

VII SEMINARIUM I WARSZTATY

ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 1-3.06.2006

ZN-7



7th SEMINAR & WORKSHOP

APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS

AoS-7



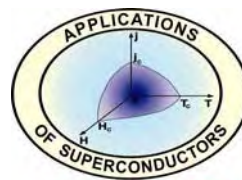
Lublin 2007

Redakcja (Editors)

Tadeusz Janowski
Paweł Surdacki



ZN-7



AoS-7

Centrum Doskonałości

**Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce
ASPPECT**

Politechnika Lubelska

Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii

Centre of Excellence

**for the Application of Superconducting and Plasma Technologies in Power Engineering
ASPPECT**

Lublin University of Technology

Institute of Electrical Engineering and Electrotechnologies

ul. Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin

tel./fax 081 5384 289

<http://ipee.pollub.pl/>

e-mail: p.surdacki@pollub.pl

Wydanie publikacji dofinansowane przez Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego

ISBN 978-83-89868-82-4

Lublin 2007

Wydawnictwo Liber Duo

ul. Długa 5, Lublin

tel./fax 081-442-54-44



Organizatorzy (Organizers)

Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii
Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT
Oddział Lubelski Polskiego Towarzystwa Elektrotechniki Teoretycznej i Stosowanej
Lubelskie Towarzystwo Naukowe
Komitet Elektrotechniki Polskiej Akademii Nauk, Sekcja Elektrotechnologii
Sekcja Przemysłu Elektrotechnicznego Zarządu Głównego Stowarzyszenia Elektryków
Polskich
Instytut Elektrotechniki w Warszawie
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej

Komitet Naukowy (Scientific Committee)

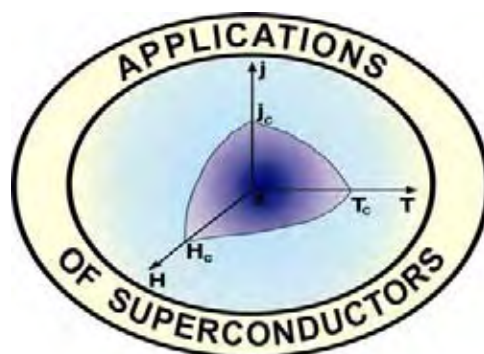
Antoni Cieśla (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków)
Marian Cizek (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław)
Gordon B. Donaldson (University of Strathclyde, Glasgow, UK)
Bartek A. Głowacki (University of Cambridge, UK)
Bennie Ten Haken (Delft Univ. of Technology, Enschede, The Netherlands)
Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska)
Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka)
Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki, Wrocław)
Andrzej Morawski (Instytut Wysokich Ciśnień „Unipress” PAN, Warszawa)
Risto Mikkonen (Tampere University of Technology, Finland)
Ryszard Palka (Politechnika Szczecińska)
Andrzej Siemko (CERN, Geneva, Switzerland)
Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa)
Henryka D. Stryczewska (Politechnika Lubelska)
Bronisław Susła (Politechnika Poznańska)
Jan K. Sykulski (University of Southampton, UK)
Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska)
Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka)
Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław)

Komitet Organizacyjny (Organizing Committee)

Tadeusz Janowski – przewodniczący (chairman)
Paweł Surdacki
Sławomir Kozak
Renata Gałat



ZN-7



AoS-7



SPIS TREŚCI

Wprowadzenie	Tadeusz JANOWSKI, Paweł SURDACKI	7
1. Bartek A.GŁOWACKI	Prospects of application of hydrogen and superconductivity in underground transmission lines and levitating trains	13
2. Jacek SOSNOWSKI	Problemy wykorzystania nadprzewodników wysokotemperaturowych jako magnesy	24
3. Ryszard PAŁKA	Wykorzystanie nadprzewodników wysokotemperaturowych w konstrukcji łożysk magnetycznych	30
4. Antoni CIEŚLA, Wojciech KRASZEWSKI, Mikołaj SKOWRON, Przemysław SYREK	Określenie obszaru stabilnej pracy nadprzewodnika wysokotemperaturowego lewitującego w polu magnesów trwałych dla przykładowej geometrii układu	40
5. Ewa KORZENIEWSKA, Marcin LEBIODA, Jacek RYMASZEWSKI	Zdolności ekranujące cienkich nadprzewodzących ścianek	50
6. Jan SYKULSKI	Power applications of high temperature superconductivity: the Southampton perspective	58
7. Marian CISZEK, Osami TSUKAMOTO, Jun OGAWA	Wpływ odkształceń mechanicznych zginania na straty energetyczne w wielożyłowych taśmach nadprzewodzących BSCCO-2223	60
8. Maciej KAMIŃSKI, Marcin WRÓBLEWSKI, Maciej CĘGIEL, Stanisław SZUBA, Bronisław SUSŁA	Fullerenes and carbon nanotube structure, properties of conductivity/superconductivity and applications	68
9. Edyta DUDEK, Michał MOSIĄDZ	Zastosowanie zjawiska Josephaona do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego	78
10. Marcin MAŁKA	Perspektywy zastosowania nadprzewodników bizmutowych w magnetohydrodynamicznych napędach jednostek pływających	88

11. Jacek RYMASZEWSKI, Marcin LEBIODA, Ewa KORZENIEWSKA Technologia wytwarzania i właściwości elektryczne MgB_2	98
12. Anna KARIO, Andrzej MORAWSKI, Dmytro KUZMENKO, Tomasz ŁADA, Ryszard DIDUSZKO, Dmytro KOLESNIKOV, Andrzej ZALESKI, Michał SMAGA Morphology and jc dependence for MgB_2 samples with SiC and nano diamond inclusion	108
13. Anna MORRISON, Andrzej MORAWSKI, Tomasz ŁADA, Ryszard DIDUSZKO, Dmytro KOLESNIKOV, Andrzej ZALESKI, Bartłomiej GŁOWACKI Mechanical alloying and ultrasonic high pressure mixing of MgB_2	118
14. Henryk MALINOWSKI Organizmy żywe w polu magnetycznym	124
15. Dariusz CZERWIŃSKI, Leszek JAROSZYŃSKI Analiza numeryczna pola elektromagnetycznego w taśmach HTS z uwzględnieniem zjawiska histerezy	132
16. Leszek JAROSZYŃSKI, Dariusz CZERWIŃSKI Symulacja komputerowa materiałów HTS z użyciem PSPICE	139
17. Sławomir KOZAK Numerical models of the inductive SFCL	147
18. Daniel GAJDA Wpływ pola magnetycznego, temperatury i czynników mechanicznych na wartość krytycznego prądu w taśmach nadprzewodzących Bi-2223	161
19. Daniel GAJDA Elektromagnesy nadprzewodnikowe – konstrukcja elektromagnesów nadprzewodnikowych i pomiary pola magnetycznego w cewkach nadprzewodnikowych w temperaturze helowej i pokojowej	171
20. Michał MAJKA, Paweł SURDACKI Numeryczna analiza dyfuzji magnetycznej w płytce nadprzewodnikowej	181
21. Łukasz MASZEWSKI, Paweł SURDACKI Materiały nadprzewodnikowe do zastosowań silnoprządowych	190
22. Konrad MOGIELIŃSKI, Paweł SURDACKI Układy przekształtnikowe nadprzewodnikowych zasobników energii	200
23. Michał ŁANCZONT, Tadeusz JANOWSKI Numeryczny model rezystancyjnych nadprzewodnikowych ograniczników prądu	210
Lista uczestników Seminarium i Warsztatów Naukowych ZN-7	220





WPROWADZENIE

VII Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników ZN-7” oraz towarzyszące mu Warsztaty Naukowe organizowane przez Centrum Doskonałości ASPPECT wraz z Oddziałem Lubelskim PTETiS i IV Wydziałem Nauk Technicznych Lubelskiego Towarzystwa Naukowego odbyły się w dniach 1-3 czerwca 2006 r. Coroczne, rozpoczęte w 1999 r., spotkanie specjalistów krajowych i zagranicznych z dziedziny zastosowań technologii nadprzewodnikowych odbyło się, podobnie jak w ubiegłym roku, w Domu Dziennikarza w Kazimierzu Dolnym nad Wisłą. Nowością tegorocznych warsztatów naukowych była wycieczka do laboratoriów znajdujących się w nowo otwartym budynku Centrum Doskonałości ASPPECT, gdzie odbyły się pokazy technologii nadprzewodnikowych i pierwsza sesja wykładów warsztatowych.

W pracach Komitetu Organizacyjnego brali udział: prof. Tadeusz Janowski (przewodniczący), dr inż. Paweł Surdacki, dr hab. inż. Sławomir Kozak, mgr inż. Beata Kondratowicz-Kucewicz i mgr Renata Gałat.

Tradycją ostatnich czterech seminariów, które organizuje CD ASPPECT, stał się udział naukowców z Wielkiej Brytanii: Bartłomieja Głowackiego (University of Cambridge), Gordona Donaldsona (University of Strathclyde, Glasgow) i Jan Sykulskiego (University of Southampton), którzy zaprezentowali wyniki badań reprezentowanych przez nich czołowych ośrodków w dziedzinie urządzeń nadprzewodnikowych i ich zastosowań. Oprócz nich w skład Komitetu Naukowego weszli także profesorowie: Tadeusz Janowski (Politechnika Lubelska), Antoni Cieśla (AGH, Kraków), Bennie Ten Haken (Delft Univ. of Technology, Holandia), Jan Leszczyński (Politechnika Łódzka), Michał Lisowski (Politechnika Wrocławska), Bolesław Mazurek (Instytut Elektrotechniki i Politechnika Wrocławska), Risto Mikkonen (Tampere University of Technology, Finlandia), Andrzej Morawski (Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”), Andrzej Siemko (CERN, Geneva), Jacek Sosnowski (Instytut Elektrotechniki, Warszawa), Henryka D. Stryczewska (Politechnika Lubelska), Bronisław Susła (Politechnika Poznańska), Andrzej Wac-Włodarczyk (Politechnika Lubelska), Kazimierz Zakrzewski (Politechnika Łódzka) i Andrzej Zaleski (Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, Wrocław). W tegorocznym spotkaniu naukowym do grona tego dołączyli także prof. Ryszard Pałka (Politechnika Szczecińska) i prof. Marian Cizek (INTiBS, Wrocław).

W sesjach seminarium i warsztatów referaty wygłosili naukowcy z Politechniki Szczecińskiej, Łódzkiej, Poznańskiej, Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, Akademii Morskiej w Szczecinie, Instytutu Elektrotechniki w Warszawie, Instytutu Wysokich Ciśnień PAN „Unipress” w Warszawie, Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu, a także pracownicy Instytutu Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Lubelskiej oraz Pracowni Technologii Nadprzewodnikowych IEL w Lublinie.

Podczas trzech sesji seminarium, w którym wzięło udział 38 osób, zaprezentowano 15 referatów naukowych (w tym 2 przedstawione przez key-speakerów). Sesja pierwsza dotyczyła m.in. zagadnień zastosowania nadprzewodników monolitycznych (ksztatek) i przewodów nadprzewodnikowych w podziemnych energetycznych liniach przesyłowych, lewitacji magnetycznej (magnesy trwałe, pociągi lewitujące, łożyskowanie maszyn elektrycznych), ekranowania pola magnetycznego. W sesji drugiej zaprezentowano osiągnięcia związane z zastosowaniem nadprzewodników wysokotemperaturowych w transformatorach i generatorach synchronicznych, w napędach magnetohydronicznych statków, wyniki badań wpływu odkształceń mechanicznych na straty energetyczne, zastosowania metrologiczne zjawiska Josepha oraz zagadnienia kwantyzacji konduktancji w magnetycznych nanorurkach. Trzecia sesja w całości poświęcona była właściwościom, technologii wytwarzania i możliwościom zastosowań niedawno odkrytego i obiecującego nadprzewodnika - dwuborku magnezu. Zaprezentowano autorskie metody wytwarzania tego związku chemicznego oraz polepszania jego prądu krytycznego poprzez domieszkowanie węglikiem krzemu.

W trzech sesjach warsztatów naukowych wzięły udział 53 osoby, w tym 15 doktorantów, dyplomantów i studentów z koła naukowego. Przedstawiono łącznie 13 wykładów i referatów. W pierwszej części warsztatów uczestnicy wysłuchali czterech wykładów, dotyczących postępów zastosowań technologii i urządzeń nadprzewodnikowych w energetyce, badań nadprzewodników wysokotemperaturowych prowadzonych w Japonii, wpływu pól magnetycznych na organizmy żywe oraz zastosowań nadprzewodnikowych interferometrów kwantowych w nieinwazyjnych badaniach konstrukcji i wczesnym wykrywaniu chorób. W drugiej sesji warsztatów wystąpili pracownicy Centrum Doskonałości ASPPECT, prezentując badania i modelowanie elementów z nadprzewodników wysokotemperaturowych występujących m.in. w nadprzewodnikowych ogranicznikach prądu zwarcia. Trzecią sesję w całości wypełniły referaty doktorantów i dyplomantów CD ASPPECT, dotyczące m.in. badań nadprzewodnikowych ograniczników prądu i elementów wchodzących w ich skład, materiałów nadprzewodnikowych do zastosowań silnoprządowych, analizy stabilności cewek nadprzewodnikowych i układów przekształtnikowych nadprzewodnikowych zasobników energii.

W ramach imprez towarzyszących uczestnicy zwiedzili najciekawsze miejsca Kazimierza Dolnego: rynek, ruiny zamku i basztę oraz Górę Trzech Krzyży. Nieodłącznym punktem programu były również: kolacja koleżeńska oraz piknik przy ognisku, które umożliwiły zacieśnienie nieformalnych kontaktów naukowych pomiędzy uczestnikami seminarium i warsztatów. Największą atrakcją była jednak wycieczka do Pałacu – Muzeum w Kozłówce, gdzie uczestnicy podziwiali świetnie zachowaną i bogato wyposażoną rezydencję rodu Zamoyskich oraz zmuszające do historycznych refleksji Muzeum Socrealizmu.

Podczas seminarium odbyło się spotkanie organizacyjne przedstawicieli 9 krajowych ośrodków naukowych, deklarujących wolę udziału w niedawno powołanej podsieci „Technologie nadprzewodnikowe – SUPTECH”, która będzie działać w ramach sieci centrów doskonałości „Zrównoważone systemy energetyczne - ENERGY FUTURE”. Koordynatorem podsieci został prof. Tadeusz Janowski – dyrektor CD ASPPECT, a jej sekretarzem – dr inż. Paweł Surdacki.

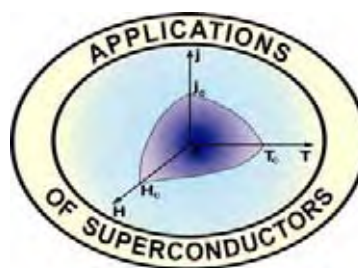
W niniejszych materiałach pokonferencyjnych zawarto pełne wersje 23 dostarczonych prac zaprezentowanych na VII Seminarium i Warsztatach Naukowych ZN-7 w Kazimierzu

Dolnym. Obejmują one referaty naukowe, wykłady warsztatowe, jak i referaty przedstawione przez dyplomantów zajmujących się zastosowaniami nadprzewodników.

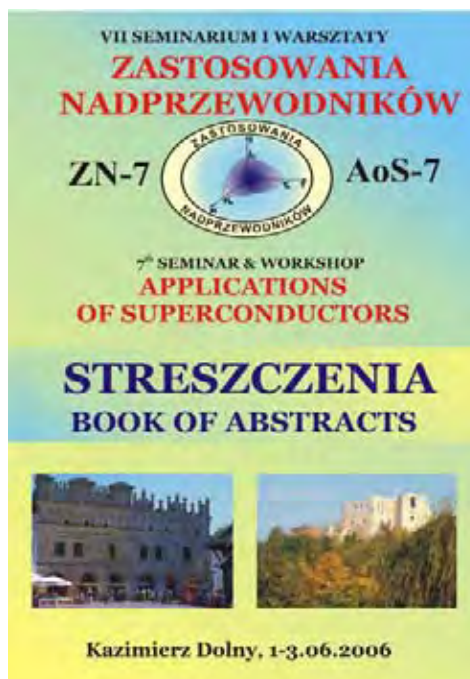
Tadeusz Janowski, Paweł Surdacki



ZN-7



AoS-7





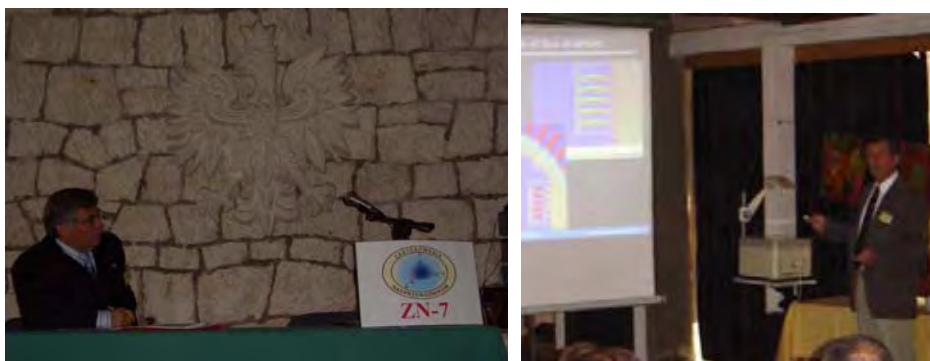
Fot. 1. Uczestnicy Seminarium ZN-7



Fot. 2. Wykładowcy i uczestnicy Warsztatów Naukowych ZN-7 przed budynkiem Centrum Doskonałości Zastosowań Technologii Nadprzewodnikowych i Plazmowych w Energetyce ASPPECT



Fot. 3. Na sali obrad ZN-7 - w pierwszym rzędzie:
prof. prof. H.D. Stryczewska, J.K. Sykułski, T. Janowski, B.A. Głowacki



Fot. 4. Przewodniczy sesji prof. A. Cieśla, referat wygłasza prof. J.K. Sykulski (UK)



Fot. 5 a-b. Pokazy technologii nadprzewodnikowych w Centrum Doskonałości ASPPECT



Fot. 6. Budynek Centrum Doskonałości ASPPECT Politechniki Lubelskiej



Fot. 7. Pałac Zamoyskich w Kozłowie – zwiedzany przez uczestników Warsztatów ZN-7



Fot. 8. Uczestnicy seminarium na Górze Trzech Krzyży w Kazimierzu



PROSPECTS OF APPLICATION OF HYDROGEN AND SUPERCONDUCTIVITY IN UNDERGROUND TRANSMISSION LINES AND LEVITATING TRAINS

Bartek A. GLOWACKI

*Applied Superconductivity and Cryoscience Group
Department of Materials Science and Metallurgy
University of Cambridge, Pembroke Street, Cambridge CB2 3QZ, England
bag10@cam.ac.uk*

Abstract: *In this article it has been emphasized that superconductivity is only the enabling technology for Super-MAGLEV and the superconducting transmission lines, because all the cost is in cryogenic engineering, electrotechnology and general engineering infrastructure. So if in the long term the hydrogen economy can be combined with superconducting cables and ultra fast trains running in the same vacuum tunnel network, it will be the forerunner to a transportation and energy transfer revolution called SuperTransGrid. In such a system, hydrogen fuel could be provided for energy storage and transfer, very effectively cooling high power superconducting cables, but would also feed low-pollution Cryoplanes and fuel-cell powered cars transporting passengers at speeds ~2000 miles/hour.*

Keywords: *MagLev, Superconducting cable, Hydrogen, Grid, Train, SuperTransGrid*

1. INTRODUCTION

In 2011 we are going to celebrate the 100-year anniversary of the discovery of superconductivity by two Dutch physicists, Gilles Holst and Heike Kamerlingh Onnes [1]. But this should be more than just reminiscences about how it has happened and who actually discovered superconductivity. It should be the turning point in Applied Superconductivity and Cryoscience, where electro-materials engineering and cryogenic technology combined with construction engineering should start to pave the way to providing the human race with the required sustainable energy infrastructure for the future. It is expected that such technological advances will reduce political tensions driven by the need for access to fossil fuel resources.

The global energy need is expected to double by 2030, increasing by a factor of 5 by 2100 due to human population growth and accelerated global industrialisation. Given the

projected demand for the future of energy supply, transfer and storage, and also considering a rapidly-increasing demand for human transportation, one can envisage that superconductivity connected to the hydrogen economy can be the solution to all our energy and transport problems.

2. SUPERCONDUCTING CABLE

It is obvious that high-temperature AC and DC superconducting cables that carry five times more power than conventional cables can meet increasing demand for urban areas and can also be a substitute for overhead lines where there are environmental, security or simply aesthetic issues, see Fig. 1. There is ongoing research into how long-term exposure to the high voltage overhead power lines may affect our health.



Fig. 1 Energy distribution scenarios: a) High voltage power lines over the houses, b) underground superconducting cables provided. Copyrights Science Photo Library [2].

But the question remains not if but when is it going to happen? According to the earlier predictions, see Fig. 2, it should take place right now but unfortunately low cost conductor materials development is too slow and scattered.

Therefore the first priority is not highest current density but low price. The required cost of HTS conductors is 5 cent/A m (77 K, self field) for the HTS cable system to be cost-competitive to the conventional one. Expected cost of MgB₂ conductor is going to be 0.8 cent/A m (20 K, self field). The required cost for HTS conductors for the tri-core HTS cable system to be cost-competitive to the conventional one is of the same level as mono-core cables. The required cost of HTS conductors is shown on the cost projection curves for Bi2223 and YBCO conductors in Fig.2b [3]. Reinforced low-loss Ag/Bi2223 multifilamentary conductors have been used to fabricate liquid nitrogen-cooled cables, which have been installed and successfully tested in several sites all over the world. Unfortunately as seen in Fig. 4b, due to the cost of the silver alloys and the cost of labour-intensive multi-stage heat treatment it is impossible for the PIT multifilamentary Ag/Bi2223 tape conductor to achieve the required cost.

The second priority is the engineering current density j_e of single wires (tapes): this should be at least 7-10 kA/cm² at 77 K in self field and should continue to be improved by nano-doping and nano-engineering. A new generation of so called non-vacuum coated conductors engaging YBCO is currently under development. YBCO offers better performance, reduced AC losses [4] and the possibility of lower costs due to the lack of silver, Fig 3b. However, the technical difficulties are immense since a high-quality YBCO film on a metal tape requires more or less single crystalline (highly oriented) growth over hundreds of meters or even kilometers. Nonetheless, samples in the meter range have been already demonstrated, see Fig. 3, and it is only a matter of time that coated conductors will

Figure 1 consists of two panels. Panel (a) is a roadmap titled 'Conductor technology' showing the predicted time required for the development of practical applications for various superconducting technologies. The x-axis represents the 'Year' from 1995 to 2015. The left y-axis represents 'Current-carrying length (A.km)' on a log scale from 10^0 to 10^6 . The right y-axis represents 'Magnetic field $\times$ near diameter of coil (T cm)' on a log scale from 10^{-1} to 10^5 . Technologies are plotted as bubbles: Bi system (20K - 77K) in blue, MgB₂ in yellow, and Y system (77 K) in red. Specific applications like 'Current leads', 'Power cables', 'Magnetic separation', 'MRI', 'Current limiters', 'Fusion reactors', and 'Particle accelerators' are labeled. Panel (b) is a line graph showing the 'Cost Euro/A·m' on a log scale from 0.01 to 1 versus 'Year' from 2000 to 2030. It compares the cost of Bi2223 (open circles) and YBaCuO (filled circles) with a dashed line representing the 'cost-competitive line' at approximately 0.03 Euro/A·m.

