termomagnetyczne. Pole odmagnesowujące próbki może doprowadzić do powstania w nadprzewodzącej próbce po wystąpieniu lawiny złożonego rozkładu prądów ekranujących. Rozkład ten wpływa na warunki powstawania oraz dynamikę kolejnych lawin termomagnetycznych.

Po wystąpieniu lawiny termomagnetycznej w nadprzewodzącej próbce złamaniu może ulec symetria rozkładu prądów ekranujących. Jednym z przejawów tego zjawiska może być odwrócenie profilu pola magnetycznego na powierzchni badanej próbki.

Dynamika lawin termomagnetycznych jest uwarunkowana procesami dyfuzji termicznej oraz magnetycznej. Wpływające na dynamikę lawin termomagnetycznych parametry ulegają silnym zmianom w trakcie rozwoju lawiny. Analiza dynamiki skoków strumienia magnetycznego w ramach modelu dyfuzji magnetycznej wykazała jej silny związek z opornością badanych materiałów w warunkach płynięcia strumienia magnetycznego.

Wykazano, że obserwowane w wielu różnych materiałach nadprzewodzących gigantyczne skoki magnetostrykcji są wywoływane przez lawiny termomagnetyczne. Zjawisko to można wyjaśnić w ramach modelu magnetostrykcji indukowanej siłami kotwiczenia wirów. Pełen opis magnetostrykcji w nadprzewodnikach drugiego rodzaju wymaga jednak uwzględniania dodatkowo składowej magnetostrykcji związanej ze zmianą entalpii swobodnej badanego materiału w polu magnetycznym.

Wszystkie przedstawione powyżej wyniki mogą mieć istotne znaczenie przy projektowaniu urządzeń technicznych wykorzystujących elementy nadprzewodzące.

## Literatura.

- [1] C.P. Bean, Phys. Rev. Lett. 8, 250 (1962).
- [2] A. Nabialek, P. Komorowski, M.U. Gutowska, M.A. Balbashov, J.N. Gorecka, H. Szymczak, O.A. Mironov, Supercond. Sci. Technol. 10, 786 (1997).
- [3] S.L. Wipf and M.S. Lubell, Phys. Lett. 16, 103 (1965).
- [4] S.L. Wipf, Phys. Rev. 161, 404 (1967).
- [5] P.S. Swartz and C.P. Bean, J. Appl. Phys. 39, 4991 (1968).
- [6] R.G. Mints and A.L. Rakhmanov, Rev. Mod. Phys. 53, 551 (1981).
- [7] A.V. Gurevich, A.L. Rakhmanov, R.G. Mints, The Physics of Composite Superconductors, Begell House, New York, USA, 1997.
- [8] L.S. Wipf, Cryogenics 31, 936 (1992).
- [9] T.J. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, M.S. Kim, S.I. Lee, Europhys. Lett. 59, 559 (2002).
- [10] D.V. Denisov, A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen, Phys. Rev. B 73, 014512 (2006).
- [11] R.G. Mints, Phys. Rev. B, 53 (1996) 12311.
- [12] E.H. Brandt, M. Indenbom, and A. Forkl, Europhys. Lett. 22, 735 (1993).
- [13] J. Nagamatsu., N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenit, J. Akimitsu, Nature 410 (2001) 63.
- [14] H. Ikuta, N. Hirota, Y. Nakayama, K. Kishio, K. Kitazawa, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2166.
- [15] H. Kronmüller, Phys. Stat. Sol. 40 (1970) 295.

## 2.5 Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Uwaga: cytowane w niniejszym rozdziale artykuły są wyszczególnione w załączonym oddzielnie spisie moich publikacji (prace [1-108] patrz załącznik 3) oraz prezentacji konferencyjnych (prezentacje [K1-K73] patrz załącznik 4)

### Przed uzyskaniem tytułu doktora

Działalność naukową w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie rozpocząłem zaraz po ukończeniu studiów na Politechnice Warszawskiej tzn. w roku 1990. Od początku, główny kierunek moich badań był związany z nadprzewodnictwem, a w szczególności z nowo odkrytymi wówczas nadprzewodnikami wysokotemperaturowymi.