QuickTime™ and a TIFF (uncompressed) decompressor are needed to see this picture.

Recently a third material, MgB₂ (T_c = 40 K), emerged as a promising candidate. It is already a material of great interest for conductors but it would be of interest for this specific super-cable if the temperature range used would be the liquid hydrogen temperature (20 K). It seems that it may find its way into electrotechnological infrastructure applications.

15

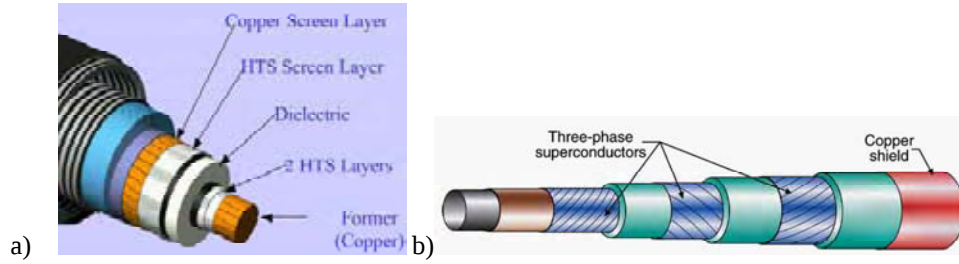


Fig. 4 a) Examples of the single phase superconducting cable: cold-dielectric, higher capacity, no external magnetic field, single cryostat, lower ohmic losses b) Triax 3-phase coaxial cable; Courtesy Nexans.

In terms of conductor consumption for the cable, the good news is that the individual layers can conduct current to their full capacity. Calculations of the current distribution in multilayer conductors versus the twist pitch angle were conducted by Clem [6], who established that two layers should be used if the mechanical and electric system is going to be efficient, Fig. 5a. He also established that, to minimise hysteretic losses in AC transmission lines, each superconducting element such as a filament, strand or sub-cable should be inductively equivalent to all the others. The 50/60 Hz A.C. losses of single wires (tapes) should not exceed 0.1-0.5 mW/Am at 77 K and 30-100 mT in plane and in phase, if possible already in the wound conductor arrangement.

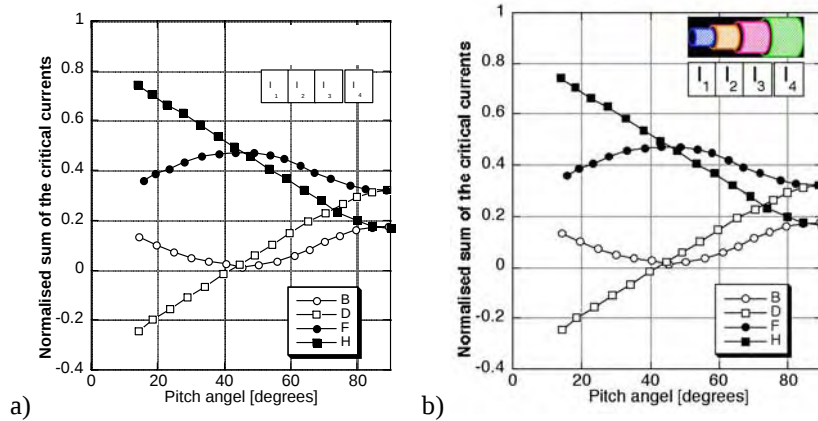


Fig. 5 a) Distribution of the current in the 4-layer model conductor calculated by Clem [6]; b) Operating current contour of inner conductor layer in 2-layer warm-dielectric operating HTS power transmission cable, versus the inner layer pitch, after [7].

This work was followed by analytical inductance calculations performed for each layer of the 2-layer HTS warm-dielectric cable, Fig. 5b, and a cold-dielectric power transmission HTS cable, Fig. 6 [7]. It was established that, in the cold-dielectric geometry, current is apt to flow in the inner conductor layer. Achieving a uniform current becomes easier when we increase thickness of the insulation layer. The closer the shield layer is, the more current is apt to flow through the outer conductor layer. Also it can be said that the closer the shield layer is, by shorter pitch of the outer conductor layer a uniform current distribution can be obtained. The one phase core of a warm-dielectric cable can be simulated as a cold-dielectric core without shield. [7].

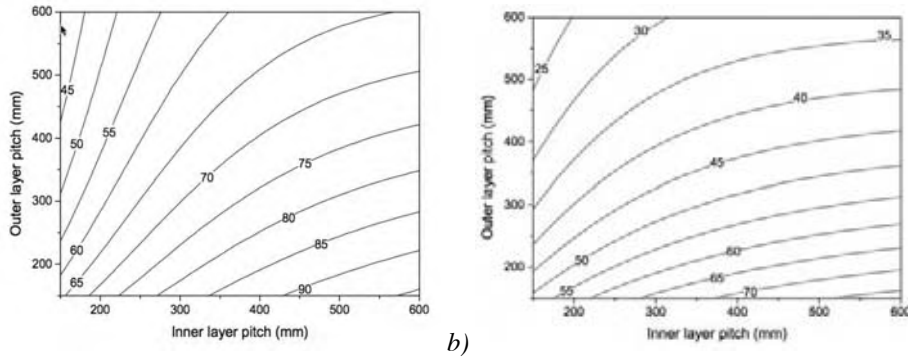


Fig. 6. Operating current contour of the inner conductor layer in a 2-layer HTS power transmission cable, according to the inner layer twist pitch: a) cold-dielectric HTS power transmission cable with 50mm thickness of the insulation layer; b) 500mm thick dielectric layer. It should be noticed that for the 500 mm thick insulation layer the results for cold-dielectric look very similar to the warm-dielectric type. After [7].

Round wires with properties equal to tapes will be highly beneficial to design improved high amperage conductors. The wire unit lengths should be ≥ 1 km for power transmission cables.

There are some circumstances in which the J_c of the perfect tape well-characterised in a magnetic field perfectly parallel to the surface may show some degradation and suppression of the theoretical value due to the c-axis component, as illustrated in Fig. 7. The current transfer in helical tapes also proves to be very complex and may add to suppression of the maximum value of the transport current [8].

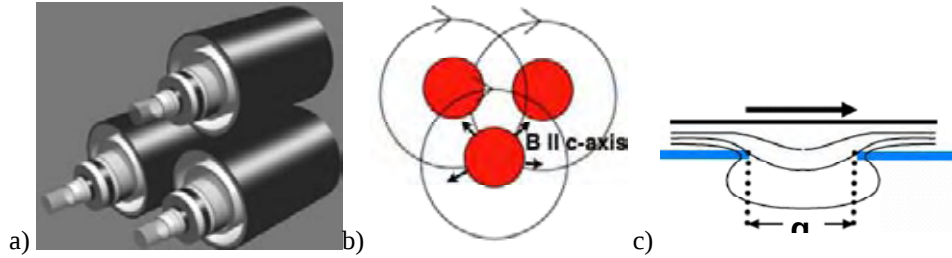


Fig. 7 a) Schematic of the 3-phase configuration cable; b) schematic illustrating how layers of one cable may be subjected to the perpendicular magnetic field generated by neighbouring cables; c) gaps, g , between the tapes in the cable configuration would increase losses by the factor $\sim$ tape width / tape thickness.

There is another option for increasing the performance of HTS cables – lowering the cryogenic temperature, Fig. 8a). The obvious choice for the current design would be replacing liquid nitrogen with liquid air, not only reducing the cost of the cryogen from 5 p/l to 4.5 p/l but most importantly dramatically improving J_c of the conductor by lowering the operating temperature from 77 K to 57 K, as illustrated in Fig. 8b). There are some issues due to possible enrichments of the cryogen with oxygen, but in the cable design it is unlikely.

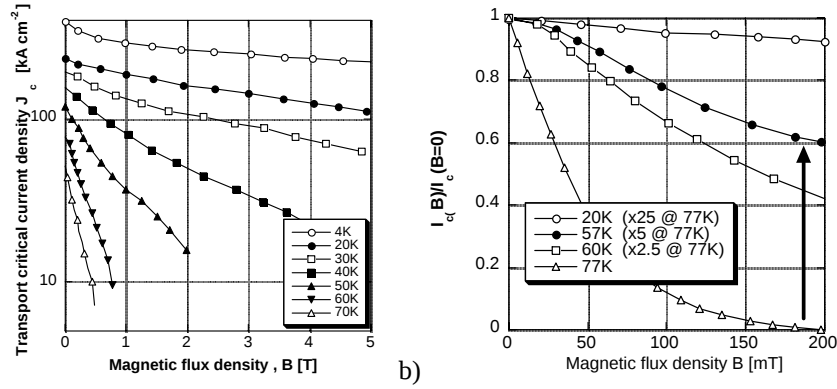


Fig. 8: Critical current vs temperature and magnetic flux density characteristic of Bi-based multifilamentary conductor, a) for the temperature range from 4K-70K. b) Liquid air can be used to access the cryogenic temperature as low as 57K, which not only can improve the field performance but also can increase the absolute value 5 times in comparison with LN_2 performance. (LN_2 124-64K; LAir 132-57K) [9]

The general trend is that the larger the production of the cable, the lower the cable cost, and also the lower the relative cost of the actual superconductor, see Fig. 9.

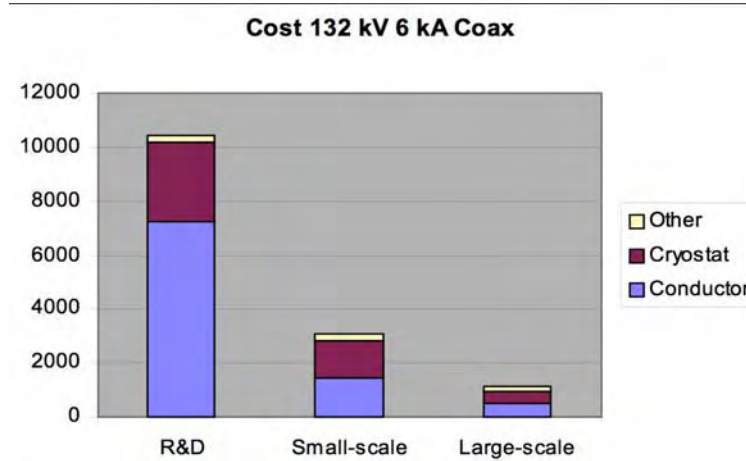


Fig. 9 Expected cost for development of a coaxial 132 kV, 6 kA super cable. The cost is split into HTS tapes, cryostat and other. The triaxial design is expected to be in the order of 40% lower in cost. After [5].

As it was suggested in the literature that new eletrotechnological devices such as load-control and load-leveilling power electronic devices, preferably based on superconductivity, will be needed to provide the required quality of power distribution, this may bring an elegant integration of the three materials such as Bi-based, RE123 and also MgB_2 .

No matter how hard one could try to accelerate the development of super-cables, if no radical new concept is adopted there are going to be missed opportunities for superconductivity. There is a hope. In the hydrogen economy, hydrogen will provide the

clean energy source and cryogenic temperatures, in which the kind of superconducting material may be less important due to the specific low field application of the cable and all three superconducting materials are acceptable.

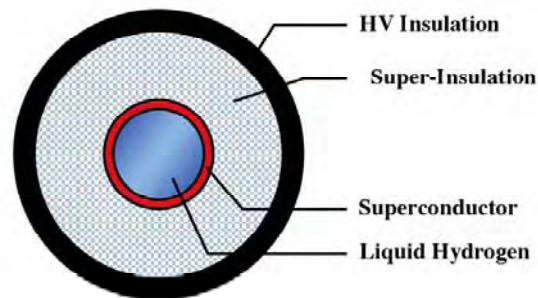


Fig. 10. A schematic simple structure of the hydrogen-cooled cable after [10]

The High Temperature Superconductor / Liquid Hydrogen SuperGrid proposed in 2001 has the potential to deliver large quantities of hydrogen and electricity [10]. The proposal is that SuperGrid will use HTS cables, see Fig. 10, the most efficient way to transmit electricity, cooled by liquid hydrogen, which is the cleanest energy carrier, which can provide power for cooling stations along the cable and also provide fuel to the transport infrastructure along the energy superhighway. There are examples of the oxygen and hydrogen networks in Northern Europe in Fig. 11.



Fig. 11. Hydrogen and oxygen pipeline network in Northern Europe. [11].

It is our opinion that if liquid hydrogen can be used to cool superconducting cable and SuperGrid can be accepted as a viable alternative than we should consider new global transportation hydrogen base network named SuperTransGrid [12].

3. SUPERMAGLEV

The Green Paper Future Noise Policy of November 1996 by the European Commission states that the “public's main criticism of rail transport is the excessive noise level”. This problem will be exacerbated by the modal shift from road and air transport to rail transport as demanded by policy makers (in part due to environmental reasons) and planned by the railways themselves. Railway freight traffic is the main contributor to the noise problems of the European Railways, followed by high speed and inner-urban railway lines.

The implementation of the strategies proposed in this document would significantly contribute to the achievement of the environmental policy of the EU to “substantially reducing the number of people regularly affected by long-term average levels of noise, in particular from traffic which, according to scientific studies, causes detrimental effects on human health” [13]. Present plans in Europe foresee high-speed trains running at speeds up to 350 km/h to form a Trans-European high-speed railway network. Noise from high-speed lines mostly operating during the daytime is the second main noise issue. The issue often arises at the planning stage of new high-speed lines or services when noise mitigation becomes a key requirement.

Train speed is a major parameter influencing noise emission. The noise due to traction and auxiliary systems tends to be predominant at low speeds up to around 60 km/h. Wheel-rail rolling noise is dominant up to speeds around 200-300 km/h, after which aerodynamic noise takes over as dominant factor, as shown in Fig. 12a. The transition speeds from traction noise to rolling noise and from rolling noise to aerodynamic noise depend entirely on the relative strength of these sources. The rolling noise, for example, depends strongly on the surface condition (roughness) of wheels and rails, whereas aerodynamic noise depends on the streamlining of the vehicle.

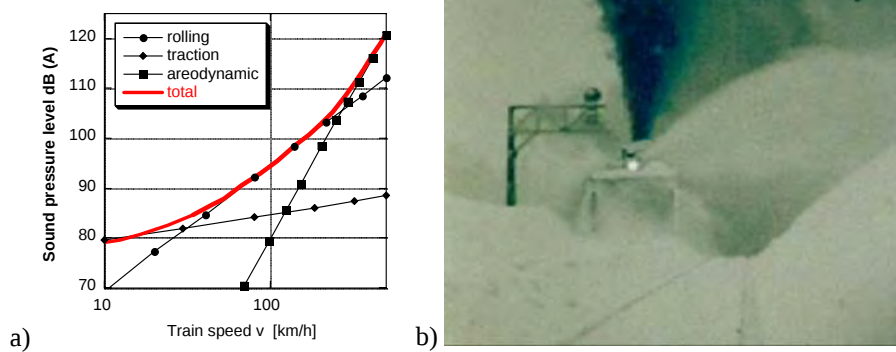


Fig. 12 a) Railway exterior sound sources and typical dependence on train speed [14];
b) example of the rail track snow removal at 5 km/h by a rotary machine coupled to the steam locomotive [2], source: International Movie Archives].

Noise from high-speed trains (at speeds above 250 km/h) has different characteristics to that of freight wagons. With increasing speed, aerodynamic noise from the upper part of the train becomes dominant with the pantograph and recess, cab profile and gaps between carriages as a significant problem, since most of the noise barriers are too low to shield this source. Noise barriers lower than 4 m have insufficient effect on sources located at the top of the vehicle such as the pantographs and their recesses. Aerodynamic noise can be reduced, but will always increase with increasing speed above 500 km/h.

In the SuperMagLev train it is always the case that the superconducting coil [15] or bulk superconductor [16] is a part of the carriage of the train. Therefore it is obvious that the cryogenic unit is an integral part of the train providing a temperature lower than T_c , cooling the superconductor.

The successful realisation of the non-superconducting 3-phase open linear motor MagLev using Nexans conventional cable and complicated electronics to suspend and power the shuttle train was used in the levitating train from Shanghai Airport to the Shanghai City Centre recently built by Siemens and Krupp.

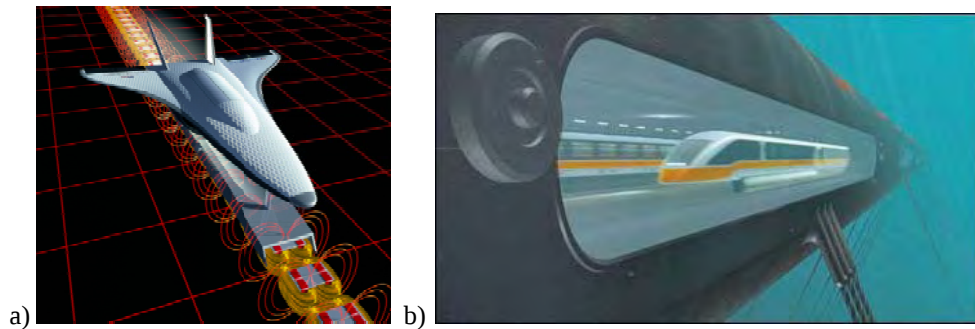


Fig. 13 a) A magnetic levitation track to launch the space shuttle is up and running at NASA, providing acceleration up to 600 miles/hour before take off [2], copyright Science Photo Library; b) Underwater transatlantic tunnel accommodating MagLev trains and hydrogen-cooled superconducting cables. Such a tunnel will be suspended 100 m below sea level and will allow travel from Boston to London in 1.5 hours [17]. A similar idea for an underground vacuum in which a superconducting train can reach the speed of 2500 miles/hour was presented many years ago in Japan [2].

3. SUPERTRANSGRID

The air resistance, which enables airplanes to fly, will be an obstacle for superconducting levitating trains travelling at speeds above 600 miles per hour, Fig. 13a. Very low air pressure or vacuum eliminates air resistance, and the magnetic levitation eliminates friction. As a result, the amount of energy it would take to increase the speed from 100 to 200 miles/h is the same amount it would take to increase the speed from 1500 to 1600 miles/hour. Acceleration to 2500 miles per hour will be no different from the current acceleration in the Shanghai train, so passengers would comfortably enjoy the journey. The journey from Boston to London will take 90 minutes, only 3 times longer than the journey by Euro Tunnel, Fig. 13b). There are additional factors such as extreme atmospheric conditions like snow storms, when snow clearance must be conducted by rotary machines coupled to the train. The speed of such machines is 5 km/h and the push

force is very high independently of the type of the locomotive. This problem can be overcome if the levitating train would be in a low pressure tunnel where air evacuation would be provided by jet engines powered by gaseous hydrogen sourced from the liquid hydrogen-cooled superconducting cable infrastructure. The concept is well known as the Cryoplane [12].

Trains will waste a great deal of energy when stopping for stations and pulling away again. Instead of using electromagnetic brakes, it would be more practical to use an on-board superconducting flywheel. The train could be brought to a halt by driving the superconducting flywheel up to speed. This process is then reversed to set the train in motion again. The supersonic trains would use magnetized superconducting bulks not only to levitate the train, but also to propel it with a series of magnetic pulses from the side of the track. An alternative propulsion system would be aerodynamic force. Let us assume that the forces driving the MagLev train in the evacuated tunnel are not going to be based on the 3 phase linear motor, as it is in the non-superconducting Shanghai MagLev, but it would be a train levitated on bulk RE123 or even MgB_2 . Assume that trains will be powered by aerodynamic forces induced by differential pressure created in a vacuum tunnel, because the size of the train will be close to the internal tunnel dimension, and such train will accelerate to supersonic speeds through an environment continuously evacuated to the outside atmosphere by hydrogen-powered jet engines. By increasing the differential pressure close to the station the train can easily slow down. If we can adopt this new paradigm and engage our young scientists, it will be the forerunner to a transportation and energy transfer revolution called SuperTransGrid, from which hydrogen fuel could be provided both for energy storage and transfer and to feed Cryoplanes and fuel-cell powered cars.

REFERENCES

- [1] J. Matricon and G. Waysand: *The Cold Wars: A History of Superconductivity*, Rutgers University Press, New Brunswick, New Jersey 2003.
- [2] B.A. Glowacki: SCENET DVD Lectures on Superconductivity, Disk 3 Applications, Scene: Energy.
- [3] O. Tsukamoto: *Inst. Phys. Conf. Ser. No 181*, (2003), p. 57
- [4] M.Majoros, B.A.Glowacki, A.M.Campbell, G.A.Levin, P.N.Barnes and M.Polak: *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, Vol. 15 (2) (2005), p. 2819.
- [5] D. Willen, C. Træholt, D. Lindsay, J. Østergaard, M. Gouge, O. Tønnesen: *Inst Phys. Conf Ser No.181* (2003), p. 379.
- [6] J. Clem research Seminar at Wolongong
- [7] J.H. Joo, S.W. Kim, H.J. Kim, J.W. Cho, H. Nam, and J.P. Hong: *Inst Phys. Conf Ser. No. 181* (2003), p.341.
- [8] M.Majoros, B.A.Glowacki, A.M.Campbell, Z.Han and P.Vase: *Inst. Phys. Conf. Ser. No.167* (2000), p.839.
- [9] J.F. Picard, M. Zouiti, C. Levillain,; M. Wilson, D. Ryan, K. Marken, P.F. Hermann, E. Beghin, T. Verhaege, Y. Parasie, J. Bock, M. Baecker, J.A.A.J. Perenboom and J. Paasi: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* Vol. 9, (2) (1999), p.535.
- [10] C.W. Chu and A.J.Jacobson ‘ HTS/LH2 SuperGrid: An Energy SuperHighway in the U.S. for the New Millenium’ *Inst Phys. Conf Ser No. 181* p.67.
- [11] <http://www.airliquide.com/en/business/products/gases/pipeline/index.asp>

- [12] <http://www.msm.cam.ac.uk/asgc>
- [13] Treaty Establishing the European Community, Article 174.
- [14] http://europa.eu.int/comm/environment/noise/pdf/railway_noise_en.pdf
- [15] http://www.rtri.or.jp/rd/maglev/html/english/maglev_frame_E.html
- [16] Levitating vehicle at Dresden University, Germany
- [17] http://www.discoverybroadband.co.uk/broadband/broadband.jsp?site=uk&template=episode&genre=3&series_id=62&episode_id=67

Perspektywy zastosowania wodoru i nadprzewodnictwa w podziemnych liniach przesyłowych i pociągach lewitujących

Streszczenie: W pracy podkreślono konieczność rozpatrywania nadprzewodnictwa jedynie jako technologii umożliwiającej zastosowanie lewitujących nadprzewodzących pociągów i nadprzewodzących kabli energetycznych. Rezultat analizy wynika z kosztów kriotechnologii, elektrotechnologii, jak również z wysokich kosztów infrastruktury związanej z takimi systemami. Uzasadniono, że rozważenie połączenia długoplanowej gospodarki wodorowej z infrastrukturą kabli nadprzewodzących i lewitujących pociągów umieszczonych w próżniowym tunelu, zrewolucjonizuje sposób transportu i dystrybucji energii jak również umożliwi stworzenie sposobu transportu ludności z prędkością ~2000 mil na godzinę tworząc bazę dla nowych samolotów o napędzie ciekłego wodoru.

Słowa kluczowe: MagLev, kabel nadprzewodnikowy, wodór, sieć, pociąg, SuperTransGrid.



PROBLEMY WYKORZYSTANIA NADPRZEWODNIKÓW WYSOKOTEMPERATUROWYCH JAKO MAGNESY TRWAŁE

Jacek SOSNOWSKI

Instytut Elektrotechniki, Zakład Wielkich Mocy,
04-703 Warszawa, Pożaryskiego 28, e-mail: sosnow@iel.waw.pl

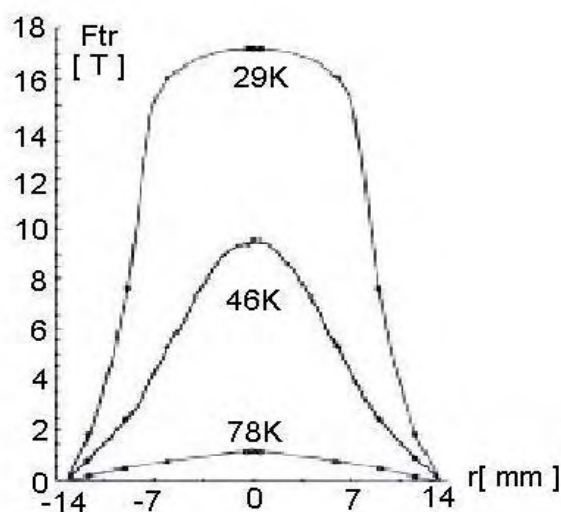
The problems of the application of HTc superconductors as permanent magnets

Abstract: Selected problems of the application HTc superconductors as permanent magnets are discussed. The application of these materials in the superconducting bearings and magnetic levitation are reviewed. The electromagnetic problems appearing in these processes are considered: the time dependent relaxation of the magnetic moment due to flux creep process and the existence of the grains in ceramic superconductors, influencing the value of the trapped magnetic induction.

Keywords: HTc superconductors, permanent magnets, magnetic levitation, flux trapping.

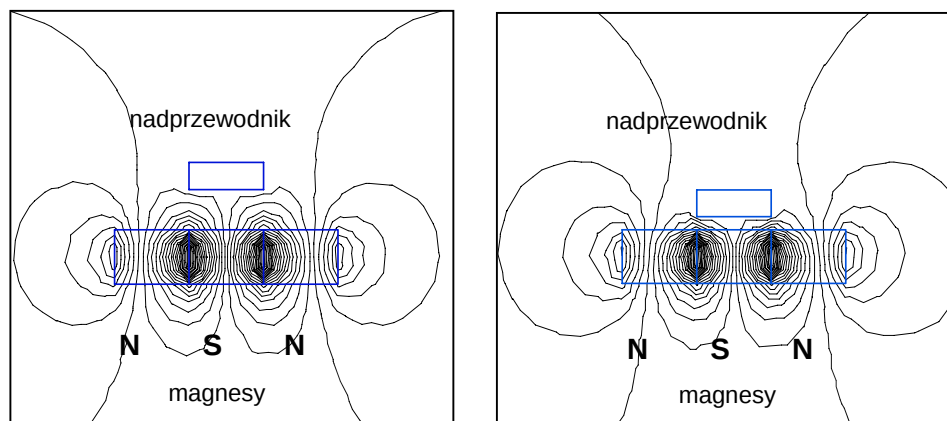
1. WSTĘP

Podstawową właściwością stanu nadprzewodzącego jest zerowa rezystancja, co znajduje zastosowanie w prądowych urządzeniach elektrycznych. Drugą właściwością równie istotną jest idealny diamagnetyzm oraz generalnie wartość zamrożonego strumienia indukcji magnetycznej. Parametry te umożliwiają traktowanie materiałów nadprzewodnikowych jako magnesy trwałe o charakterystykach w skrajnych przypadkach wielokrotnie przewyższających maksymalne parametry najlepszych znanych materiałów ferromagnetycznych. Jako przykład przytoczymy tutaj wykres prezentujący wynik pomiaru rozkładu zamrożonego strumienia magnetycznego w makromolekule YBaCuO z maksimum osiągającym wartość 19 T w temperaturze 29 K, co stanowi obecnie rekordową wielkość. Rys. 2 przedstawia obliczone metodą elementów skończonych rozkłady pola magnetycznego w modelu lewitującej kolejki nadprzewodnikowej dla dwóch różnych

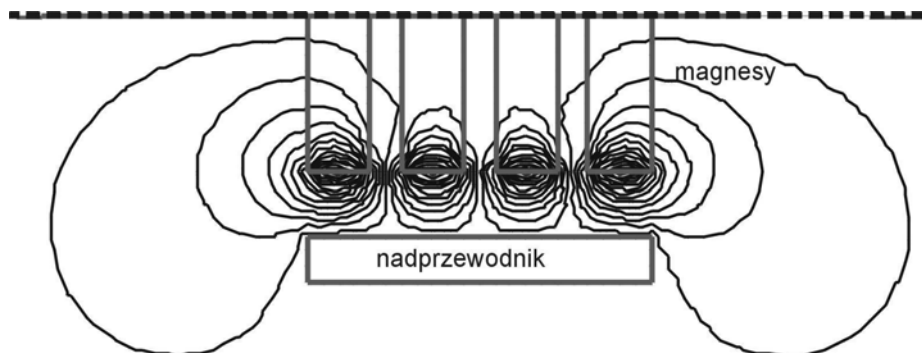


Rys. 1. Rozkład zamrożonego strumienia w makromolekule YBaCuO w funkcji odległości od środka (wg danych ISTEK)

położeń elementu nadprzewodnikowego. Pokazana tutaj jest lewitacja elementu nadprzewodnikowego – diamagnetycznego, natomiast rysunek 3 przedstawia linie sił pola magnetycznego w przekroju łożyska magnetycznego wykorzystującego ekrany nadprzewodnikowe. Dla wzmocnienia siły odpychającej magnesy trwale ustawione są tutaj kolejno z odwrotną polaryzacją. W rzeczywistym pociągu lewitującym na poduszce magnetycznej przekraczającym w Japonii coraz to nowe rekordy prędkości wynoszące ponad 500 km/godz technika magnetycznej lewitacji jest bardziej rozbudowana



Rys. 2. Deformacja rozkładu linii sił pola magnetycznego w modelu kolejki lewitującej, dla dwóch różnych położeń elementu nadprzewodnikowego nad magnesami trwałymi o naprzemiennej polaryzacji n-s-n

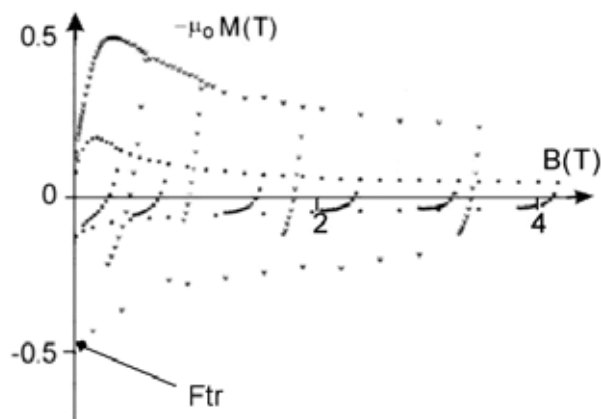


Rys. 3. Rozkłady pola magnetycznego w przekroju łożyska magnetycznego wykorzystującego zjawisko lewitacji konwencjonalnych magnesów trwałych o przeciwnej polaryzacji wewnątrz płaszcza nadprzewodnikowego

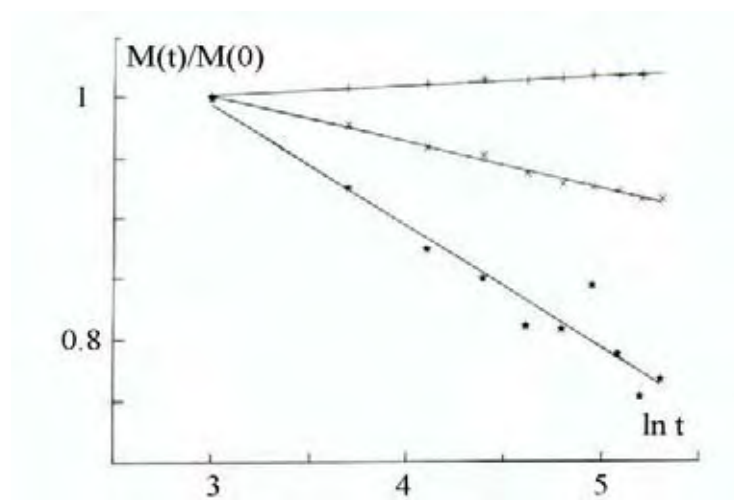
Skojarzenie wykresów 1-3 pokazuje bezpośrednio znaczenie dla elektrotechniki właściwości magnetycznych nadprzewodników wysokotemperaturowych.

2. WYKORZYSTANIE NADPRZEWODNIKÓW WYSOKOTEMPERATUROWYCH W MAGNETYCZNEJ LEWITACJI

Podstawową zaletą wykorzystania nadprzewodników wysokotemperaturowych w wymienionych urządzeniach jest wartość zamrożonego strumienia indukcji magnetycznej F_{tr} , zaznaczona strzałką na zmierzonej krzywej magnetyzacji. Zamrożony strumień umożliwia uzyskanie ekstremalnie wysokich indukcji magnetycznej w tych materiałach, wielokrotnie przewyższających wartości dla znanych dotychczas ferromagnetyków, włączając nowe materiały magnetyczne oparte na ziemiach rzadkich [1], co przedstawia rys. 1. Możliwa jest również lewitacja wykorzystująca idealny diamagnetyzm tych materiałów, jednak siła



Rys. 4. Pętle histerezy magnetycznej zmierzone na dwóch wysokotemperaturowych ceramikach nadprzewodnikowych YBaCuO



Rys. 5. Zmierzony logarytmiczny zanik w czasie zamrożonego strumienia w ceramice nadprzewodnikowej YBaCuO przy różnych wartościach przyłożonego pola magnetycznego

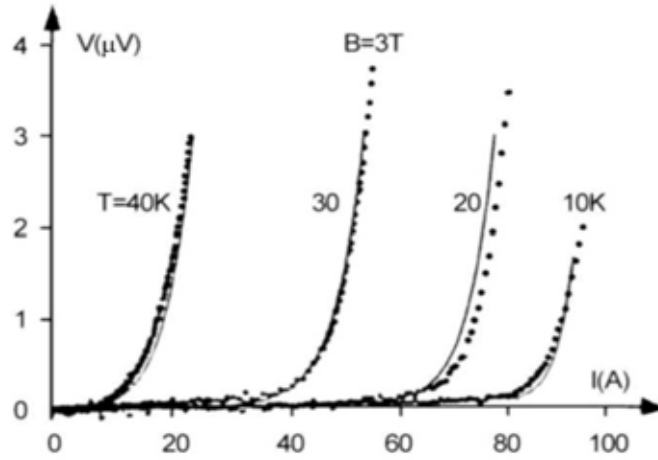
oddziałująca jest wówczas niższa. Unikalne właściwości ekranujące nadprzewodników wysokotemperaturowych umożliwiają traktowanie ich jako materiały inteligentne, reagujące na wartość zmian przyłożonego pola magnesującego, co zapewnia stabilność takiego lewitującego układu. Jednak wykorzystanie ceramicznych materiałów nadprzewodnikowych jako magnesy trwale napotyka między innymi na dwie przeszkody. Pierwsza polega na relaksacyjnej zmianie w czasie zamrożonego strumienia, co pokazuje rys. 5. Drugim problemem z kolei jest ceramiczna struktura nadprzewodników wysokotemperaturowych, która powoduje konieczność uwzględnienia ziarnistości tych materiałów, przy analizie wartości zamrożonej indukcji magnetycznej. Rozpatrzeniu tych efektów poświęcony jest niniejszy artykuł.

3. ANALIZA ZAGADNIEŃ ELEKTRODYNAMICZNYCH

W tym paragrafie zajmiemy się analizą zjawisk elektrodynamicznych wpływających na proces lewitacji magnetycznej bazując na opracowanym modelu oddziaływania wirów magnetycznych z centrami zakotwiczenia [2]. Prowadzi ono do następującego wyrażenia na wysokość bariery potencjału ΔU dla wirów nadprzewodnikowych zaczepionych na centrum zakotwiczenia, która zmienia się z gęstością prądu j względem wartości gęstości prądu krytycznego j_c , w funkcji termodynamicznego pola krytycznego H_c , grubości centrum zakotwiczenia l oraz składowych długości koherencji ξ_a i ξ_b :

$$\Delta U = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} l \xi_a \xi_b \left[-\arcsin\left(\frac{j}{j_c}\right) + \frac{\pi}{2} - \frac{j}{j_c} * \sqrt{1 - \left(\frac{j}{j_c}\right)^2} \right] \quad (1)$$

Model ten dobrze opisuje zagadnienia przepływu prądu przez wysokotemperaturowe taśmy nadprzewodnikowe, czego przykładem jest rys. 6 przedstawiający porównanie przebiegów doświadczalnych charakterystyk prądowo-napięciowych taśm nadprzewodnikowych z



Rys. 6. Porównanie przebiegów doświadczalnych (punkty) i teoretycznych (linia ciągła) charakterystyk prądowo-napięciowych wysokotemperaturowych taśm nadprzewodnikowych typu Bi:2223 w funkcji temperatury

obliczeniami teoretycznymi. Obecnie zaadoptujemy ten model do opisu magnetycznych właściwości nadprzewodników wysokotemperaturowych, gdyż bariera potencjału dana równaniem 1 opisuje prawdopodobieństwo przeskoku strumienia magnetycznego (p), zgodnie ze wzorem:

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{\Delta U}{k_B T}\right) \quad (2)$$

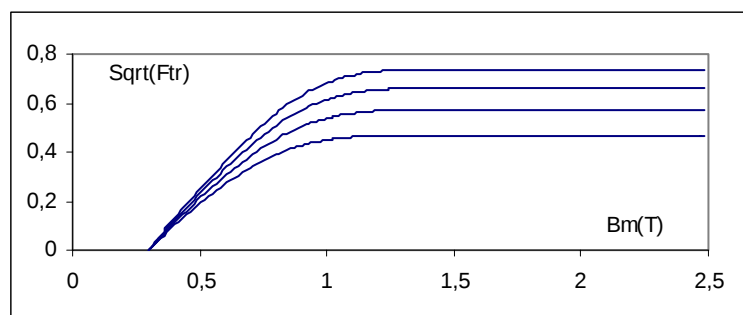
Pomocnym dla dalszej analizy będzie wprowadzenie prawa zachowania strumienia indukcji magnetycznej:

$$\frac{dB}{dt} = -\text{div} D \quad (3)$$

poprzez zdefiniowanie funkcji wypływu D strumienia indukcji spełniającej równanie $\mathbf{D} = \mathbf{Bv} = \mathbf{Bpd}$, gdzie d jest średnią długością przeskoku, to znaczy odległością pomiędzy centrami zakotwiczenia, v prędkością. Średnią wartość zmiany indukcji magnetycznej B_{av} otrzymamy po scałkowaniu równania 3 i następnie przekształceniu zgodnie z prawem Gaussa-Ostrogradskiego do postaci całki z wypływu strumienia D przez powierzchnię S :

$$\frac{dB_{av}}{dt} = -\frac{1}{V} \int \text{div} D dV = -\frac{1}{V} \oint D \cdot n dS \quad (4)$$

W przypadku ustalonej wartości pola magnetycznego przyłożonego równolegle do płaszczyzn warstwowej struktury nadprzewodników wysokotemperaturowych równanie 4 łatwo jest rozwiązać i prowadzi ono do zależności czasowej momentu magnetycznego:



Rys. 7. Wpływ wypełnienia ziarnami (10 – 70 %) matrycy nadprzewodnikowej na wartość pierwiastka z zamrożonego strumienia F_{tr}

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2}{k(1+\eta)} dHp_0 \exp\left(-\frac{\Delta U}{k_B T}\right) \quad (5)$$

k jest grubością warstwy nadprzewodnikowej, η wypełnieniem struktury materiałem nadprzewodnikowym, k_B stałą Boltzmanna, T temperaturą, natomiast ΔU barierą potencjału opisaną równaniem 1. Podstawiając rów. 1 do rów. 5 i przeprowadzając operację całkowania otrzymujemy finalnie logarymiczną czasową zależność zmian magnetyzacji, a więc również zamrożonego strumienia indukcji magnetycznej, w funkcji parametrów materiałowych t_1 i θ , zgodnie z wynikami doświadczalnymi pokazanymi na rys. 5.

$$M(t)/M(0) = 1 - \Theta \ln\left(1 + \frac{t}{t_1}\right) \quad (6)$$

Wartość zamrożonej indukcji magnetycznej w zerowym polu magnetycznym określono również na podstawie omawianego modelu, przy uwzględnieniu występowania ziaren o zmodyfikowanych parametrach w matrycy z otaczającego nadprzewodnika, a wyniki obliczeń przedstawione na rys. 7 wskazują na istotne znaczenie tego efektu.

LITERATURA

- [1] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wydawnictwo Książkowe IEL 2003.
- [2] Sosnowski J., Influence of the dynamic vortex-pinning center interaction on the critical current in the layered HTc superconductors, *Journal of Technical Physics*, vol. 45, no 1, 2004, pp. 21-29.

Streszczenie: Przedyskutowano możliwości wykorzystania nadprzewodników wysokotemperaturowych jako magnesy trwałe. Przedstawiono przykłady takich zastosowań oraz wyniki modelowania teoretycznego zmian w czasie zamrożonego strumienia indukcji oraz wpływu ziarnistej struktury nadprzewodników ceramicznych na zamrożony strumień.

Słowa kluczowe: nadprzewodniki wysokotemperaturowe, lewitacja magnetyczna.



WYKORZYSTANIE NADPRZEWODNIKÓW WYSOKOTEMPERATUROWYCH W KONSTRUKCJI ŁOŻYSK MAGNETYCZNYCH

Ryszard PAŁKA

Politechnika Szczecińska, Wydział Elektryczny
Katedra Elektrotechniki Teoretycznej i Informatyki
70-310 Szczecin, ul. Sikorskiego 37
e-mail: rpalka@ps.pl

Application of high temperature superconductors in construction of magnetic bearings

Abstract: The paper describes different possibilities of application of monolithic high temperature superconductors in construction of superconducting bearings. Different topologies of activation systems for superconducting bearings and calculation methods have also been discussed. Finally, one new rotating bearing and a novel activation configuration have been presented.

Keywords: Superconducting bearings, high temperature superconductor bulks

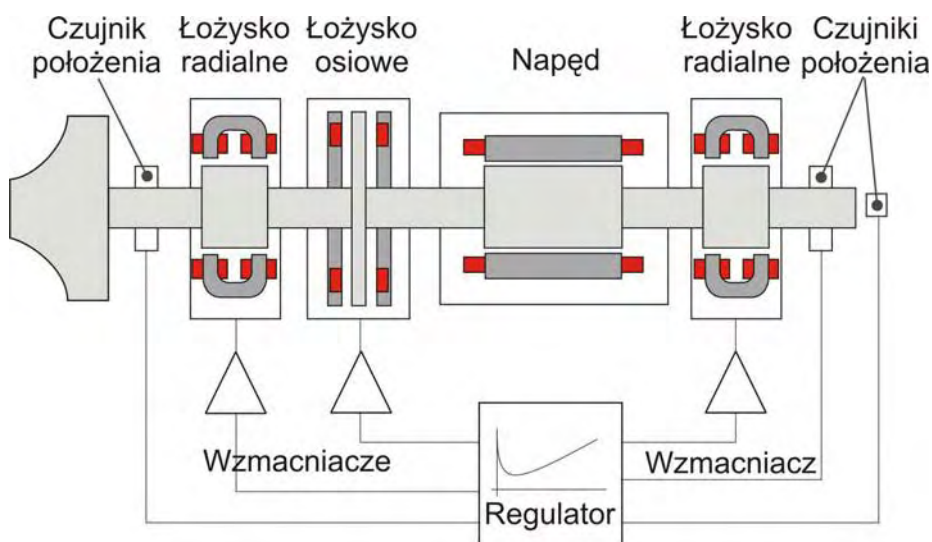
1. WSTĘP

Łożyskowanie szybkowirujących maszyn elektrycznych jest trudnym zadaniem inżynierskim. Przy zastosowaniu klasycznych łożysk tocznych (kulkowych, rolkowych, ślizgowych) liczyć trzeba się zawsze z występowaniem całego szeregu niekorzystnych zjawisk ubocznych, takich jak tarcie i zużycie powierzchni roboczych. Tarcie ogranicza mocno zakres dopuszczalnych szybkości obrotowych łożyska i prowadzi jednocześnie do niepożądanego wzrostu temperatury w łożysku. Przy dużych szybkościach obrotowych występują dodatkowe szkodliwe efekty, takie jak hałas i wibracje. Klasyczne łożyska wymagają smarowania, co utrudnia ich stosowanie w nowoczesnych kinetycznych akumulatorach energii, w których osiąga się prędkości liniowe rzędu 300-500 m/s. Celem

minimalizacji oporów ruchu pracują one w próżni, co wyklucza zasadniczo możliwość stosowania w nich łożysk smarowanych.

Rozwiązaniem nie wykazującym wspomnianych wad są łożyska wykorzystujące magnesy trwałe (układy pasywne) lub elektromagnesy (układy aktywne) i ich różne kombinacje (układy hybrydowe). Bezstykowe łożyska magnetyczne stanowią alternatywę w stosunku do klasycznych rozwiązań łożysk tocznych i ślizgowych przede wszystkim tam, gdzie wymagane są bardzo małe opory tarcia i bardzo duże prędkości ruchu. Łożyska magnetyczne nie wymagają smarowania i możliwe jest ich stosowanie w dowolnym środowisku. Są one również odporniejsze na wszelkiego typu obciążenia dynamiczne niż klasyczne łożyska mechaniczne. Dodatkowymi ich zaletami są np. minimalna ilość części mechanicznych i związany z tym brak tarcia, trwałość i niski poziom hałasu [1].

Do łożyskowania poziomego wału maszyny elektrycznej wymagane są zasadniczo trzy łożyska aktywne, z których każde posiada własny system kontroli położenia wału i układ sterowania odpowiednio położonymi elektromagnesami. Na Rys. 1 pokazano schemat łożyskowania poziomego wału maszyny elektrycznej wraz ze wszystkimi składnikami systemu.