W okresie początkowym koncentrowałem się na badaniach modulowanej absorpcji mikrofalowej w ceramicznych nadprzewodnikach wysokotemperaturowych. Obserwowana doświadczalnie absorpcja mikrofalowa związana była przede wszystkim z występującym w ceramicznych nadprzewodnikach układem słabych złączy. W pracy [1] przedstawiłem m. in. analizę wpływu napromieniowania prędkimi neutronami oraz późniejszego wygrzewania ceramicznych próbek YBCO na modulowaną absorpcję mikrofalową.

Kilka prac z tego okresu jest poświęcona badaniom nadprzewodników wysokotemperaturowych grupy 123, w szczególności wpływowi defektów i domieszkowania różnymi jonami ziem rzadkich na właściwości magnetyczne oraz gęstość prądu krytycznego [1,2,7,42,45] a także absorpcji pola elektromagnetycznego przy częstotliwości radiowej [4]. Uczestniczyłem również w badaniach nowo odkrytych wówczas nadprzewodników rtęciowych [3,40].

Zjawiskiem, któremu w swoich badaniach poświęciłem szczególnie dużo czasu jest magnetostrykcja nadprzewodników [26,32,35,36,40,43]. W wyniku prowadzonych badań udało mi się określić m. in. wpływ kształtu nadprzewodzącej próbki na indukowaną przez siłę kotwiczenia wirów magnetostrykcję [32], a także wpływ słabych złączy na obserwowane zjawiska [40]. Po raz pierwszy w literaturze udało mi się zaobserwować gigantyczne skoki magnetostrykcji nadprzewodników [26]. Magnetostrykcję badałem w szeregu różniących się między sobą materiałach nadprzewodzących zarówno krystalicznych jak i ceramicznych oraz teksturowanych. W wyniku tych badań powstała, pod kierunkiem prof. dr. hab. Henryka Szymczaka, moja praca doktorska pt. „Magnetostrykcja nadprzewodników wysokotemperaturowych w stanie mieszanym”. Obrona pracy miała miejsce w Instytucie Fizyki PAN w roku 1999.

W latach 1996-1999 uczestniczyłem, w prowadzonych pod kierunkiem prof. Igora Troyanchuka z Białorusi, badaniach właściwości magnetycznych i transportowych a także magnetostrykcji manganitów [10-12, 14-22, 27-31, 44, 48] oraz molibdenianów [38,39]. W badanych materiałach stosowano szeroką gamę domieszek. Zaobserwowano wiele przejść o charakterze metamagnetycznym oraz gigantyczny magnetoopór. Analizowano wpływ wielkości jonu domieszki na właściwości badanych związków.

Uczestniczyłem również w poszukiwaniach materiałów organicznych wykazujących uporządkowanie ferromagnetyczne. Moje badania dotyczyły ataktycznego polipropylenu [5,8] oraz zawierającej kobalt oraz domieszkowanej sodem ftalocyjaniny [13].

Przy współpracy z dr. Przemysławem Byszewskim prowadziłem badania EPR nanorurek węglowych. Obserwowany sygnał EPR był związany z defektami strukturalnymi badanych materiałów [8].



Uczestniczyłem w badaniach właściwości magnetycznych [25] oraz magnetosprężystych [6] wielowarstw magnetycznych Co/Cu oraz Fe/Gd. Na podstawie zmiany kształtu pętli histerezy otrzymanych metodą MBE wielowarstw Co/Cu określono zmianę charakteru oddziaływania pomiędzy magnetycznymi warstwami kobaltu w zależności grubości warstw miedzi [25]. Wykazano, że magnetostrykcja warstw Fe/Gd zależy od techniki ich otrzymania [6].

Wykonane przy mojej współpracy badania EPR kryształów dwuwolframianów  $KDy(WO_4)_2$  [23,24,94] oraz  $RbDy(WO_4)_2$  [37] wykazały występowanie w nich strukturalnego przejścia fazowego, w temperaturach odpowiednio 6.38 K oraz 9 K. Badania te w połączeniu wynikami pomiarów ciepła właściwego [23,94] oraz namagnesowania [41,101] pozwoliły określić strukturę magnetyczną stanu podstawowego badanych materiałów.