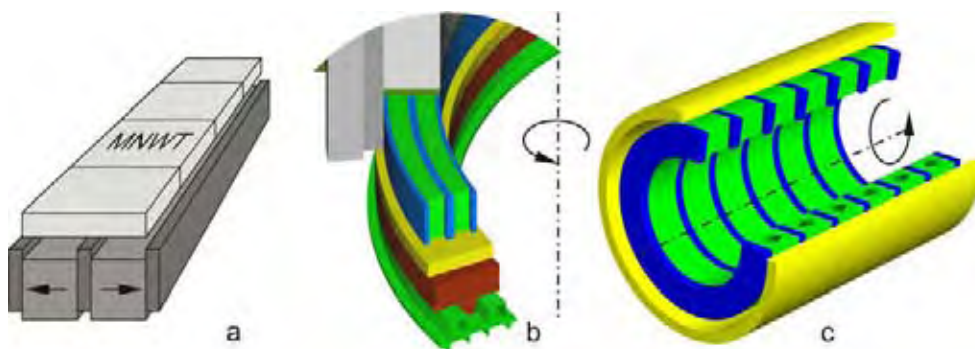
Rys. 1. Silnik wysokoobrotowy łożyskowany przy pomocy łożysk aktywnych - schemat ideowy

Aktywne łożyska radialne spełniają tu funkcję klasycznych łożysk mechanicznych, a łożysko osiowe stabilizuje dodatkowo pozycję wału maszyny. Stabilność lewitacji wału, jak również sztywność łożyska i jego zdolność tłumienia drgań są determinowane całkowicie przez system regulacji. W związku z tym cechy łożyska aktywnego mogą być w szerokich granicach zmieniane, a tym samym dopasowane do aktualnych wymagań, nawet już w trakcie pracy maszyny. Umożliwia to ukształtowanie odpowiedniej charakterystyki łożyska, np. celem zapobieżenia drganiom wału dla częstotliwości krytycznych układu podczas zmian prędkości obrotowej maszyny. Podstawową wadą łożysk magnetycznych jest konieczność ich **dodatkowej stabilizacji** w co najmniej w jednym kierunku, co pociąga za sobą konieczność stosowania dodatkowych układów pomiarowych i sterujących [1]. Wad

tych nie posiadają łożyska wykorzystujące monolityczne nadprzewodniki wysokotemperaturowe (MNWT) [2-5]. Pomiedzy nadprzewodnikiem wysokotemperaturowym ochłodzonym poniżej temperatury krytycznej T_c , a dowolnym układem wzbudzenia pola magnetycznego działają siły uniemożliwiające zmianę wzajemnego położenia obiektów. Oznacza to, że przy wykorzystaniu nadprzewodników wysokotemperaturowych można zbudować układy lewitacyjne charakteryzujące się **absolutną stabilnością** wszystkich stopni swobody. Jednocześnie łożyska nadprzewodzące posiadają wszystkie zalety łożysk magnetycznych i do ich projektowania wykorzystać można większość zaleceń konstrukcyjnych dotyczących klasycznych łożysk magnetycznych. Dodać tu jeszcze należy, że do łożyskowania układu z Rys. 1 wystarczą tylko dwa łożyska nadprzewodzące, ze względu na ich dużą sztywność zarówno promieniową, jak i osiową.

2. STRUKTURY ŁOŻYSK ZAWIERAJĄCYCH MNWT

Na Rys. 2a przedstawiono podstawowy układ wzbudzenia pola magnetycznego w łożyskach nadprzewodzących (SMB, ang. superconducting magnetic bearing) wraz z umieszczonym nad nim masywnym nadprzewodnikiem wysokotemperaturowym. W układzie tym, ze względu na charakterystyczny sposób prowadzenia strumienia magnetycznego przez elementy ferromagnetyczne i związaną z tym jego silną koncentrację, otrzymuje się w obszarze powietrznym wartości gęstości strumienia magnetycznego większe niż indukcja remanencji magnesów trwałych. Jednocześnie charakterystyczny rozkład pola w szczelinie powietrznej umożliwia otrzymanie w tym układzie dużych gradientów sił. Dwie podstawowe konfiguracje łożysk nadprzewodzących, których częścią składową jest pokazany na Rys. 2a układ, pokazano odpowiednio na Rys. 2b i Rys. 2c. Różnią się one od siebie przede wszystkim kierunkiem ruchu obiektu łożyskowanego [6,7].



Rys. 2. Podstawowe struktury łożysk nadprzewodzących z MNWT

3. AKTYWACJA MNWT

Optymalne wykorzystanie monolitycznych nadprzewodników wysokotemperaturowych w łożyskach magnetycznych zależy przede wszystkim od sposobu ich aktywacji (rozkładu pola magnetycznego w MNWT w momencie ochłodzenia nadprzewodnika poniżej temperatury krytycznej T_c). W zależności od wielkości szczeliny

powietrznej pomiędzy nadprzewodnikiem a układem wzbudzającym pole magnetyczne w momencie aktywacji g_{act} i wielkości docelowej szczeliny roboczej g_{op} wyróżnia się cztery, silnie różniące się od siebie wielkością sił i sztywnością charakterystyk, sposoby aktywacji [8-10]:

1. Aktywacja w polu o pomijalnej wartości (ZFC, ang. zero field cooling): $g_{act} \gg g_{op}$,
2. Aktywacja w punkcie pracy (OFC, ang. operational field cooling): $g_{act} \approx g_{op}$
3. Aktywacja w pobliżu punktu pracy (OFCo, ang. operational field cooling with offset):
 $g_{act} = g_{op}$
4. Aktywacja w bezpośredniej bliskości układu wzbudzającego pole magnetyczne (MFC, ang. maximum field cooling): $g_{act} \approx 0$ mm.

Aktywacja OFC możliwa jest w przypadku braku sił grawitacji, lub dla układów, w których siła ciężkości kompensowana jest przez dodatkowe urządzenia. Aktywacja typu MFC i ZFC wymaga zawsze znacznych przemieszczeń układu wzbudzenia pola, co nie jest możliwe w przypadku łożyska. Jedynym możliwym sposobem aktywacji MNWT w łożyskach nadprzewodzących jest aktywacja w pobliżu punktu pracy OFCo. Ten sposób aktywacji oznacza niewielkie zmiany pola na zewnątrz MNWT przy przesunięciu do pozycji roboczej, a z tym wiąże się sposób obliczania rozkładu pola magnetycznego w nadprzewodniku i sił nań działających. Opis MNWT w tzw. stanie mieszanym bazuje na modelu stanu krytycznego Beana. W modelu tym przyjmuje się, że rozkład prądów indukowanych w nadprzewodniku jest taki, że generowane przez nie pole magnetyczne dąży do kompensacji zmian pola zewnętrznego. Założenie to było punktem wyjścia dla sformułowania wielu różnych modeli makroskopowych nadprzewodnictwa wysokotemperaturowego [8-10]. Dla niewielkich zmian pola zewnętrznego w nadprzewodniku wysokotemperaturowym ma miejsce idealne pułapkowanie pola. W przypadku tym rozkład prądu krytycznego w nadprzewodniku jest w stanie całkowicie skompensować zmiany pola zewnętrznego. Prowadzi to do powstania pomiędzy MNWT i układem wzbudzającym pole magnetyczne sił usiłujących przesunąć poszczególne obiekty do ich pozycji wyjściowej.

4. OBLICZANIE POLA MAGNETYCZNEGO W MNWT

Obliczenia pola magnetycznego w nadprzewodniku wysokotemperaturowym przeprowadzono metodą elementów skończonych, stosując sformułowanie równań pola wykorzystujące potencjał wektorowy (przypadek liniowy 2D)

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} - \text{rot} \mathbf{M}, \quad (1)$$

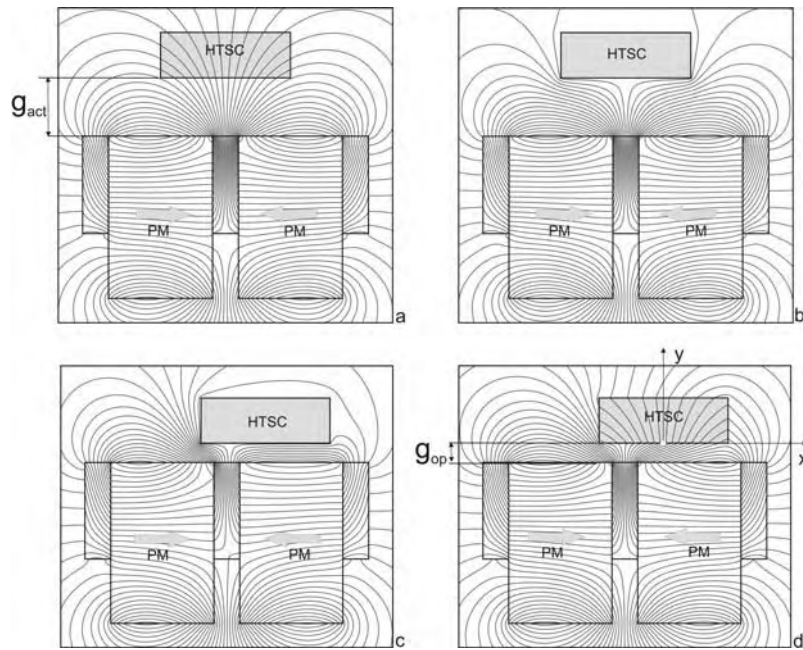
gdzie $\mathbf{J}$ oznacza wektor gęstości prądu, a $\mathbf{M}$ wektor polaryzacji magnetycznej.

Wyznaczenie rozkładu pola magnetycznego w układzie z Rys. 2a dla dowolnego przemieszczenia MNWT związane jest z wykonaniem czterech kroków obliczeniowych. W pierwszym z nich wyznacza się rozkład potencjału wektorowego w obszarze nadprzewodnika w układzie z Rys. 3a $A_1(x,y)$. W dwóch kolejnych krokach wyznacza się wartość potencjału wektorowego w MNWT dla stanu Meissnera ($\mu_r \approx 0$) w pozycji wyjściowej (stała wartość potencjału wektorowego w obszarze nadprzewodnika C_1) i pozycji finalnej (wartość C_2). Całkowite pole magnetyczne wewnątrz HTSC dla

zmienionego zewnętrznego pola magnetycznego przedstawić można jako superpozycję pola pierwotnego i dwóch pól w nadprzewodniku znajdującym się w stanie Meissnera [8]:

$$A_2(x, y) = A_1(x, y) + C_1 - C_2 \quad (2)$$

Na Rys. 3d przedstawiono finalny rozkład pola magnetycznego w całym obszarze dla nowej pozycji MNWT - rozkład pola magnetycznego w nadprzewodniku pozostaje niezmieniony. Należy tu zwrócić uwagę na fakt, że stan Meissnera w nadprzewodniku wysokotemperaturowym jest tu wyłącznie stanem obliczeniowym, a nie stanem rzeczywistym.

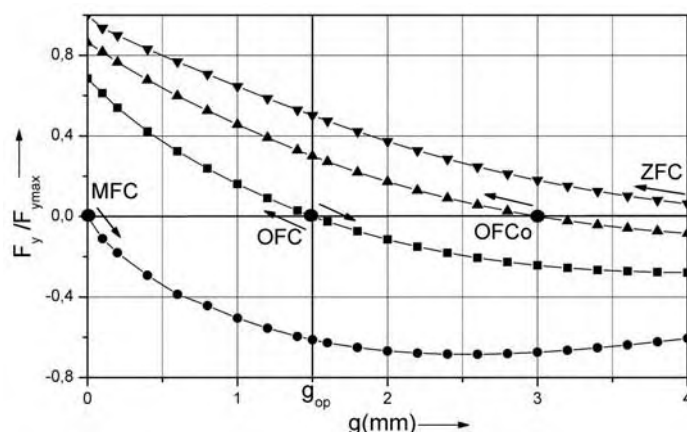


Rys. 3. Obliczanie pola magnetycznego w MNWT
a: Pozycja wyjściowa MNWT
b: MNWT w pozycji wyjściowej w stanie Meissnera
c: MNWT w pozycji finalnej w stanie Meissnera
d: Końcowy rozkład pola magnetycznego w MNWT

Powyższy algorytm można rozszerzyć na układy trójwymiarowe. W przypadku tym wykorzystuje się odpowiednie sformułowanie równań pola za pomocą potencjału skalarne pola magnetycznego [6,9]. Stosując opisaną tu metodę można dokonać pełnej optymalizacji dowolnego łożyska nadprzewodzącego.

Dla konfiguracji z Rys. 3 przeprowadzono obliczenia sił działających na nadprzewodnik wysokotemperaturowy w zależności od sposobu jego aktywacji. Przykładowe wyniki obliczeń (charakterystyki łożyska w zależności od sposobu aktywacji) przedstawiono na Rys. 4. Analizując wyniki przedstawione na Rys. 4, można

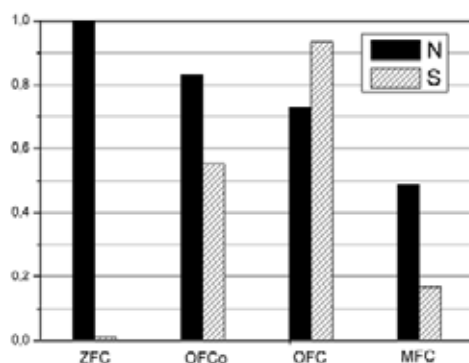
scharakteryzować główne cechy poszczególnych rodzajów aktywacji MNWT. I tak, dla aktywacji przy braku pola magnetycznego (ZFC) siła odpychania rośnie monotonicznie i osiąga swoje maksimum dla $g=0$ mm. Podobny przebieg ma krzywa otrzymana dla aktywacji w pobliżu punktu pracy (OFCo), przy czym wartości sił są tu mniejsze (w punkcie aktywacji siła równa jest zero). Jeszcze mniejsze wartości sił otrzymuje się dla aktywacji MNWT w punkcie pracy (OFC). Ponieważ wartość siły normalnej w tym miejscu równa jest zero, praca łożyska w tym punkcie nie jest możliwa i konieczne jest przesunięcie nadprzewodnika do innego położenia. W zależności od kierunku przesunięcia otrzymuje się siłę odpychającą lub przyciągającą (dotyczy to również aktywacji OFCo). W przypadku aktywacji w polu magnetycznym o maksymalnej wartości (MFC), otrzymuje się duże siły przyciągające, a zależność siły od szczeliny roboczej posiada wyraźne maksimum. Należy tu jeszcze zwrócić uwagę na fakt, że ze względu na izolację termiczną, której grubość jest rzędu 1 mm, wartość $g_{act}=0$ mm (lub $g_{op}=0$ mm) oznacza w rzeczywistości najbliższe z możliwych położenie nadprzewodnika względem układu wzbudzającego pole magnetyczne. Dla przedstawionej tu konfiguracji największą siłę normalną otrzymano dla MFC, nieco mniejszą dla ZFC i znacznie mniejszą dla OFCo.



Rys. 4. Względne wartości sił normalnych dla konfiguracji z Rys. 3 dla różnych sposobów aktywacji MNWT:
ZFC: $g_{act} \rightarrow \infty$, OFCo: $g_{act}=3$ mm, OFC: $g_{act}=1.5$ mm, MFC: $g_{act}=0$ mm.
Szczelina robocza łożyska wynosi $g_{op}=1.5$ mm

Z praktycznego punktu widzenia ważne są nie tylko siły odpychania (lub przyciągania) działające na nadprzewodnik wysokotemperaturowy w punkcie pracy, ale również sztywność charakterystyk sił w kierunku normalnym i stycznym. Istotne jest bowiem nie tylko otrzymanie odpowiednio dużych sił lewitacji w pozycji roboczej, lecz także gwarancja pozostania nadprzewodnika w tej pozycji. Sztywność łożyska nadprzewodzącego w funkcji sposobu aktywacji przedstawiono na Rys. 5. Pokazane na Rys. 5 wyniki dotyczą szerokiej klasy konfiguracji wzbudzenia pola magnetycznego w łożyskach nadprzewodzących. Największe sztywności charakterystyk sił w kierunku normalnym otrzymuje się dla aktywacji ZFC, przy czym sztywność w kierunku stycznym jest tu pomijalnie mała. Dla aktywacji MFC (siły przyciągania) sztywności charakterystyk są znacznie mniejsze niż dla pozostałych sposobów aktywacji, mimo że siły tu osiągnęte są

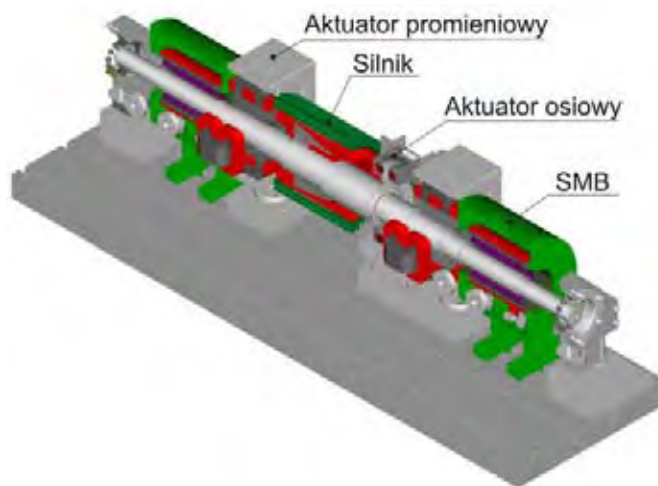
największe [2]. Dla aktywacji typu OFC otrzymuje się zarówno duże wartości sił, jak sztywności charakterystyk sił. Ich konkretne wartości kształtuje się przez właściwy dobór szczeliny aktywacyjnej g_{act} i punktu pracy g_{op} .



Rys. 5. Sztywność charakterystyk sił dla układu z Rys. 3 w kierunku normalnym (N) i w kierunku stycznym (S) w punkcie pracy g_{op} . Dla celów porównawczych przedstawiono sztywność dla aktywacji MFC ze zmienionym znakiem

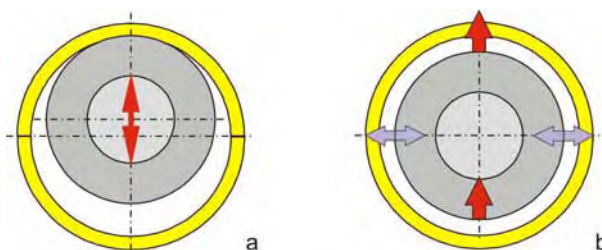
5. AKTYWACJA ŁOŻYSKA ROTACYJNEGO

Na Rys. 6 przedstawiono schemat ideowy konfiguracji łożyskowania wałów maszyn wysokoobrotowych. Wał maszyny łożyskowany jest za pomocą SMB; a cały układ wyposażony jest dodatkowo w aktuator umożliwiające przesunięcie wału do pozycji niecentrycznej względem łożyska. Umożliwia to wyznaczenie wszelkich sił działających w łożysku dla dowolnego jego położenia, a także bezproblemową aktywację łożyska [6-10].



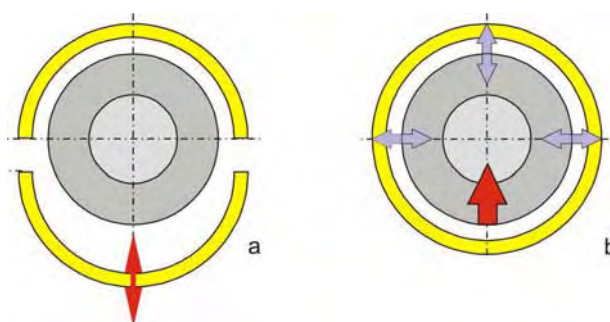
Rys. 6. Silnik wysokoobrotowy łożyskowany przy pomocy SMB - schemat ideowy

Aktywacji łożysk nadprzewodzących stosowanych w powyższej konfiguracji (Rys. 2c) dokonuje się po uprzednim przesunięciu wału maszyny w górę (OFCo) za pomocą dwóch aktuatorów pokazanych na Rys. 6. Po obniżeniu temperatury nadprzewodników poniżej T_c (Rys. 7a) i usunięciu zabezpieczeń, wał maszyny pod wpływem siły ciężkości przesuwa się w dół, co powoduje powstanie sił utrzymujących go w pozycji roboczej (Rys. 7b).



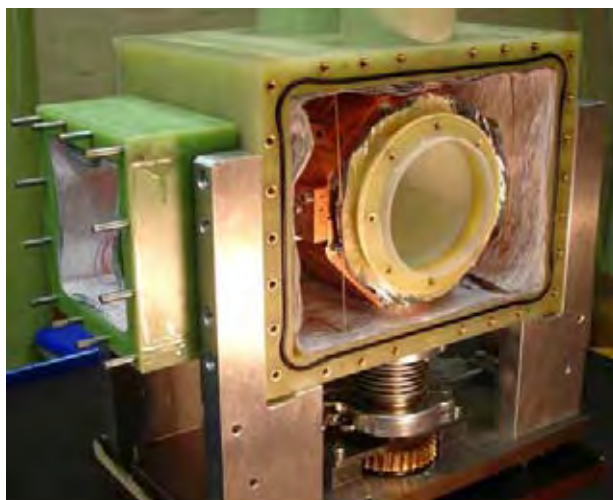
Rys. 7. Aktywacja łożyska nadprzewodzącego
a: Pozycja aktywacyjna
b: Pozycja robocza

Ten sposób aktywacji posiada oczywiste wady (konieczność przesuwania wału maszyny wirującej oraz często niewystarczające wartości otrzymywanych sił, ze względu na ograniczone wartości szczeliny powietrznej). W przypadku, gdy konieczne jest otrzymanie większych wartości sił konieczne jest zastosowanie innych rozwiązań. W Instytucie Maszyn Elektrycznych (IMAB) Uniwersytetu w Braunschweigu, RFN opracowano rozwiązanie umożliwiające aktywację łożysk nadprzewodzących bez konieczności przemieszczania wału maszyny roboczej [6-10]. Konstrukcja ta wykorzystuje nową topologię łożyska nadprzewodzącego, które składa się z dwóch części mających możliwość wzajemnego przemieszczania (Rys. 8a). Specjalny aktuator mechaniczny dokonuje połączenia obu szali łożyska po obniżeniu temperatury nadprzewodników poniżej temperatury krytycznej (Rys. 8b). Daje to możliwość właściwego doboru wielkości dolnej i górnej szczeliny powietrznej łożyska przed i po aktywacji, a co za tym idzie otrzymania odpowiednich sił lewitacji.



Rys. 8. Aktywacja łożyska nadprzewodzącego dzielonego
a: Pozycja aktywacyjna
b: Pozycja robocza

Na Rys. 9 pokazano otwarte łożysko nadprzewodzące skonstruowane w IMAB, którego aktywacji dokonuje się przez przesunięcie dolnej szali łożyska po ochłodzeniu nadprzewodników wysokotemperaturowych poniżej temperatury krytycznej. Dolną szalę łożyska nadprzewodzącego przedstawiono na Rys. 10.



Rys. 9. Łożysko nadprzewodzące



Rys. 10. Szala łożyska nadprzewodzącego

6. PODSUMOWANIE

Przedstawiony w tej pracy algorytm obliczeniowy umożliwia optymalizację łożysk nadprzewodzących zawierających monolityczne nadprzewodniki wysokotemperaturowe. Na przykładzie praktycznie zrealizowanej konfiguracji wykazano funkcjonalność łożyskowania nadprzewodzącego. Prowadzone obecnie badania nad zastosowaniem monolitycznych nadprzewodników wysokotemperaturowych do budowy łożysk

rotacyjnych i liniowych stwarzają nadzieję na dalszą poprawę parametrów użytkowych tych łożysk i ich szersze zastosowanie.