### Po uzyskaniu tytułu doktora

Po uzyskaniu tytułu doktora nauk fizycznych wyjechałem, w roku 2000, na roczne stypendium, NATO Science Fellowship, do Kanady. Stypendium odbywałem na Uniwersytecie McMaster w Hamilton, pod kierunkiem prof. Bruce'a Gaulin oraz prof. Marka Niewczas. Moja praca polegała przede wszystkim na hodowli kryształów nadprzewodników BSCCO metodą „floating zone” oraz badaniu ich właściwości magnetycznych. Otrzymane przeze mnie kryształy wykorzystywałem następnie w badaniach lawin termomagnetycznych [H.1, H.2, H.6]. Kryształy te były również wykorzystywane w badaniach rentgenowskich. Badania te wykazały m.in. istnienie trzech różnych niewspółmiernych struktur uporządkowania ładunkowego [69]. Oprócz tego uczestniczyłem w pracach mających na celu udoskonalenie technologii otrzymania sproszkowanego nadprzewodnika BSCCO, do wytwarzania kompozytów nadprzewodzących [64].

Po powrocie do Polski, w roku 2001, podstawowym kierunkiem mojej działalności naukowej stały się badania lawin termomagnetycznych w nadprzewodnikach drugiego rodzaju. Pierwsze badania dotyczące tej tematyki przeprowadziłem jeszcze przed uzyskaniem tytułu doktora [26,33,34,96]. Najważniejsze wyniki dotyczące tej tematyki otrzymane po uzyskaniu tytułu doktora [H.1-H.13] stanowią wskazane przeze mnie osiągnięcie naukowe oraz zostały szczegółowo omówione w poprzednim rozdziale. Pragnę jednak w tym miejscu zaznaczyć, że do jednotematycznego cyklu włączyłem wyłącznie te publikacje, które powstały z mojej inicjatywy, zostały przeze mnie napisane, oraz w których ze względu na znaczący wkład pracy można mnie uznać jako głównego autora. Oprócz wskazanych trzynastu prac jestem jednak również współautorem kilkunastu innych prac dotyczących tej tematyki [46,47,50,51,54,57,62,74,81,82,90,100,102,104,107]. Prace te powstały przy współpracy z Donieckim Fizyko-Technicznym Instytutem na Ukrainie, z zespołem kierowanym przez dr. hab. Victora Chabanenko.

Spośród ważniejszych wyników przedstawionych w tych pracach pragnę zwrócić uwagę na modelowanie numeryczne pętli histerezy namagnesowania nadprzewodników w celu określenia zakresu temperatur i pól magnetycznych, w których pojawiają się skoki strumienia magnetycznego [33,34] oraz wyjaśnienie zjawiska tzw. skoków „wyspowych” [46,47], które jak wykazano są związane ściśle z drugim maksimum gęstości prądu krytycznego. W pracach [50, 51, 54] analizowano złożoną dynamikę skoków strumienia magnetycznego w próbkach niobu. Badano także wpływ wykonanych z normalnego metalu ekranów na dynamikę lawin termomagnetycznych [62]. Symulacje numeryczne dynamiki lawin w uwzględnieniu wpływu pola magnetycznego przedstawiono w pracy [90]. Z zagadnieniem dynamiki lawin termomagnetycznych związany jest również problem dynamiki pojedynczego wiru. Problem ten analizowano w pracach [75, 83].

Badania lawin termomagnetycznej są kontynuowane przeze mnie do chwili obecnej. Obecnie koncentruję się m. in. na określeniu warunków stabilności stanu krytycznego w pniktydkach [K73], badaniu subtelnej struktury skoków strumienia magnetycznego zaobserwowanej w konwencjonalnym nadprzewodniku  $V_3Si$  [K71], wyjaśnieniu pojawiania się skoków strumienia magnetycznego powyżej pola pełnej penetracji [K70] oraz wyjaśnieniu wpływu zamrożonego, w kierunku prostopadłym do zewnętrznego pola magnetycznego, strumienia magnetycznego na warunki powstawania oraz dynamikę skoków strumienia magnetycznego [K69]. Podstawowe zagadnienia związane z powstawaniem lawin termomagnetycznych w nadprzewodnikach drugiego rodzaju przedstawiłem w popularyzatorskim artykule w czasopiśmie Nowa Elektrotechnika [105].

Przy współpracy z Donieckim Fizyko-Technicznym Instytutem prowadziłem również badania impedancji nadprzewodników drugiego rodzaju przy częstotliwościach do 1 MHz [73, 84]. Wyniki tych badań wykorzystano m. in. do określenia oporności w warunkach płynięcia strumienia magnetycznego [84]. W ramach tej współpracy, kontynuowałem także badania materiałów organicznych domieszkowanych jonami magnetycznymi. Badania EPR domieszkowanych jonami  $Fe^{3+}$  zieleni bromokrezolowej ( $C_{21}H_{14}Br_4O_5S$ ) oraz fioletu krystalicznego ( $C_{25}H_{30}ClN_3$ ) wykazały podobne, nietypowe temperaturowe zmiany absorpcji mikrofalowej [53, 63]. Wyniki wykorzystywano do określenia dynamiki otaczających jon magnetyczny molekuł.

Po uzyskaniu tytułu doktora kontynuowałem badania magnetostrykcji nadprzewodników. W pracach [49,56,60] analizowałem magnetostrykcję nowo odkrytego wówczas dwuborku magnezu. Poprzeczną i podłużną magnetostrykcję dwuborku magnezu opisałem w ramach modelu magnetostrykcji indukowanej przez siły kotwiczenia wirów. W pracy [62] przedstawiłem wyniki badań wpływu napromieniowania prędkimi neutronami na magnetostrykcję ceramicznych próbek YBCO. Zaobserwowałem wzrost magnetostrykcji po napromieniowaniu. Magnetostrykcji nadprzewodników był również poświęcony referat zaproszony, który w roku 2004 wygłosiłem na konferencji NATO Advanced Research Workshop "Vortex dynamics in superconductors and other complex systems" [K36], oraz publikacja przeglądowa dotycząca tego zagadnienia [65].

Prowadziłem także badania magnetostrykcji innych materiałów w tym  $CuB_2O_4$  [67,76,77,103],  $Fe_{0.27}Mn_{0.73}S$  [88], kompozytu  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.9}$  / poliuretan [106,108] oraz zawierających jony ziem rzadkich dwuwolframianów [70,78]. W kryształach  $CuB_2O_4$  zaobserwowano skok magnetostrykcji w obszarze indukowanego przez pole magnetyczne przejścia fazowego do fazy o słabym uporządkowaniu ferromagnetycznym [77]. Wyniki te wraz z wynikami pomiarów namagnesowania oraz badaniami EPR posłużyły do skonstruowania magnetycznego diagramu fazowego badanego materiału [67,76,103]. W materiale  $Fe_{0.27}Mn_{0.73}S$  zaobserwowano zmianę znaku magnetostrykcji podłużnej przy zmianie temperatury oraz zewnętrznego pola magnetycznego [88]. W próbkach  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.9}$  / poliuretan analizowano wpływ zawartości fazy magnetycznej oraz technologii otrzymywania kompozytu na jego magnetostrykcję [106,108].

Wykonane przy mojej współpracy badania magnetostrykcji dwuwolframianów  $KDy(WO_4)_2$ ,  $KHo(WO_4)_2$  oraz  $RbNd(WO_4)_2$  w silnych polach magnetycznych wykazały anomalie związane ze strukturalnym przejściem fazowym [70,78]. Badania EPR kryształu  $KYb(WO_4)_2$  wykazały istnienie tylko jednego typu centrów paramagnetycznych  $Yb^{3+}$ . Określono składowe tensora  $g$ , który w badanym materiale charakteryzuje się silną anizotropią [79].

Badania wybranych składów manganitów kontynuowałem, przy współpracy z profesorem Włodzimierzem Dyakonovem, w układach  $(La_{0.7}Ca_{0.3})_{1-x}Mn_{1+x}O_3$  [52] oraz  $La_{1-x}Pr_xMnO_{3-\delta}$  [71]. Dla obu badanych układów skonstruowano diagramy fazowe oraz zaobserwowano występowanie niekolinearnych struktur magnetycznych.

Uważam, że prowadzone przeze mnie badania lawin termomagnetycznych w nadprzewodnikach drugiego rodzaju można uznać za unikatowe z pewnością w skali krajowej, a w wielu przypadkach również międzynarodowej. Odkrywanie nowych materiałów nadprzewodzących jak również coraz szersze zastosowania nadprzewodników w technice będą z pewnością stwarzać okazje do kontynuacji tych badań. W przyszłości planuję również wykorzystywać swoje doświadczenia w badaniach magnetostrykcji dla określenia oddziaływań magnetosprężystych w nowo odkrywanych materiałach. W okresie najbliższych kilku lat planuję doskonalenie technik umożliwiających badania magnetostrykcji cienkich warstw metodą pojemnościową oraz modulowanego ultradźwiękami rezonansu ferromagnetycznego.

Adam Nabitka

Warszawa 20.08.2012