LITERATURA

- [1] Schweitzer G., Traxler A., Bleuler H., *Magnetlager*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1993
- [2] Krabbes G., Fuchs G., Canders W.-R., May H., Pałka R., *High Temperature Superconductor Bulk Materials*, WILEY-VCH 2006
- [3] Lee P.J., *Engineering superconductivity*, Wiley&Sons, Inc., New York 2001
- [4] Moon F.C., *Superconducting Levitation*, Wiley&Sons, Inc., New York 1994
- [5] Murakami M., *Melt processed high-temperature superconductors*, Word Scientific 1992
- [6] Canders W.-R., Hoffmann J., May H., Pałka R., SMB design based on advanced calculation methods validated by practical experience, *ISMB9'2004*, Lexington KY, pp. 7-12
- [7] Canders W.-R., May H., Pałka R., Topology and performance of superconducting magnetic bearings. *COMPEL*, Vol. 17, No. 5/6, 1998, pp. 628-634
- [8] May H., Pałka R., Portabella E., Canders W.-R., Evaluation of the magnetic field–high temperature superconductor interactions. *COMPEL*, Vol. 23, No. 1, 2004, pp. 286-304
- [9] Pałka R., Modelling of high temperature superconductors and their practical applications, *ICS Newsletter 1*, Vol. 12 No. 3, Nov. 2005, pp. 3-11
- [10] Pałka R., Recent trends in development of high temperature superconducting bearings, *Przegląd Elektrotechniczny* 12, 2005, pp. 114-117

Streszczenie: W pracy przedstawiono możliwości zastosowania masywnych nadprzewodników wysokotemperaturowych do konstrukcji łożysk magnetycznych. Przeanalizowano podstawowe struktury wzbudzenia pola magnetycznego w łożyskach, sposoby ich aktywacji i metody obliczania rozkładu pól w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych. Na przykładzie pewnego łożyska rotacyjnego omówiono niektóre szczegóły konstrukcyjne łożysk nadprzewodzących, a także pewien nowatorski system aktywacji łożyska.

Słowa kluczowe: łożyska nadprzewodzące, masywne nadprzewodniki wysokotemperaturowe

VII SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 1- 3.06.2006



**OKREŚLENIE OBSZARU STABILNEJ PRACY
NADPRZEWODNIKA WYSOKOTEMPERATUROWEGO
LEWITUJACEGO W POLU MAGNESÓW TRWAŁYCH
DLA PRZYKŁADOWEJ GEOMETRII UKŁADU**

Antoni CIEŚLA, Wojciech KRASZEWSKI, Mikołaj SKOWRON,
Przemysław SYREK

Akademia Górniczo – Hutnicza, Katedra Elektrotechniki
30 – 059 Kraków, al. Mickiewicza 30,

E-mail: aciesla@agh.edu.pl, wkraszew@agh.edu.pl, mskowron@agh.edu.pl,
syrekp@agh.edu.pl

**Strength definition working on high-temperature superconductors levitation element
in permanent magnets field for specified geometry system**

This paper discussed analysis of the electromagnetic cramp levitation, in which air-gap permanency is provided by negative feedback system. The authors showed the possibilities of using high-temperature superconductors as levitation element in permanent magnets field. The strength working on high-temperature superconductor was determined and conditions of stable work system were given for specified geometry system, in which this superconductor with specified properties is located.

Keywords: high temperature superconductor, magnetic levitation

Słowa kluczowe: nadprzewodnik wysokotemperaturowy, lewitacja magnetyczna

1. WSTĘP

Lewitacją (łac. *levitas* = lekkość) słowem zapożyczonym z okultyzmu, przyjęto nazywać unoszenie lub podwieszenie ciał ferromagnetycznych pod wpływem pola magnetycznego magnesów trwałych lub elektromagnesów bądź pola prądów indukowanych w litych ciałach przewodzących szybko poruszających się względem pola wzbudzającego.

Obecnie zjawisko to jest wykorzystywane na skalę przemysłową zarówno przy podwieszaniu wagonów na poduszce magnetycznej, w procesach technologicznych

(topienie metali), konstrukcji maszyn (łożyska magnetyczne), jak i w diagnostyce (np. bezdotykowe zawieszenie ciał w tunelach aerodynamicznych).

Najbardziej spektakularnym przykładem wykorzystania zjawiska lewitacji jest budowa pociągu na poduszce magnetycznej osiągającego najwyższe prędkości. W Japonii tradycje szybkich kolei związane są ze słynnym pociągiem Shinkansen kursującym między poszczególnymi miastami od Kyushu po Hokkaido z olbrzymią prędkością ponad 250 km/godzinę. Sprawna komunikacja ma olbrzymie znaczenie dla Japonii, państwa rozciągniętego na odległości rzędu 3 000 km. Program Shinkansen funkcjonuje od 40 lat i rozpatruje się obecnie następny etap - pociąg lewitujący na poduszce magnetycznej wytworzonej przez elektromagnesy nadprzewodnikowe Yamanashi Line. Pierwszy krok w tym zagadnieniu został już wykonany. W Tokio funkcjonuje połączenie centrum miasta z lotniskiem krajowym Haneda poprzez pociąg na jednej szynie - skonstruowany właśnie w oparciu o silnik liniowy. Został również zbudowany tor eksperymentalny, na którym kolejne rekordy prędkości pokonuje pociąg na poduszce magnetycznej. W Ameryce z kolei oczekuje się budowy pociągu lewitującego z wykorzystaniem elektromagnesów nadprzewodnikowych w warunkach miejskich i utworzono w tym celu projekt TEA-21 o budżecie 55 mln USD. W Niemczech istnieje projekt budowy szybkiego, lewitującego pociągu Transrapid na trasie Berlin - Hamburg.

Z chwilą pojawienia się nadprzewodników, zwłaszcza nadprzewodników wysokotemperaturowych, w wielu krajach prace nad wykorzystaniem zjawiska lewitacji do celów praktycznych zostały zintensyfikowane. Wykorzystanie zjawiska nadprzewodnictwa stwarza ogromny potencjał rozwojowy takim gałęziom przemysłu jak energetyka i kolejnictwo.

W pracy dokonano porównania zjawiska lewitacji: zwory elektromagnesu, w której stałość szczeliny powietrznej jest utrzymywana za pomocą układu ujemnego sprzężenia zwrotnego, z tym samym zjawiskiem, w którym wykorzystuje się właściwości nadprzewodników (doskonały diamagnetyzm) umieszczonych w polu magnetycznym magnesów trwałych. Dla konkretnej geometrii układu, w którym znajduje się nadprzewodnik o określonych właściwościach, wyznaczono siłę działającą na ten nadprzewodnik i podano warunki stabilnej pracy układu.

2. KLASYCZNY UKŁAD LEWITACJI ELEKTROMAGNETYCZNEJ

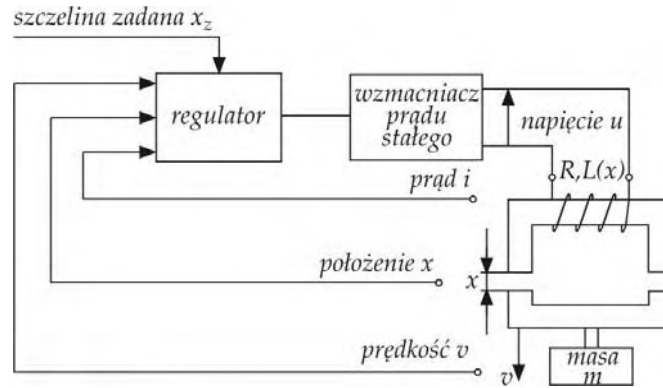
W doświadczalnym układzie lewitacji elektromagnetycznej pokazanym na rys. 1 [1], stałość szczeliny powietrznej x jest utrzymywana za pomocą układu ujemnego sprzężenia zwrotnego, prądowego, sterowanego z czujnika położenia zwory, prędkości liniowej V i prądu cewki i .

Pracę elektromagnesu z rys. 1 opisuje układ równań:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v \\ m \frac{dv}{dt} &= mg + \frac{1}{2} i^2 \frac{dL(x)}{dx} \\ u &= \frac{d}{dt} [L(x)i + Ri] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

gdzie:

$$\left. \begin{aligned} L(x) &= L_{\infty} + \frac{L_0 x_0}{x} \\ L_{\infty} &= L(x \rightarrow \infty) \\ x &\text{ – założona szczelina znamionowa} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$



Rys. 1. Lewitacja zwory elektromagnesu

Zastosowane w sygnałach sprzężeń zwrotnych zmienne stanu x , m oraz i oddziałują na napięcie zasilania elektromagnesu u według zależności:

$$u = K(x - x_z) + K_v v - K_i i + C(x_z, i) \quad (3)$$

gdzie: K , K_v , K_i – współczynniki sprzężeń zwrotnych,

$C(x_z, i)$ – wyznaczone dla stanu ustalonego, tzn. $x = x_z$, $v = 0$ wynosi:

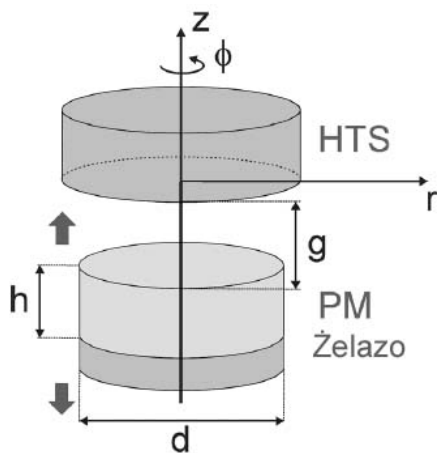
$$C(x_z, i) = u + K_i i \quad (4)$$

Równania od (1) do (4) służą m. in. do określenia obszaru stabilności układu [1].

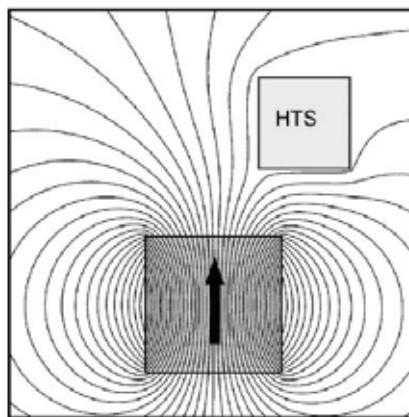
3. LEWITACJA Z WYKORZYSTANIEM NADPRZEWODNIKÓW

U podstaw lewitacji magnetycznej z wykorzystaniem materiałów nadprzewodnikowych leży wzajemne odpychanie się jednoimiennych biegunów magnetycznych. Jeżeli zamiast dwóch materiałów magnetycznych (lub materiału magnetycznego i diamagnetyku) użyte zostaną magnesy stałe i nadprzewodnik, uzyskany efekt będzie podobny, lecz z pewnymi różnicami natury fizycznej.

Materiały nadprzewodnikowe ogólnie dzielą się na dwie grupy: wysokotemperaturowe i niskotemperaturowe. Fakt przynależności do którejś z tych grup uwarunkowany jest temperaturą krytyczną, wszystkie natomiast podlegają tym samym prawom. Podstawowym prawem wykorzystywanym w lewitacji jest efekt Meissnera. Cechą charakterystyczną tego efektu jest wypychanie pola magnetycznego na zewnątrz nadprzewodnika. Pełną analizę zachowania się nadprzewodnika wysokotemperaturowego lewitującego w polu magnesu trwałego można znaleźć m. in. w [2].



Rys. 2. Podstawowa konfiguracja do badania zjawiska lewitacji z wykorzystaniem nadprzewodnika wysokotemperaturowego (HTS) i magnesu trwałego (PM)



Rys. 3. Nadprzewodnik wysoko-temperaturowy (HTS) jako doskonały diamagnetyk ($\mu_r = 0$) lewitujący w polu magnesu trwałego (magnes trwały namagnesowany osiowo)

Na rys. 2 pokazano podstawową konfigurację do analizy zjawiska lewitacji nadprzewodnika wysokotemperaturowego (HTS) w polu magnetycznym magnesu trwałego (PM), zaś na rys. 3 pokazano efekt lewitacji tego nadprzewodnika po schłodzeniu poniżej temperatury krytycznej bez obecności pola magnetycznego (nadprzewodnik jest wówczas traktowany jako doskonały diamagnetyk ($\mu_r = 0$)) [2].



Rys. 4. Widok lewitujących nadprzewodników wysokotemperaturowych w polu magnetycznym magnesu trwałego

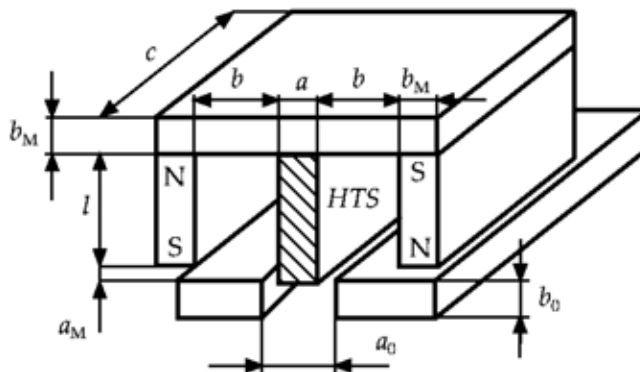
Rysunek 4 przedstawia nadprzewodniki wysokotemperaturowe lewitujące nad magnesem trwałym.

4. PRZYKŁAD UKŁADU LEWITUJĄCEGO Z WYKORZYSTANIEM NADPRZEWODNIKA WYSOKOTEMPERATUROWEGO

Zjawisko lewitacji magnetycznej z wykorzystaniem nadprzewodników znajduje szerokie zastosowanie. Jednym z nich jest transport kolejowy. Dla zrealizowania praktycznego układu kolei lewitującej, należy spełnić szereg warunków. Jednym z nich jest utrzymanie elementu lewitującego w stabilnym położeniu w polu magnetycznym.

Dla teoretycznej i praktycznej analizy tego problemu konstruuje się różne układy geometryczne. Jedno z możliwych rozwiązań pokazano na rys. 5 [3].

Obwód magnetyczny z rys. 5 zawiera bieguny magnetyczne, których przekrój wynosi $S_M = b_M c$. Obecność magnesów trwałych generuje siłę magnetomotoryczną F_0 . Pole przekroju diamagnetyka (nadprzewodnika) jest równe: $S_d = a_0 c$, a powierzchnia przekroju toru: $S_0 = b_0 c$.

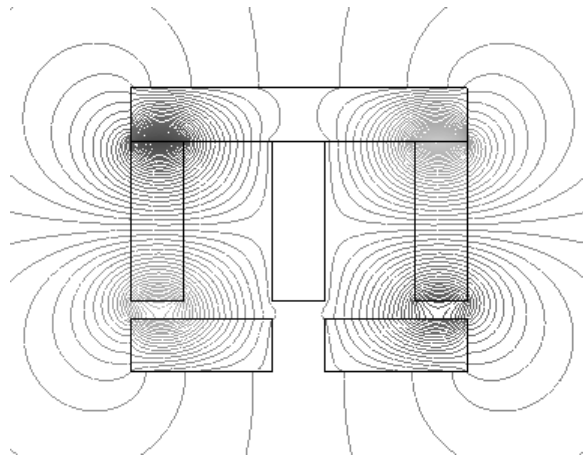


Rys. 5. Schemat układu lewitującego

Dla przedstawionego na rys. 5 układu przyjmuje się następujące założenia upraszczające:

- obwód magnetyczny proponowanego układu jest idealny (oznacza to, że strumień magnetyczny całkowicie zamyka się w magnetowodzie),
- pole magnetyczne w szczelinach powietrznych jest jednorodne,
- nadprzewodnik traktowany jest jako idealny diamagnetyk (całkowicie wypycha pole magnetyczne ze swej objętości),
- rozkład pola magnetycznego gwarantuje równoległość linii pola magnetycznego do powierzchni nadprzewodnika.

W ogólnym przypadku niemożliwe jest wyznaczenie rozkładu pola magnetycznego w proponowanym układzie metodami analitycznymi. Wykorzystuje się zatem przybliżone metody numeryczne. Rozkład potencjału pola obliczony dla układu z rys. 5 metodą elementów skończonych pokazano na rys. 6.



Rys. 6. Rozkład potencjału pola magnetycznego dla układu lewitującego pokazanego na rys. 5

5. OKREŚLENIE WARUNKÓW STABILNEGO POŁOŻENIA ELEMENTU LEWITUJĄCEGO LEWITACJA Z WYKORZYSTANIEM NADPRZEWODNIKÓW

Dla poczynionych założeń, siła przyciągania magnesów do podłoża ferromagnetycznego układu z rys. 5 wynosi:

$$f_M = \frac{\Phi^2}{\mu_0 S_M} \quad (5)$$

zaś siła wypychania diamagnetyka z obszaru pola magnetycznego:

$$f_D = -\frac{\Phi^2 S_D}{\mu_0 S_0^2 \left(1 - \frac{x}{b_0}\right)} \quad (6)$$

Przy określaniu siły magnetycznej należy wziąć pod uwagę zależność:

$$S_0(x) = S_0 \left(1 - \frac{x}{b_0}\right) \quad (7)$$

Sumaryczna siła wzajemnego oddziaływania układu wynosi:

$$f_\Sigma = f_M + f_D = \frac{\Phi^2}{\mu_0 S_M} \left[1 - \frac{S_M S_D}{2 S_0^2 \left(1 - \frac{x}{b_0}\right)} \right] \quad (8)$$

W celu wyznaczenia strumienia magnetycznego $\Phi(x)$ w obwodzie magnetycznym, wykorzystuje się równanie tego obwodu w postaci:

$$F_0 = \frac{\Phi(x)}{\mu_0} \left[\frac{2a(x)}{S_M} + \frac{a_0}{S_0(x)} \right] \quad (9)$$

gdzie: $a(x) = a_M - x$; F_0 - siła magnetomotoryczna.

Stosując współrzędne względne $\zeta = x/a_M$, z równania (9) otrzymamy zależność:

$$\Phi(\zeta) = \frac{\mu_0 F_0}{\left[\frac{2a_M(1-\zeta)}{S_M} + \frac{a_0}{S_0 \left(1 - \frac{a_0 \zeta}{b_0} \right)} \right]} \quad (10)$$

a wprowadzając dodatkowo parametry bezwymiarowe:

$$\theta = \frac{a_0 b_M}{2b_0^2} = \frac{S_D S_M}{2S_0^2}, \quad \alpha = \frac{a_M}{b_0}, \text{ po podstawieniu równania (10) do (8), otrzymamy:}$$

$$f_\Sigma(\zeta, \theta) = f_{M0} \frac{1 - \frac{\theta}{(1 - \alpha\zeta)^2}}{\left[1 - \zeta + \frac{\theta}{\alpha(1 - \alpha\zeta)} \right]^2} \quad (11)$$

$$\text{gdzie: } f_{M0} = \frac{\mu_0 S_M F_0^2}{4a_M} - \text{ wielkość siły równowagi układu (dla}$$

$$\theta = 0, \zeta = 0, \alpha(0) = 0).$$

W zależności od stosunku rozmiarów geometrycznych układu, licznik wyrażenia (11) w położeniu wyjściowym ($\zeta = 0$) może być zarówno dodatni jak i ujemny. Oznacza to, że układ może być zarówno przyciągający jak i odpychający. Warunkiem przyciągania nadprzewodnika do elementu magnetycznego jest spełnienie nierówności $\theta < 0$, zaś warunek odpychania spełniony jest, gdy: $\theta > 0$. W celu uproszczenia analizy warunku równowagi sił, przekształcimy wyrażenie (11) do układu współrzędnych:

$$\gamma = 1 - \alpha\zeta \quad (12)$$

Wówczas:

$$f_{\Sigma}(\gamma, \theta) = f_{M0} \frac{\alpha^2(\gamma^2 - \theta)}{[\theta - \gamma(1 - \alpha) + \gamma^2]^2} \quad (13)$$

Ponieważ $\zeta = x/a_M$, $0 \leq \zeta \leq 1$, $\alpha = a_M/b_0$ a przestrzeń między wagonem a podłożem nie może być dowolnie duża, można ograniczyć analizę wymiaru a_M do wymiarów grubości magnetowodu b_0 . W tym przypadku $0 \leq \alpha \leq 1$, co pozwala na określenie zmian argumentu w postaci:

$$0 \leq \gamma \leq 1 \quad (14)$$

Rozpatrujemy zatem funkcję $f_{\Sigma}(\gamma, \theta)$ daną zależnością (13) w zależności od przedziału zmian parametru γ :

- dla $\gamma = 0$, $\zeta = 1/\alpha$:

$$\frac{f_{\Sigma}(0, \theta)}{f_{M0}} = \frac{\alpha^2}{\theta} \quad \text{– odpychanie,}$$

- dla $\gamma = 1$, $\alpha\zeta = 0$:

$$\frac{f_{\Sigma}(1, \theta)}{f_{M0}} = \alpha^2 \frac{1 - \theta}{(\theta + \alpha)^2} \left\{ \begin{array}{l} \text{– przyciąganie przy } \theta < 1 \\ \text{– odpychanie przy } \theta > 1 \end{array} \right.$$

W powyższy sposób możliwe stało się określenie obszaru stabilnej pracy układu lewitującego.

Przedstawiona analiza pracy układu z rys. 4 jest analizą niepełną, ponieważ przyłożenie do układu zewnętrznej siły, a także uwzględnienie masy np. wagonu kolei lewitującej prowadzi do przemieszczenia punktu równowagi. Należy przy tym uwzględnić kierunek siły G w stosunku do siły $f_{\Sigma}(\gamma, \theta)$ w zależności od usytuowania wagonu lewitującego w stosunku do podłoża, którym jest tor magnetowodu.

W ogólnym przypadku (z uwzględnieniem ciężaru wagonu) sumaryczną siłę układu zapisać można w postaci:

$$F_{\Sigma} = f_{M0} \{\delta g + \alpha^2\} \frac{(\gamma^2 - \theta)}{[\gamma^2 - \gamma(1 - \alpha) \pm \theta]^2} \quad (14)$$

gdzie: $g = G/g_{M0}$, $\delta = 1$ dla siły G działającej na wagon od góry, i $\delta = -1$ dla siły G przyłożonej do wagonu od spodu.

Dla istnienia równowagi układu konieczne jest spełnienie warunku $F_{\Sigma} = 0$ w punkcie $\gamma = \gamma_0$, a dla spełnienia warunku stabilności pracy układu, siła F_{Σ} powinna

oscylować wokół punktu równowagi, tj. przy wzrastającej odległości Δ_M - dodatnia, a przy malejącej odległości - ujemna.
Określając odległość jako:

$$\Delta_M = a_M - x = a_M(1 - \zeta)$$

wyrazimy γ w przekształconej postaci:

$$\gamma = 1 - \alpha + \alpha \frac{\Delta_M}{a_M} \quad (15)$$

Jak widać z wyrażenia (15), wielkość γ wzrasta przy wzroście odległości i zmniejsza się jej zmniejszaniu. W następstwie tego warunkiem stabilnej równowagi układu jest dodatni znak pochodnej $\partial F_\Sigma / \partial \gamma$ w punkcie γ_0 i stan stabilnej równowagi układu z rys. 5 można określić następującym wyrażeniem:

$$F_\Sigma(\gamma_0) = 0, \quad \partial F_\Sigma(\gamma) / \partial \gamma > 0 \quad \text{dla } \gamma = \gamma_0 \quad (16)$$

Dla przeprowadzenia jakościowej oceny kryterium równowagi można założyć, że przemieszczenie wagonu pod wpływem jego ciężaru z punktu równowagi nie jest znaczne [3]. Rozpatrzmy równania:

$$\frac{F_{M0} \alpha^2 (\gamma^2 - \theta)}{[\gamma^2 - (1 - \alpha)\gamma + \theta]^2} = 0 \quad (17)$$

$$F_\Sigma(\gamma_0) = 0, \quad \partial F_\Sigma(\gamma) / \partial \gamma > 0 \quad \text{dla } \gamma = \gamma_0$$

Punkt równowagi określony jest dla następujących parametrów:

$$\gamma_0 = \sqrt{\theta}, \quad \zeta = (1 - \sqrt{\theta}) / \alpha, \quad (18)$$

a pochodna siły:

$$\frac{1}{f_{M0}} \frac{\partial f_\Sigma(\gamma, \theta)}{\partial \gamma} = \frac{2\alpha^2 [3\gamma\theta - \theta(1 - \alpha) - \gamma^3]}{[\gamma^3 - (1 - \alpha)\gamma + \theta]^3} \quad (19)$$

W punkcie równowagi ($\gamma = \gamma_0$) mamy zatem:

$$\frac{1}{f_{M0}} \frac{\partial f_\Sigma(\gamma, \theta)}{\partial \gamma} \Big|_{\gamma=\gamma_0} = \frac{2\alpha^2}{\sqrt{\theta}(2\sqrt{\theta} - 1 + \alpha)^2} \quad (20)$$

tzn. wartość pochodnej siły jest dodatnia i zapewniona jest stabilna równowaga układu.

Wykorzystując związek: $\gamma(\zeta) = 1 - \zeta\alpha$, warunek stabilnej równowagi układu można zapisać w postaci:

$$\frac{1}{f_{M0}} \frac{\partial f_{\Sigma}(\zeta, \theta)}{\partial \zeta} = \frac{2\alpha^3}{\sqrt{\theta}(2\sqrt{\theta} - 1 + \alpha)^2} \quad (21)$$

W zapisie (21) znak pochodnej siły dla punktu stabilnej równowagi powinien być ujemny (ponieważ zwiększenie ζ prowadzi do zmniejszenia szczeliny).

6. PODSUMOWANIE

Dla układu, który może symulować pociąg na poduszce magnetycznej, dokonano analizy sił działających w przykładowym układzie geometrycznym. Pokazano – posługując się stosownymi zapisami analitycznymi – że istnieje obszar stabilnej pracy takiego układu. Wyprowadzono warunki, które należy spełnić, aby zapewnić taką pracę.

Podstawowe zależności, którymi należy posługiwać się przy analizie układu lewitującego, to:

- siła bazowa (podstawowa) układu magnetycznego:

$$f_{M0} = \frac{\mu_0 S_M F_0^2}{4a_M} \quad (22)$$

- punkt równowagi układu lewitującego:

$$\zeta_0 = (1 - \sqrt{\theta})/\alpha, \quad x = b_0(1 - \sqrt{\theta}) \quad (23)$$

- trwałość (stabilność) w punkcie równowagi:

$$\frac{\partial f_{\Sigma}}{\partial \zeta} = \frac{2\alpha^3 f_{M0}}{\sqrt{\theta}(2\sqrt{\theta} - 1 + \alpha)^2} \quad (24)$$

- siła działająca na wagon w położeniu w pobliżu punktu równowagi:

$$f_{\Sigma} = \frac{\partial f_{\Sigma}}{\partial \zeta} (\zeta - \zeta_0) = \frac{2 f_{M0} \alpha^3 \Delta \zeta}{\sqrt{\theta}(2\sqrt{\theta} - 1 + \alpha)^2} \quad (25)$$

Dla oceny zależności ilościowych, należy do wyprowadzonych zależności podstawić konkretne dane zarówno magnesów trwałych jak i nadprzewodników. Dane takie można znaleźć np. w [3].

LITERATURA

- [1] *Analiza i synteza pól elektromagnetycznych*, praca zbiorowa pod redakcją Turowskiego, Warszawa 1999, (str. 336 – 338)
- [2] May H., Palka R., Portabella E., Canders W-R.: *Evaluation of the magnetic field – high temperature superconductor interactions*, COMPEL, The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, Vo. 23, No. 1, 2004, pp. 286 – 304.
- [3] Jakimiec I., W., Winokurov W. A., Narowlianskij W. G.: *Magnitnyj podwies na osnovie vysokotemperaturnych swierchprowodnikow dla transportnych sistem*, ELEKTRICZESTWO, No 5/96, pp. 7 – 11.



ZDOLNOŚCI EKRANUJĄCE CIENKICH NADPRZEWODZĄCYCH ŚCIANEK

Ewa KORZENIEWSKA ¹⁾, Marcin LEBIODA ²⁾, Jacek RYMASZEWSKI ³⁾

Politechnika Łódzka
Instytut Elektrotechniki Teoretycznej, Metrologii i Materiałoznawstwa,
Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
90-924 Łódź, ul. Stefanowskiego 18/22

¹⁾ ewakorz@matel.p.lodz.pl

²⁾ marcleb@matel.p.lodz.pl

³⁾ jacekrym@matel.p.lodz.pl

Properties of screening of thin superconducting walls.

Abstract: The concept of using of thin superconducting parallel sample as magnetic screen is presented in this article. Profiles of magnetic field induction $B(x)$ after passage through the superconducting parallel magnetic field screen, which is placed in parallel oz, external variable magnetic field is presented. There is presented analysis of screening efficiency in function of superconducting screening wall thickness. Considerations concern to situation of change of external magnetic field with relatively big speed with reference to dynamic of electromagnetic course of magnetic field in superconductor.

Keywords: superconductor, Bean model, structural inhomogeneity of superconductor.

1. WSTĘP

Cechą każdego masywnego nadprzewodnika wysokotemperaturowego jest jego ziarnista struktura składająca się z silnie nadprzewodzących ziaren i połączeń międzyziarnowych o słabych właściwościach nadprzewodzących. Pomiędzy ziarnami występują nieregularne, nienadprzewodzące mikroobszary. Ponadto w procesie wytwarzania próbek w ich wnętrzu, pod wpływem wielu różnorodnych czynników zewnętrznych, a między innymi ze względu na duże zmiany temperatury i reakcje chemiczne oraz procesy dyfuzyjne w fazie stałej, mogą tworzyć się różnego rodzaju

makroskopowe defekty objętościowe. W zewnętrznym, względnie słabym, polu magnetycznym obszary te są zaekranowane przez prądy cyrkulujące, które nie „wpuszczają” pola do wnętrza defektów. W rezultacie „obraz magnetyczny” nadprzewodzącej próbki jest zdeformowany, bowiem zaekranowane obszary puste (defekty makroskopowe) dają reakcję magnetyczną identyczną, jak dobry nadprzewodnik.

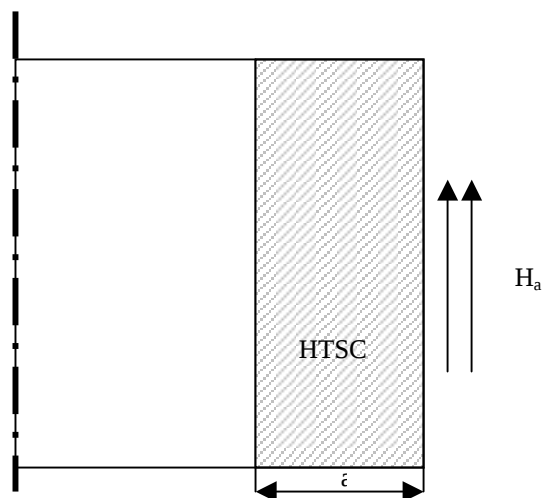
W konsekwencji otrzymuje się wyniki pomiarów magnetycznych świadczące o znacznie lepszych właściwościach nadprzewodzących próbki, niż jej cechy rzeczywiste. Konsekwencją opisanego zjawiska są zatem nieuniknione rozbieżności pomiędzy wynikami pomiarów gęstości krytycznych metodami magnetycznymi, opartymi na modelu stanu krytycznego i metodami bezpośrednimi z wykorzystaniem napięcia między elektrodami w torze prądowym [3].

Ponieważ defekty makroskopowej struktury nadprzewodnika deformują rozkład pola magnetycznego w jego wnętrzu, można poszukiwać metody opartej na tej samej zasadzie Beanowskiego rozkładu pola magnetycznego [1] w celu ujawnienia integralnego wpływu istniejących defektów na „odpowiedź magnetyczną” nadprzewodzącej próbki.

W niniejszym artykule przedstawiono koncepcję „magnetycznego wykrywania” niejednorodności próbki na podstawie przebiegu pętli histerezy.

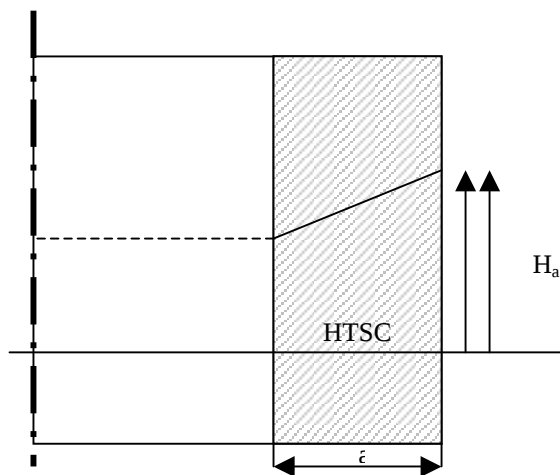
2. MODEL

W celu zbadania wpływu niejednorodności nadprzewodnika na charakterystyki magnesowania $B(H_a)$ oraz $M(H_a)$, gdzie H_a jest wartością zewnętrznego pola magnetycznego, poddano magnesowaniu nadprzewodzącą próbkę równoległościenną w polu skierowanym równoległe do osi oz. Rozpatrywany nadprzewodnik ma kształt prostopadłościanu foremnego o nieskończonej wysokości [2,3]. Wszystkie defekty w strukturze modelu są przedstawione jako przestrzenie nienadprzewodzące o przenikalności względnej $\mu_r = 1$. Ilość defektów wpływa na szerokość ścianki ekranującej a . Aby uniezależnić rozważania od konkretnych wartości natężenia pola w modelu brane są pod uwagę wielkości względne odniesione do wartości charakterystycznych dla pola pełnej penetracji lub odpowiednio do szerokości próbki. Opisywany model jest modelem jednowymiarowym. Ze względu na symetrię układu analizuje się rozkład pola magnetycznego z jednej strony pionowej osi symetrii. Przyjęto, że pole zewnętrzne jest polem wolnozmiennym tj że stałe czasowe procesów przejściowych są znacznie mniejsze od stałej czasowej zmian pola zewnętrznego [2,3]



Rys.1 Model przedstawiający rozpatrywaną strukturę zdefektowanego nadprzewodnika. a- szerokość ścianki nadprzewodzącej uwzględniająca procentowy udział struktury homogenicznej w próbce

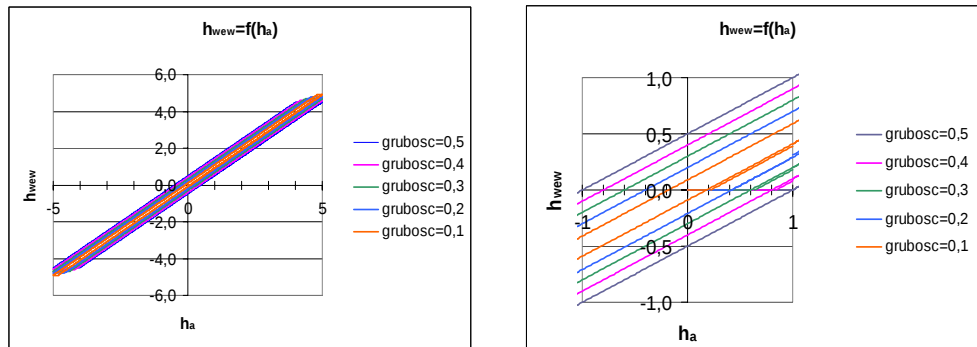
W rozważanym modelu uwzględnia się rozkład pola magnetycznego we wnętrzu części nadprzewodzącej próbki z warunkiem stanu krytycznego wg Beana [1]. Rozkład pola we wnętrzu części odpowiadającej zdefektowanej próbce jest zgodny z rozkładem w próżni.



Rys.2 Rozkład pola magnetycznego we wnętrzu nadprzewodnika w prezentowanym modelu

2. WYNIKI SYMULACJI

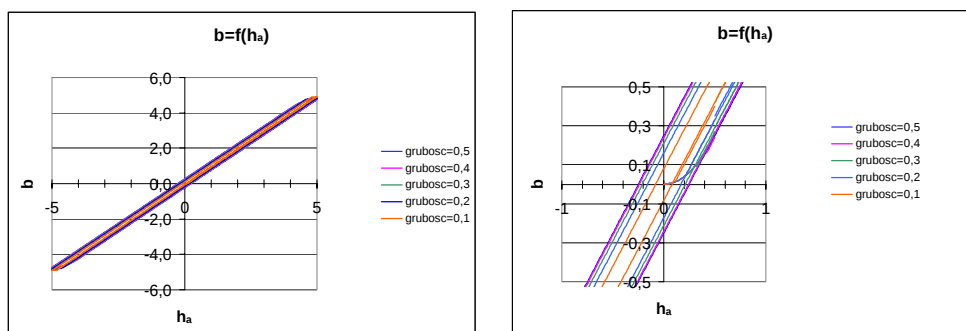
W wyniku przeprowadzonych badań symulacyjnych uzyskano charakterystyki pola wewnętrznego w środku nadprzewodnika w funkcji natężenia zewnętrznego pola magnetycznego $h_{wew}=f(h_a)$ o wartości natężenia pola równej pięciokrotności wartości pola pełnej penetracji. [2]



Rys. 3 Charakterystyki $h_{wew}=f(h_a)$ dla nadprzewodnika zdefektowanego
a) pełna pętla b) powiększony wycinek charakterystyki

Na rysunku 3 przedstawiono charakterystyki uzyskane przy przemagnesowaniu nadprzewodnika przez pole o wartości maksymalnej $5H_p$ gdzie H_p oznacza wartość pola pełnej penetracji próbki. Na podstawie przedstawionych wykresów nie można wnioskować o stopniu zdefektowania próbki ani o miejscu występowania niejednorodności. Na charakterystyce można jednak zaobserwować wartość pola, przy którym pojawia się pole magnetyczne we wnętrzu nadprzewodnika, jednakże trzeba by użyć dodatkowej aparatury aby uzyskać takie informacje w praktyce.

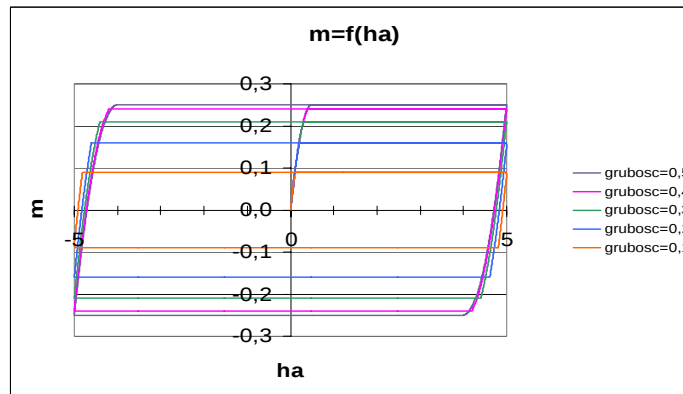
Z pomiarów magnetycznych można uzyskać pętlę histerezy indukcji lub magnetyzacji w funkcji natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. Na rysunku 4 i 5 przedstawiono charakterystyki uzyskane dla różnych wartości grubości ścianki ekranującej. Ze względu na większą poglądowość charakterystyka $b=f(h_a)$ została przedstawiona w powiększeniu w celu podkreślenia niezauważalnego wpływu niejednorodności nadprzewodnika na tą charakterystykę przy przemagnesowaniu go przez pole o wartości pięciokrotnie większej aniżeli pole pełnej penetracji.



Rys. 4 Charakterystyki $b=f(h_a)$ dla nadprzewodnika zdefektowanego
a) pełna pętla b) powiększony wycinek charakterystyki

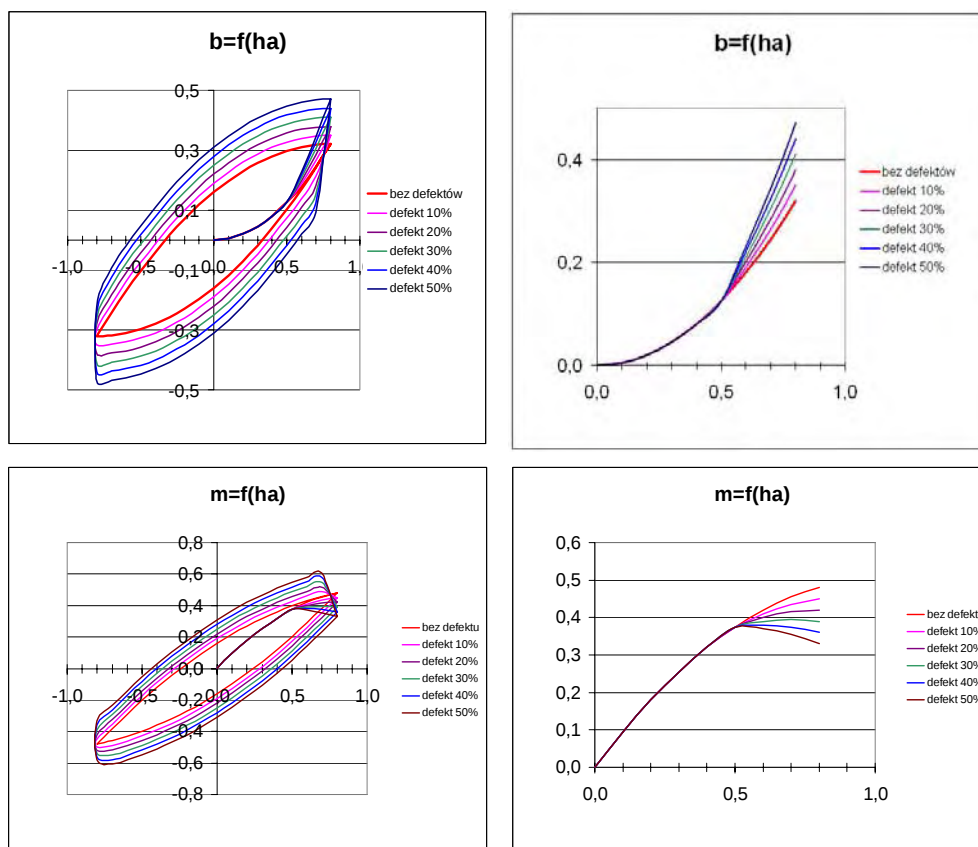
Zmiana grubości ścianki ekranującej wpływa w sposób znaczny na charakterystykę $m=f(h_a)$, co wyraźnie widać na przedstawionym poniżej rysunku 5.

Im ściana ekranująca wewnątrz próbki ma mniejsze wymiary, tym pętla histerezy jest proporcjonalnie węższa. Zatem istnieje ścisła zależność pomiędzy szerokością nadprzewodzącej ścianki ekranującej a pętlą histerezy $m=f(h_a)$ uzyskaną na drodze pomiarów magnetycznych nadprzewodzącej niehomogenicznej próbki.



Rys. 5 Charakterystyki $m=f(h_a)$ dla nadprzewodnika zdefektowanego przy różnej szerokości nadprzewodzącej ścianki ekranującej

Z przedstawionych powyżej wykresów na rysunku 5, można wnioskować o jakości struktury nadprzewodnika tylko w przypadku założenia Beanowskiego rozkładu pola, znanej wartości gęstości prądu krytycznego oraz szerokości pętli $m=f(h_a)$, która powinna być widoczna na ekranie oscyloskopu. Dopiero przy spełnieniu takich warunków jesteśmy w stanie metodą porównawczą określić czy dana próbka jest zdefektowana i w jakim stopniu. Na wszystkich przedstawionych wcześniej charakterystykach widać, że różnice pomiędzy pętlami histerezy dla różnych warunków są widoczne na charakterystykach w zakresie mniejszym niż pole pełnej penetracji. Skupiając zatem uwagę na przemagnesowaniu próbek zdefektowanych przez pole zewnętrzne o małej wartości natężenia, otrzymujemy wyniki prezentowane na charakterystykach poniżej. Zarówno na pętlach histerezy $b=f(h_a)$ jak i $m=f(h_a)$ dla maksymalnego natężenia pola magnetycznego o wartości mniejszej niż pole pełnej penetracji zauważalny jest wyraźny wpływ zdefektowania nadprzewodzącej próbki, jej właściwości ekranujące, a co więcej na podstawie pierwotnej krzywej magnesowania badanego nadprzewodnika uzyskujemy informacje dotyczące lokalizacji defektu we wnętrzu próbki.



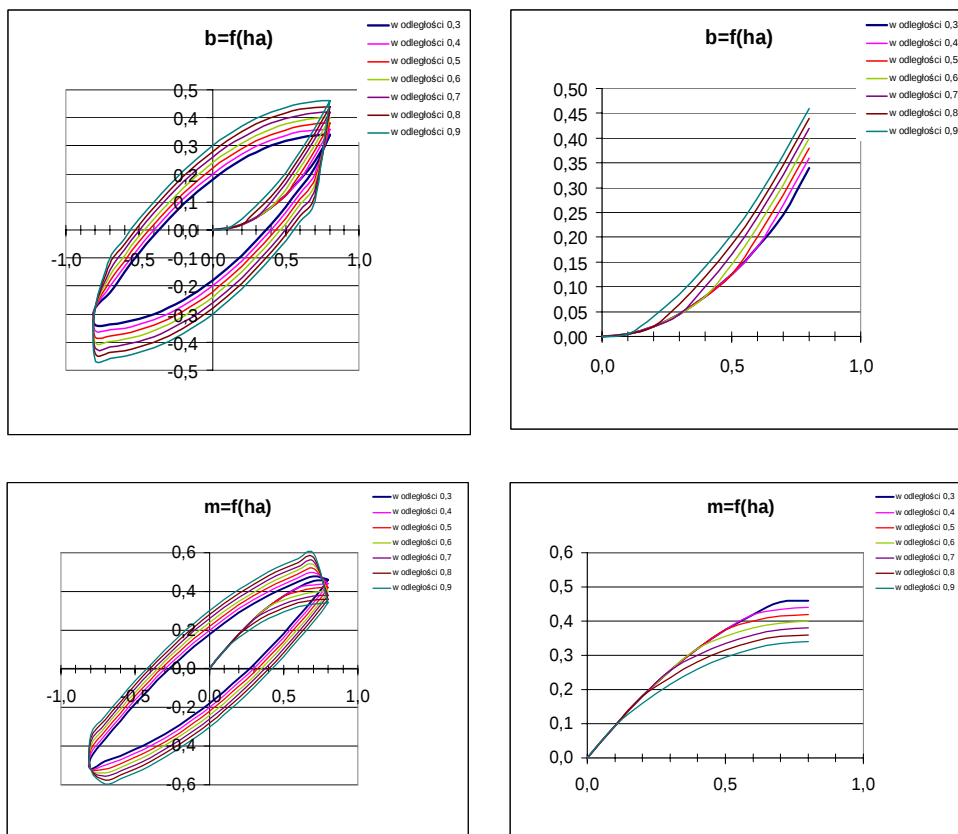
Rys. 6 Charakterystyki polowe dla zdefektowanego nadprzewodnika przy polu magnetycznym o wartości natężenia mniejszego od wartości pełnej penetracji dla kilku przypadków różnego stopnia zdefektowania próbki

- a) cała pętla histerezy $b(ha)$ b) pierwotna krzywa magnesowania $b(ha)$
c) cała pętla histerezy $m(ha)$ d) pierwotna krzywa magnesowania $m(ha)$

Na zaprezentowanych charakterystykach na rysunku 6 widać charakterystyczne załamania na pierwotnych krzywych magnesowania oraz wyraźne rozbieżności pomiędzy uzyskanymi pętlami dla różnego stopnia zdefektowania próbki nadprzewodzącej, a co za tym idzie dla różnej szerokości ścianki ekranującej. Cechą charakterystyczną zauważalną na charakterystykach pierwotnej pętli jest współrzędna, dla której pochodna funkcji osiąga wartość zerową. Jest to współrzędna określająca lokalizację defektu. Ponadto na podstawie tej charakterystyki i stopnia jej załamania można wnioskować o stopniu zdefektowania nadprzewodnika.

Na rysunku 7 przedstawiono charakterystyki $b=f(ha)$ oraz $m=f(ha)$ w postaci pełnych pętli histerez jak i krzywych pierwotnych dla kilku wartości współrzędnych, w

których to modelowo zostały umieszczone defekty. Przy wskazanych punktach na osi odciętych określających miejsca zdefektowane wyraźnie widać załamanie krzywych.



Rys. 7 Charakterystyki $m=f(ha)$ i $b=f(ha)$ oraz pierwotne krzywe magnesowania dla nadprzewodnika zdefektowanego przy różnej lokalizacji defektu ekranowanego przez nadprzewodzącą ściankę

- a) cała pętla histerezy $b(ha)$ b) pierwotna krzywa magnesowania $b(ha)$
c) cała pętla histerezy $m(ha)$ d) pierwotna krzywa magnesowania $m(ha)$

3. WNIOSKI

Na podstawie otrzymanych wyników symulacyjnych w postaci charakterystyk magnesowania w przypadku przemagnesowania próbki przez pole magnetyczne o wartości maksymalnej mniejszej od wartości pola pełnej penetracji, można wnioskować o objętościowym udziale defektów makroskopowych. Dodatkowo na podstawie pierwotnych krzywych magnesowania można wnioskować o lokalizacji makrodefektów struktury nadprzewodnika ekranowanych przez homogeniczną nieuszkodzoną strukturę. Należy jednak dodać, że po przeanalizowaniu otrzymanych charakterystyk nie mamy informacji na

temat mikropęknięć struktury, które to w sposób znaczący wpływają na zdolności transportowe nadprzewodzących próbek.

LITERATURA

- [1] C.P.Bean „Magnetization of Hard Superconductors” Physical Review Letters vol.8 number 6, March 15.1962
- [2] Jan Leszczyński, Ewa Korzeniewska „*Modyfikacja modelu stanu krytycznego*” Sympozjum naukowe „Zastosowanie nadprzewodników” Lublin 2001
- [3] Jan Leszczyński, Ewa Korzeniewska “*The model of high temperature superconductor – critical state*” Proceedings of the 9th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems, Wrocław 2002

Streszczenie: W artykule przedstawiono koncepcję zastosowania cienkiej równoległościennej próbki nadprzewodzącej jako ekranu magnetycznego. Zaprezentowano profile indukcji $B(x)$ pola magnetycznego po przejściu przez nadprzewodzący równoległościenny ekran, umieszczony w zewnętrznym zmiennym polu magnetycznym, skierowanym równoległe do osi oz . W artykule przedstawiono również analizę skuteczności ekranowania w funkcji grubości ekranującej ścianki nadprzewodzącej. Rozważania dotyczą sytuacji relatywnie dużej szybkości dynamicznych przebiegów elektromagnetycznych w nadprzewodniku w odniesieniu do szybkości zmian zewnętrznego pola magnetycznego.

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo, model Beana, niejednorodność nadprzewodnika



POWER APPLICATIONS OF HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY: THE SOUTHAMPTON PERSPECTIVE

Jan SYKULSKI

*School of Electronics and Computer Science, University of Southampton
Southampton SO17 1BJ, UK*

E-mail: jks@soton.ac.uk , <http://www.ecs.soton.ac.uk/people/jks>

The discovery of high temperature superconductivity in 1986 renewed interest in superconducting power devices. HTS coils are inherently more stable than LTS coils, especially when operated in a liquid nitrogen environment. The cost of refrigeration is also significantly reduced – although the removal of losses is still a costly process and installed refrigeration power required is typically 25 times the rate of heat removed at liquid nitrogen temperatures, this figure should be compared with a value of over a 1000 for LTS materials at liquid helium temperatures. Moreover, liquid nitrogen technology is cheaper and significantly easier to handle – it may be compared to the technology of water or compressed hydrogen cooling which is well established in electric power generation. Potential technical and economic advantages have been demonstrated and many small devices have been built in research and industrial laboratories.

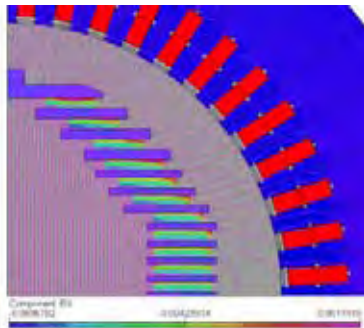
Interest in superconductivity has a long history at Southampton and resulted in several experimental rigs and small prototypes built to demonstrate power applications of HTS technology, including a transformer and a generator. The talk will review the state of the art of the technology with examples of applications. It will be shown that HTS materials offer great potential in electric power applications (generators, motors, fault current limiters, transformers, flywheels, cables), as losses and/or size of devices are significantly reduced. Last year saw a completion of a 100kVA HTS synchronous generator built in our laboratory under the government sponsored research project.



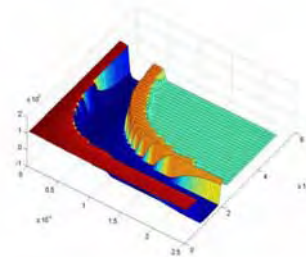
The picture shows an incomplete rotor assembly. The HTS field winding is made of

single-layer vacuum impregnated pancake coils connected in series. Each of the ten coils has 40 turns of silver sheathed BSCCO tape with nominal critical current 115A at 77K in self-field, wound on a stainless steel former and interleaved by a fibreglass sheet. The coils generate an air-gap flux density of about 0.6T at 77K, while producing a normal field of only 0.038T in the superconductor. One of the particularly difficult problems was to reach a satisfactory compromise between mechanical stiffness and thermal contraction requirements of the rotor support structure while preserving the required magnetic and heat leak constraints. The room temperature stainless steel stub shafts are linked to two 9% Ni steel plates using a novel design of fibreglass 'torque tube' to provide the mechanical support required and to reduce the heat intake to the generator cold space. To avoid excessive eddy-current losses in the rotor pole faces, a cold copper screen is placed around the rotor core.

Having made significant progress with the first design, demonstrated the feasibility of HTS generation, addressed and resolved a number of technical issues and established design principles for future designs, we considered the next step forward. The presence of the magnetic core was originally unavoidable simply because the properties of the tape at the time were insufficient to even consider a coreless solution while maintaining the cooling at 77K (rather than 25-30K) and still achieving reasonable air-gap flux density.



Dramatic improvements in the technology of BSCCO tapes make it now possible to contemplate a coreless design at 77K. A new project has just started at Southampton under another government sponsored grant. Preliminary design considerations reveal that it will be possible to use a ribbed fibreglass shell encapsulated in an external stainless steel cylinder as the main supporting structure so that the space inside the windings – filled with 9% nickel in the first design – may be void. The flux diverters no longer form part of the structure. The figure shows the magnetic flux distribution obtained from modelling. It is encouraging that the maximum flux density normal to the broad face of the tape is predicted to be below 0.07T, even if the air-gap density approaches 0.6T.



Simulating current flow and magnetic field in the HTS tapes presents a significant challenge because of very highly non-linearity and anisotropic properties of materials. Several models have been developed, including some based on the idea of applying non-linear diffusion equation for a.c. field penetration. A typical current distribution is depicted by the graph; the level of non-linearity is so severe that the local conductivity may change by up to six orders of magnitude within one a.c. cycle. It has also been found that using a simplified critical state model does not yield accurate results.

The talk will briefly review the work summarised above and other projects undertaken at Southampton. It will be argued that the technology has matured and HTS power devices are technically viable and may also be economically competitive.



WPLYW ODKSZTAŁCEŃ MECHANICZNYCH ZGINANIA NA STRATY ENERGETYCZNE W WIEŁOŻYŁOWYCH TAŚMACH NADPRZEWODZĄCYCH BSCCO-2223

Marian CISZEK¹⁾, Osami TSUKAMOTO²⁾, Jun OGAWA³⁾

¹⁾Polska Akademia Nauk, Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych
ul. Okólna 2, 50-422 Wrocław, e-mail: M.Ciszek@int.pan.wroc.pl

²⁾Yokohama National University, Faculty of Engineering,
79-5 Tokiwadai, Yokohama 240-8501, Japonia

³⁾Niigata University, Graduate School of Science and Technology, Ikarashi 8050, Niigata
950-2181, Japonia

Influence of the bending strains on AC power losses in multifilamentary BSCCO-2223 tapes

Abstract: In this work we report some experimental results related to the AC loss characteristics of Bi-2223/Ag multifilamentary tapes and their dependencies on bending strains. These losses are compared to the losses of virgin, straight tapes. The total AC losses, i.e. transport current and magnetization losses, in the Bi-2223/Ag tapes, were measured by means of the electrical and calorimetric methods. Obtained experimental data are compared with the critical state model predictions for AC losses behavior in presented here experimental conditions.

Keywords: ac losses, critical currents, superconducting tapes

1. WSTĘP

Obecnie najlepiej rozwiniętymi technologiami otrzymywania kompozytowych, wielożyłowych taśm z ceramicznymi nadprzewodnikami wysokotemperaturowymi (NWT), są technologie oparte na związkach BSCCO-2223 [1-2]. Taśmy te używane są do wytwarzania rozlicznych urządzeń krioelektrycznych, takich jak np. elektromagnesy, kable przesyłowe mocy, generatory, ograniczniki prądu i wielu innych. W urządzeniach takich

nadprzewodzące uzwojenia poddawane są jednoczesnemu działaniu zmiennego prądu transportu i zewnętrznego zmiennego pola magnetycznego. Występują wtedy w nadprzewodniku dwa rodzaje strat energii elektromagnetycznej na ciepło Joule'a; straty na przemagnesowanie Q_m (od zewnętrznego pola magnetycznego) i straty transportowe Q_t (gdy przez nadprzewodniki płynie tylko przemienny prąd transportu). Przyjmuje się, że straty całkowite Q_T , są sumą tych dwóch składników strat, $Q_T=Q_m+Q_t$ [3-4].

Bardzo wysoka kruchość ceramicznych NWT prowadzi do niezwyklej wrażliwości przewodów kompozytowych, na bazie tych materiałów, na odkształcanie mechaniczne, takie jak np. zginanie czy rozciąganie. Objawia się to przede wszystkim w degradacji wartości prądów krytycznych. Źródłem odkształceń mechanicznych i naprężeń mogą być siły Lorentza, termiczne rozszerzanie lub ściskanie, naprężenia przy nawijaniu danego uzwojenia, itp. [5]. Z kolei główną przyczyną degradacji prądów krytycznych w tych materiałach jest niszczenie sieci słabych złącz Josephsona pomiędzy ziarnami NWT, formowanie się mikro-szczelin wewnątrz ziaren i żył nadprzewodzących kompozytów, rozwarstwianie się granicy matryca–nadprzewodnik, itp. [6-8]. Wszystkie te zmiany bardzo silnie wpływają na charakterystyki zmiennoprądowych strat energetycznych w tych materiałach [9-10].

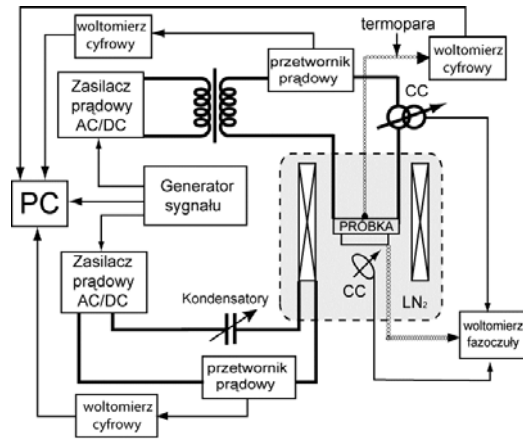
W prezentowanej pracy badano wpływ mechanicznych odkształceń zginania na prądy krytyczne I_c , magnetyczne pola ekranujące oraz zmiennoprądowe straty całkowite w wielożyłowych taśmach BSCCO-2223 w matrycy srebrnej. Pomiar pokazuje, że zmiany w stratach całkowitych pod wpływem odkształceń mechanicznych spowodowane są głównie poprzez zmiany w wartościach prądów krytycznych badanych próbek taśm. Wydaje się, że ze stosunkowo prostych zależności prądów krytycznych od odkształceń, $I_c(\sigma)$, można określić straty energetyczne, z dość dużą dokładnością, używając charakterystyk strat energetycznych zmierzonych na prostej, nieodkształconej taśmie, które to pomiary są łatwiejsze i szybsze do przeprowadzenia.

2. POMIARY STRAT ENERGETYCZNYCH

W niniejszej pracy, do pomiarów całkowitych strat energetycznych, zastosowano metodę tzw. „lokalnej kalorymetrii”. Zasada tej metody pomiarowej opiera się na pomiarze lokalnych zmian temperatury badanej próbki taśmy nadprzewodzącej [11]. Taśma taka w swojej centralnej części jest termicznie odizolowana od otaczającej kąpieli ciekłego azotu. Kalibracja systemu pomiarowego była przeprowadzona poprzez przepuszczenie znanego prądu transportu przez badaną taśmę, dokładny pomiar elektroniczny strat transportowych metodą z użyciem nanowoltomierza homodynowego i jednocześnie pomiary zmian temperatury próbki za pomocą termopary różnicowej przymocowanej w centralnej części taśmy. Znając dokładnie, z pomiarów elektronicznych, wielkość rozproszonej energii Q ($Q \sim UI$, gdzie U jest spadkiem napięcia, a I – prądem transportu) oraz zmiany temperatury próbki (zmiany napięcia na termoparze) sporządza się krzywą kalibracyjną danego układu z badaną próbką, tj. zmiany napięcia na termoparze różnicowej w funkcji rozpraszanej energii na ciepło Joule'a. Taka krzywa kalibracyjna służy później do operacji odwrotnej – mierzona zmiana w napięciu termopary daje informacje o rozproszonej energii, np. pochodzącej od prądu transportu, przyłożonym polu zewnętrznym, obu naraz, itp. [11-12].

W eksperymentach z odkształceniami napięcia, badane próbki taśmy umieszczone były na półcylindrach o zadanym promieniu $R=15, 20, 25$ oraz 30 mm, wykonanych ze szkła epoksydowanego. Centralna część zagiętej próbki była izolowana termicznie za pomocą odpowiednio przygotowanych płytek ze styropianu. Szczegóły podane są na rys. 1.

Tak przygotowana próbka umieszczana była w cewce miedzianej wytwarzającej sinusoidalne zmienne pole magnetyczne. Pole to skierowane było prostopadłe do kierunku



Rys. 1. Schemat blokowy układu do pomiarów strat energetycznych w taśmach nadprzewodnikowych (CC-cewki kompensujące składową indukcyjną napięcia

przynięcia zmiennego prądu transportu a równoległe do płaszczyzny badanej taśmy. Prąd transportu i zewnętrzne pole magnetyczne były ustawione tak, aby były ze sobą zgodne w fazie. Wszystkie pomiary przeprowadzono w kąpieli ciekłego azotu. Schemat blokowy układu pomiarowego pokazany jest na rysunku 1.

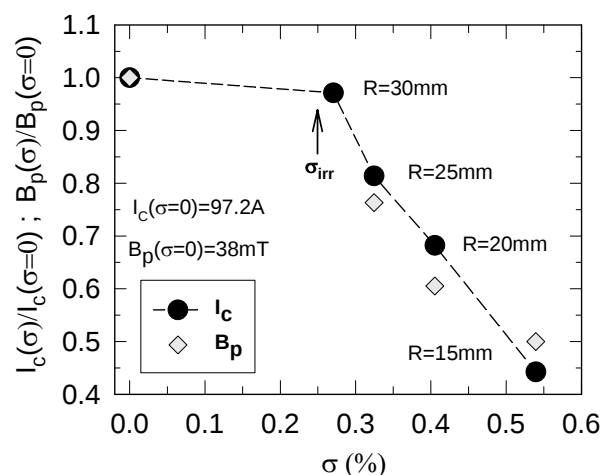
3. WYNIKI POMIARÓW I DYSKUSJA

Niektóre parametry charakteryzujące badane taśmy nadprzewodzące (produkcji Sumitomo Electric, Japonia) podane są w tablicy 1.

Tabela 1. Parametry badanych taśm nadprzewodzących.

Prąd krytyczny I_c , 77 K (A)	97.2
Ilość włókien	70
Grubość całkowita (mm)	0.22
Grubość obszaru włókien (mm)	0.16
Szerokość całkowita (mm)	4.0
Współczynnik wypełnienia (Ag/HTS)	1.5

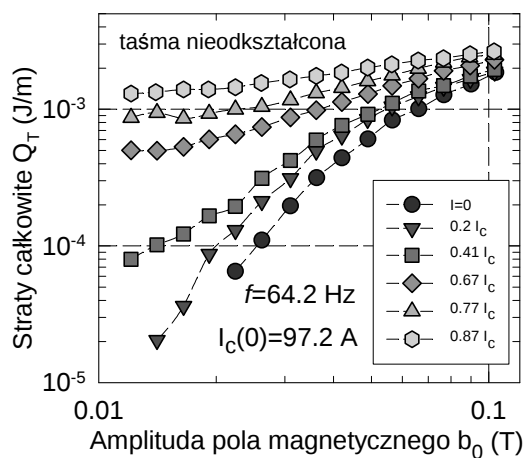
Zmiany wartości prądów krytycznych I_c spowodowane odkształceniem zginania pokazane są na rys. 3. Wartości prądu krytycznego mierzone były standardową metodą czteropunktową przy zastosowaniu kryterium $1\mu\text{V}/\text{cm}$. Odkształcenie na zginanie σ było określane za pomocą zależności $\sigma = [d_{sc} / (2R + d_t)] \cdot 100\%$; gdzie R jest promieniem zgięcia, d_{sc} i d_t są odpowiednio grubościami obszaru wypełnionego nadprzewodzącymi włóknami oraz grubością całkowitą taśmy (tabela 1). Badane prądy krytyczne $I_c(\sigma)$ znormalizowane są do wartości prądu krytycznego dla taśmy nieodkształconej $I_c(\sigma=0)$.



Rys.2. Znormalizowane wartości prądów krytycznych (I_c) i magnetycznych pól pełnej penetracji (B_p) w funkcji odkształcenia na zginanie, $\sigma \sim 1/R$

Wartość odkształcenia σ_{irr} , przy którym występuje nieodwracalna degradacja prądu krytycznego wynosi ok. 0.2-0.25% dla badanych tutaj taśm. Jest to typowa wartość dla wielożyłowych taśm nadprzewodzących opartych na związku BSCCO-2223 [5-7].

Na rys.3. pokazane są także wartości magnetycznych pól pełnej penetracji B_p , w



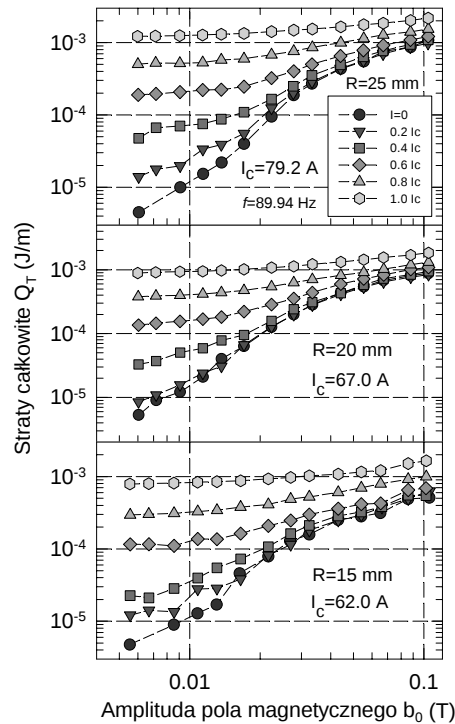
Rys. 3. Całkowite straty energetyczne Q_T w funkcji amplitudy zewnętrznego pola magnetycznego, dla różnych wartości prądu transportu ($i=I/I_c$). Dane dla taśmy niezdeformowanej ($\sigma=0$)

funkcji odkształcenia zgięcia σ , a wyznaczone z pomiarów strat magnetycznych. Pole pełnej penetracji B_p definiowane jest jako wartość pola zewnętrznego, przy którym front strumienia magnetycznego wewnątrz nadprzewodnika sięga już jego środka [3-4]. Pole to, dla przypadku cienkiej płytki nadprzewodnika umieszczonego równolegle do zewnętrznego

pola magnetycznego, związane jest z gęstością prądu krytycznego J_c następującą zależnością $B_p = \mu_0 J_c d_{sc} / 2$ [3-4]. Dla badanej tu taśmy nieodkształconej, magnetyczne pole B_p wynosi ok. 38 mT, a wyliczona gęstość prądu krytycznego J_c ma wartość około $3,7 \times 10^8 \text{ Am}^{-2}$. Gęstość prądu krytycznego wyznaczona ze stałoprądowych pomiarów transportowych wynosi $2,3 \cdot 10^8 \text{ Am}^{-2}$, a więc wartość niższa niż ta wyliczona z pomiarów strat magnetycznych. Rozbieżność ta może być spowodowana faktem, że prąd transportu i prąd wyidukowany zewnętrznym polem magnetycznym płyną w nadprzewodniku ceramicznym innymi ścieżkami. Jest to, między innymi, konsekwencją występowania silnej anizotropii niektórych parametrów fizycznych w tych materiałach.

Zmiany B_p wraz z odkształceniem σ są podobne do zmian w prądach krytycznych, jakkolwiek obserwuje się pewne różnice. Spowodowane to może być faktem, że rozkłady prądów wzdłuż kompozytowych taśm z NWT nie są idealnie jednorodne i lokalnie różnią się, nawet znacznie.

Na rysunku 3 przedstawiono straty całkowite Q_T w funkcji amplitudy zewnętrznego pola magnetycznego b_0 , dla kilku wartości prądów transportu ($i = I_0 / I_c$) płynących przez badaną taśmę. Dane te są dla próbki taśmy nieodkształconej, $\sigma = 0$. Jak widać, prąd transportu wnosi swój udział do strat całkowitych przede wszystkim w obszarze niskich amplitud zewnętrznego pola magnetycznego, tj. w obszarze częściowej jego penetracji. Z kolei, w obszarach amplitud pola zewnętrznego dużo wyższych, wkład prądu transportowego do strat całkowitych jest znacznie już mniejszy. Z kolei, jak wiadomo, straty magnetyczne dla dużych obszarów amplitud, zawsze maleją wraz ze wzrostem prądu



Rys. 4. Straty całkowite Q_T w funkcji amplitudy pola magnetycznego b_0 dla różnych odkształceń zgięcia ($\sigma \sim 1/R$)

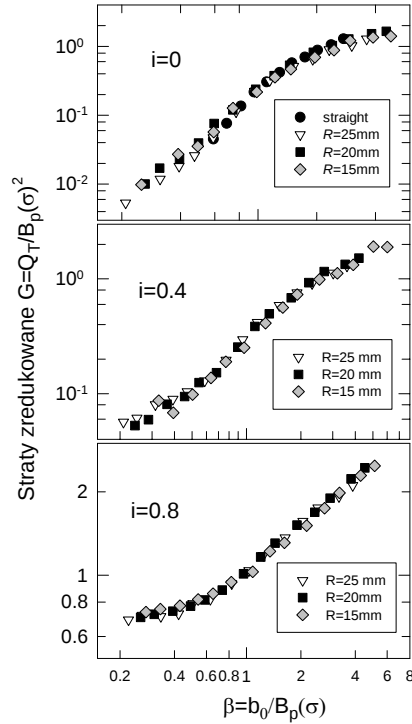
transportu [3]. Niemniej straty całkowite zawsze rosną, zarówno ze wzrostem zewnętrznego pola magnetycznego, jak i prądem transportu. Tak więc, straty całkowite zmieniają się z prądem transportu, w obszarze pełnego nasycenia nadprzewodnika, znacznie już mniej, a ich charakterystyki zbiegają się do siebie asymptotycznie wraz ze wzrostem prądu transportu i zewnętrznego pola magnetycznego.

Zależności całkowitych strat energetycznych od amplitudy pola magnetycznego i prądów transportu $i_\sigma = I_\sigma/I_c(\sigma)$, w funkcji odkształcenia zginania σ , pokazane są na rysunku 4. Jak widać, jakościowy przebieg charakterystyk strat całkowitych jest podobny do krzywych dla taśmy prostej, niemniej obserwujemy tutaj malenie strat ze wzrostem odkształcenia, tj. wraz z maleniem prądów krytycznych i pól pełnej penetracji B_p . Jest to w zgodności z modelem stanu krytycznego, w którym straty, w obszarze nasycenia, są proporcjonalne do gęstości prądu krytycznego.

Ogólnie, straty całkowite Q_T w nadprzewodniku można przedstawić w postaci funkcji prądu transportu i ($=I_\sigma/I_c$) i przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego b_0 ($=\beta B_p$)

$$Q_T = \frac{2B_p^2}{3\mu_0} \tilde{F}(i, \beta) \quad (1)$$

gdzie $\tilde{F}(i, \beta)$ jest uogólnioną funkcją strat. Postać tej funkcji zależy od wzajemnego



Rys. 5. Zredukowane straty całkowite G w funkcji amplitudy zewnętrznego pola magnetycznego β , dla różnych odkształceń zgięcia taśmy i dla wartości prądów transportu $i=0$; $0.4I_c$ oraz $0.8I_c$

stosunku wartości prądu elektrycznego oraz przyłożonego pola magnetycznego, a także od geometrii nadprzewodnika [4].

Z kolei, równanie (1) może być przedstawione w formie znormalizowanej do odpowiedniej wartości pola pełnej penetracji B_p , dla ustalonego prądu transportu i ;

$$G = Q_T / B_p^2(\sigma) \quad (2)$$

gdzie $B_p(\sigma)$ jest wartością pola pełnej penetracji przy danym odkształceniu zginania σ .

Zakładając, że straty energetyczne w nadprzewodniku kontrolowane są głównie poprzez wartości gęstości prądu krytycznego, zmiany w stratach całkowitych spowodowane odkształceniami mechanicznymi powinny dać się skalować poprzez odpowiednie zmiany prądu krytycznego czy też magnetyczne pola pełnej penetracji, wywołanymi tymi właśnie odkształceniami. Można się więc spodziewać, że znormalizowane według równania (2) wartości strat całkowitych będą leżeć na jednej wspólnej krzywej, dla danego i ustalonego prądu transportu.

Tak znormalizowane wyniki eksperymentalne strat energetycznych, w funkcji zredukowanej amplitudy pola magnetycznego, dla ustalonej wartości prądu transportu, przedstawione są na rysunku 5. Zgodność wyników eksperymentalnych z przyjętymi tu założeniami wydaje się być zadowalająca, biorąc pod uwagę dokładność stosowanej kalorymetrycznej metody pomiaru strat energetycznych.

4. WNIOSKI

Zmierzono zależności transportowych prądów krytycznych w wielożyłowych taśmach kompozytowych na bazie nadprzewodnika BSCCO-2223/Ag, w funkcji odkształceń mechanicznych zginania. Prąd krytyczny w tych przewodach zaczyna się degenerować w sposób nieodwracalny przy odkształceniach rzędu 0.25%. Magnetyczne pole pełnej penetracji, wyznaczone z pomiarów strat magnetycznych, zmieniają się wraz z odkształceniami w sposób podobny do zmian prądów krytycznych zmierzonych metodą stałoprądową.

Straty całkowite energii elektromagnetycznej, wywołane jednoczesnym przyłożeniem zmiennego prądu transportu i zewnętrznego zmiennego pola magnetycznego, zależą znacznie od odkształceń mechanicznych badanych taśm nadprzewodzących. Zmiany te są ściśle powiązane ze zmianami gęstości prądu krytycznego oraz magnetycznego pola pełnej penetracji

Znając zależności prądów krytycznych od odkształceń można przewidzieć straty energetyczne jakie się pojawiają w nadprzewodniku przy dowolnych stosowanych prądach transportu i zewnętrznych polach magnetycznych.

Praca powstała częściowo w ramach programu "Grant-in Aid for Basic Research (Japonia)", grant nr. 1410201, oraz częściowo w ramach grantu Komitetu Badań Naukowych (Polska) nr. 3T10A00126.

LITERATURA

- [1] Sheahen T.P., *Introduction to high temperature superconductivity*, Plenum Press, New York, 1994.
- [2] Sosnowski J., *Nadprzewodnictwo i zastosowania*, Wydawnictwo Książkowe Iel, 2003.
- [3] Wilson M.N., *Superconducting Magnets*, London: Oxford University Press, 1993.
- [4] Carr W.J., *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors*, Taylor & Francis, London 2001, 2nd ed.
- [5] Bennie ten Haken, Strain effects on the critical properties of high-field superconductors, *PhD Thesis*, 1994, University of Twente, Enschede.
- [6] Shin H.S., Choi S.Y., Ko D.K., Ha H.S., Ha D.W., Oh S.S., A comparison of strain effect on critical current in Bi-2223 tapes in different bending modes, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, 2003, pp. 3526-3529.
- [7] Zhang G.M., Schwartz J., Sastry P. V., Lin L. Z., Xiao L. Y., Yu Y. J., The effects of bending strain on the critical current and AC loss of BSCCO/Ag tapes, *Supercon. Sci. Tech.*, vol. 17, 2004, pp. 1018-1021.
- [8] Lu Z., Huang X., He Y., Li J., Sun J., Wang Y., Chen L., Li C., Zhang P., Feng Y., Zhou L., Axial tensile and compressive strain effects on the critical current of Bi-2223 superconducting tapes, *Physica C*, vol. 386, 2003, pp. 158-161.
- [9] Savvides N., Herrmann J., Reilly D., Müller K-H., Darmann F., McCaughey G., Zhao R., Apperley M., Effect of strain on ac loss of Bi-2223/Ag superconducting tapes, *Physica C*, vol. 306, 1998, pp. 129-135.
- [10] Bigoni L., Cereda E., Curcio F., Martini L., Ottoboni V., Electrical, magnetic and AC loss properties of Bi-2223/Ag tapes subjected to bending strain, 2000 *Inst. Phys. Conf. Ser.* 167, pp 639-642.
- [11] Ashworth S.P., Suenaga M., Local calorimetry to measure ac losses in HTS conductors, *Cryogenics*, vol. 41, 2001, pp. 7-89.7
- [12] Ogawa J., Yanagihara Y., Yamato Y., Tsukamoto O., Measurements of total AC losses in HTSC sample wires by electric and calorimetric methods, *Adv. in Cryog.* Vol. 50, 2004, pp. 805-811.

Streszczenie: W pracy prezentujemy niektóre wyniki eksperymentalne dotyczące charakterystyk strat zmiennoprądowych w wielożyłowych taśmach Bi-2223/Ag oraz ich zależności od odkształceń na zginanie. Straty całkowite, tj. straty na prąd transportu i straty przemagnesowania mierzone były metodami elektryczną i kalorymetryczną. Otrzymane wyniki eksperymentalne porównano z przewidywaniami teoretycznymi opartymi na modelu stanu krytycznego nadprzewodnika.

Słowa kluczowe: straty energetyczne, prądy krytyczne, taśmy nadprzewodzące



FULLERENES AND CARBON NANOTUBE STRUCTURE, PROPERTIES OF CONDUCTIVITY/SUPERCONDUCTIVITY AND APPLICATIONS

Maciej KAMIŃSKI, Marcin WRÓBLEWSKI, Maciej CĘGIEL,
Stanisław SZUBA, Bronisław SUSŁA

*Instytut Fizyki, Wydział Fizyki Technicznej
Politechnika Poznańska
Nieszawska 13A, 60-965 Poznań
kaminsky@phys.put.poznan.pl*

Abstract: *In this paper we present the structure of fullerenes and carbon nanotubes, with respect to their similarities and differences. We also present conductivity and superconductivity properties of fullerenes and carbon nanotubes. What is more, we focus on the applications of the aforementioned nanostructures (which sometimes may seem incredible). The technique that we chose for our investigation of electron properties was scanning tunnelling microscopy and scanning tunnelling spectroscopy (STM/STS). Thanks to these methods we obtain detailed topographic data as well as information about local density of state (LDOS). The research was carried out at a room temperature and in the air atmosphere.*

Keywords: fullerenes, carbon nanotubes, scanning tunnelling microscopy, scanning tunnelling spectroscopy.

1. INTRODUCTION

In 1985, during the research on the clusters of atoms of carbon, in the cluster's generator designed by R. E. Smalley, the team of scientists at Rice University, Huston, Texas (the team included M. W. Kroto, J. R. Heath, S. C. O'Brien, R. F. Curl and R. E. Smalley) discovered new, spherically-shaped molecules consisting only of atoms of carbon (see Fig.1). The molecules were called Buckminster's Fullerenes in honor of the famous architect and constructor of domes, namely Richard Buckminster Fuller [1]. For this discovery M. W. Kroto, R. F. Curl and R. E. Smalley received the Noble Prize in Chemistry in 1996.

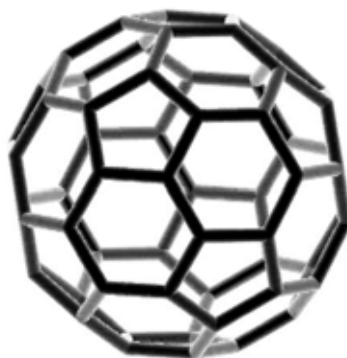


Fig. 1 Molecule C60

Fullerene is a three-dimensioned molecule. It has a closed structure which is empty inside and consists only of atoms of carbon. According to Euler's theorem an empty closed sphere must consist of at least 12 pentagons. In such a case the obtained fullerene contains 20 atoms of carbon. All atoms of carbon in a fullerene are joined by sp^2 hybridization bonds. Fullerenes may have various shapes, ranging from single to multi-wall structures. However, they do not always occur in the shape of regular solid (see Fig.2).

Fullerene's synthesis allows scientist to obtain molecules consisting of 20 to 960 atoms.

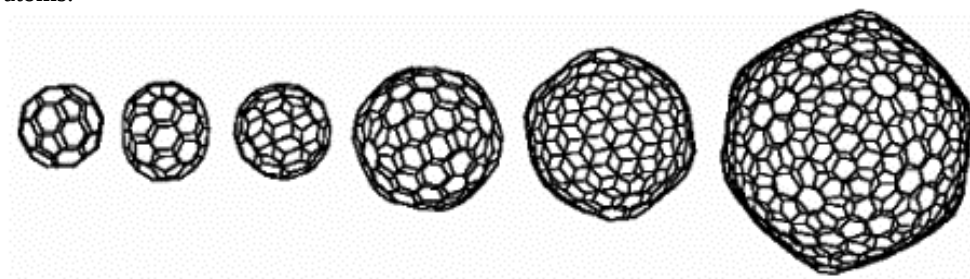


Fig. 2 Fullerenes: C60, C70, C80, C180, C240, C540

Unfortunately not all molecules are stable. The C60 possesses the greatest stability due to the fact that location of its atoms with respect to one another is the same; consequently such molecule has the highest symmetry known in nature. Such molecule does not have areas susceptible to chemical interaction. It has two kinds of bonds: single CC bond which is 0,144nm long and double CC bond which is 0,139nm long. The diameter of C60 amounts to $0,710 \pm 0,007$ nm.

In 1991 the Japanese scientist S. Iijima made even more spectacular discovery. During the electric arc synthesis of fullerenes he discovered accidentally thin, straw-like objects, later called carbon nanotubes (CNT) [2]. At present the most popular methods of obtaining CNT (and fullerenes) apart from the aforementioned electric arc synthesis are

chemical vapor deposition of graphitic carbon, catalytic pyrolysis of carbohydrates and thermal decomposition of evaporated carbohydrates [3].

In 1997, the technology of CNT synthesis was ranked by the 'Science' magazine as one of the most important breakthroughs apart from cloning the 'Dolly' sheep and the Pathfinder mission to Mars. In fact none of the known technology of synthesis is able to predict its exact final result therefore it cannot fully meet the needs of the users of its products [4].

2. STRUCTURE AND SYNTHESIS OF FULLERENES AND CARBON NANOTUBES

Fullerenes and CNTs have specific physicochemical properties. Thanks to their hardness they resemble diamond but are more flexible and resilient. They have enormous resistance to crumpling and braking. Under the influence of impressed voltage they tend to contract. Investigation of fullerenes is extremely interesting as their properties are placed on the borderline of physical chemistry of carbon belonging to the organic chemistry and physical chemistry of metals.

C60 molecule is not soluble in water but very well dissolves in other aromatic compounds such as toluene. Investigations on the functionalization of fullerenes can be divided into three stages: the exohedral chemistry which investigates the addition of atoms from the outside, the endohedral chemistry which investigates the addition of atoms inside the molecule and the chemistry of heterofullerenes (heterofullerene is a fullerene in which some or all atoms of carbon were replaced by atoms of other elements). The aforementioned procedures change considerably the electron properties of fullerenes.

Fullerene C60 can form molecule crystal so called fullerite. Its structure depends on the temperature: below 260K fullerite has a simple cubic structure (sc); above 260K it has a face-centered cubic structure (fcc). Lattice constant amounts to 0,142nm. Such fullerite is an isolator with the energy gap amounting to 1,5eV (like a single C60 molecule).

In the fullerene C60 there are 180 σ -bonds (3×60) located on the surface of the molecule and 60 π -electrons with orbitals located along the radius and energy close to the Fermi's energy. The levels of σ -electron are located below the Fermi's point; therefore their influence on the electron properties of C60 fullerene is slight. Consequently the main contribution to those properties comes from the π -electrons. In the molecule the π -electrons are filling the energy levels from $l=0$ to $l=5$, where l is an orbital quantum number. In the C60 fullerene the energy level is only partially filled. Such energy level is often called Highest Occupied Molecular Orbital (HOMO). The unoccupied orbital are called Lowest Unoccupied Molecular Orbital (LUMO). The difference of energy between HOMO and LUMO amounts to 1,92eV which affects considerably the thermal stability of C60. The energy gap (HOMO-LUMO) amounts to 1,5eV for the fcc fullerite. Alkali-metal doping of fullerene or fullerite lowers their resistance by few orders of magnitude. The composition of the stoichiometric factor has a crucial influence on conductivity, therefore increasing the concentration of metal in the fullerene A_xC_{60} ($A=K, Rb$) resistivity is changed [5].

It was discovered in 1965 that potassium-doped graphite KC8 (atoms of potassium were located among the carbon surfaces) transitioned into superconductivity state with $T_c=0,55K$ (T_c – critical temperature). It is not a surprise that after synthesis of compounds such as A_3C_{60} the immediate research was carried out on their transition into the superconductivity state [6].

Superconductivity occurrence in these compounds was confirmed by the research on the electrical resistance, magnetic susceptibility and microwave absorption. Table 1 shows T_C of some of the fullerenes. It seems that the crucial influence on the T_C value has the sphericity of fullerene. Therefore we may expect that transition into the superconductivity state should be ensured for the doped fullerene C_n , $n > 60^*$. Among the most promising molecules are: C76 and C84 [7].

superconductivity	$T_C K$
$K_x C_{60}$	18
$Rb_x C_{60}$	28
$Cs_x Rb_y C_{60}$	33
$Rb_{2,7} Ti_{12,2} C_{60}$	42,5
$Rb_2 Cs C_{84}^*$	96*

Tab. 1 The critical temperature for existing fullerene compounds and theoretical one*

CNT are cylindrical objects consisting of one or several graphite sheets with sp^2 hybridization between carbon atoms. Depending on the number of the coaxially coiled graphite sheets forming the CNT they can be divided into single-wall and multiwall carbon nanotubes.

One of the basic properties of CNTs, as far as the structure and the electric properties are concerned, is their chirality. The concept of chirality was defined by Lord Kelvin as follows: 'I call any geometrical figure, or any group of points, chiral, and say it has chirality, if its image in a plane mirror, ideally realized, cannot be brought to coincide with itself' [8].

The chiral vector connects two crystallographically equivalent points. The C_n vector is defined by the n , m symbols and the two vectors of hexagonal lattice a_1 and a_2 $C_n = na_1 + ma_2 \equiv (n, m)$, (their value can be used in defining the type of the CNT). The values of n and m number have hexagon coordinates on the graphen sheet surface. Such surface after being folded into CNT has identical orientation as the hexagon at the beginning of the system. We can distinguish the two characteristic configurations of CNT. Zigzag configuration $(n, 0)$ and armchair configuration (n, m) .

Figure 3 shows the three-dimensioned models of CNTs obtained from the single graphen sheet. Unsaturated bonds at the end of the CNT allow the half of the fullerene to occupy the surface in that place. Among the fullerenes which can occupy this position are: C60 (armchair configuration with 5,5 index), C70 – (zigzag configuration with 9,0 index) and C80 (chiral configuration with 10,5 index).

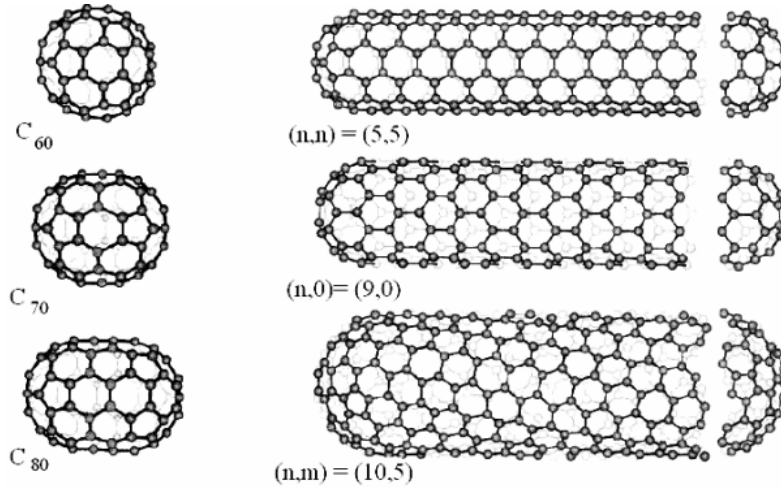


Fig. 3 The three-dimensioned models of CNTs obtained from the single graphen sheet

Additional parameter describing the electric properties of CNT is the chiral θ angle. The θ angle is included between the zigzag direction $(n,0)$ and the unite vectors a_1 and a_2 . Due to the six-time rotation of hexagonal cell, θ angle values between 0 and 30 degrees see fig. 4 [9].

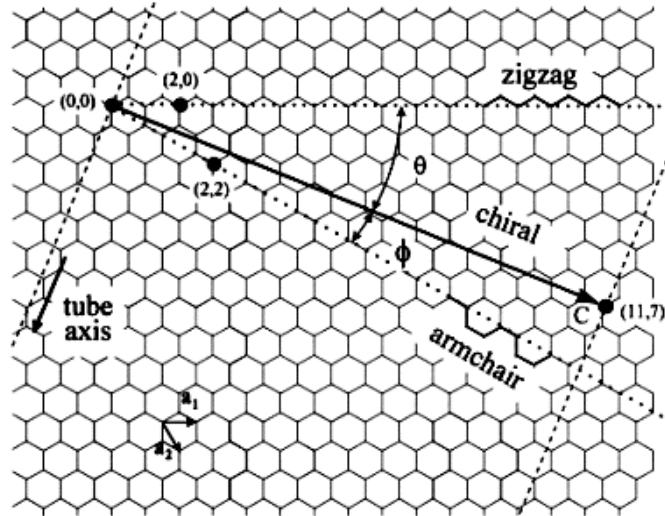


Fig. 4 Division of the graphite layer for nanotubes such as: zigzag, armchair and chiral

It follows from the theoretical calculations that 1/3 of SWNT have metallic character while the remaining 2/3 have semiconducting character. With the following properties of parameters n and m : $n-m=3q$, where q - integer number [10] SWNT reveals metallic character. As far as MWNT are concerned their conducting properties depend on

the number of layers which constitute them as well as the conducting properties of the layers themselves. Additionally their electrical conductivity decreases with increasing temperature. The conductivity in CNTs takes place through discrete strictly defined electron states. In case when the length of the conductivity way is shorter than the free way of electron then electron transportation has a ballistic character (the energy in a conductor is not dissipated). The electric properties in the CNTs can differ locally. For instance it was discovered that metallic carbon nanotube may show the semiconducting character at its ends [11]. The natural consequence of similarity in synthesis, structure and physicochemical properties of fullerenes and CNTs was the beginning of investigation on superconductivity of the latter. In contrast to the fullerenes which superconductivity had been confirmed the results of the investigation on the superconductivity of CNT were contradictory.

It was due to the ultra-low temperature of transition into the semiconducting state, amounting to fractions of Kelvin's which was extremely difficult to achieve and maintain in laboratory. Additionally, the results might have been affected by the variety of chirality of the investigated objects. Only recently (February 2006) the Japanese team of scientists have obtained the critical temperature $T_C = 12\text{K}$ for MWNT [12].

3. RESEARCH METHODS OF CARBON NANOTUBES

Among the methods that allow obtaining complementary information about the investigated object (its structure and electric properties) are scanning tunnelling microscopy and spectroscopy [13]. Fig. 5 shows the CNT deposited on Highly Orientated Pyrolytical Graphite (HOPG). Its diameter ranges from 0, 8 nm (at the beginning) to 1 nm (in the middle). Therefore, using STM we can deduce that the investigated CNT is SWNT. The difference in the diameters value is a result of joining two SWNT (with different n,m index) into one in the process of synthesis. Additionally for the same CNT I-V and dI/dV measures for the chosen points were taken. The curves obtained were averaged.

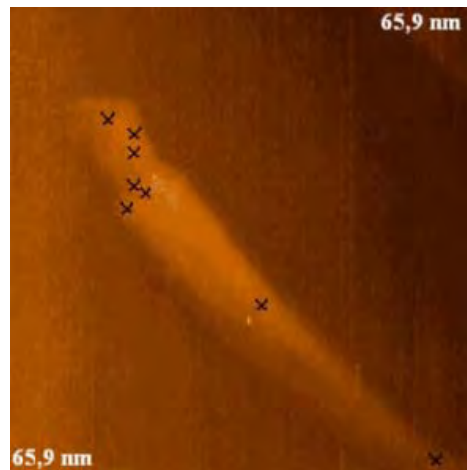


Fig. 5 The image of the carbon nanotube received using STM, black x – points for which spectroscopy was carried out

The I-V and dI/dV curves display the metallic character of the CNT. The curve has linear course ranging from -1,1 to 0,9V. The curves I-V and dI/dV for HOPG were showed for comparison see fig. 6.

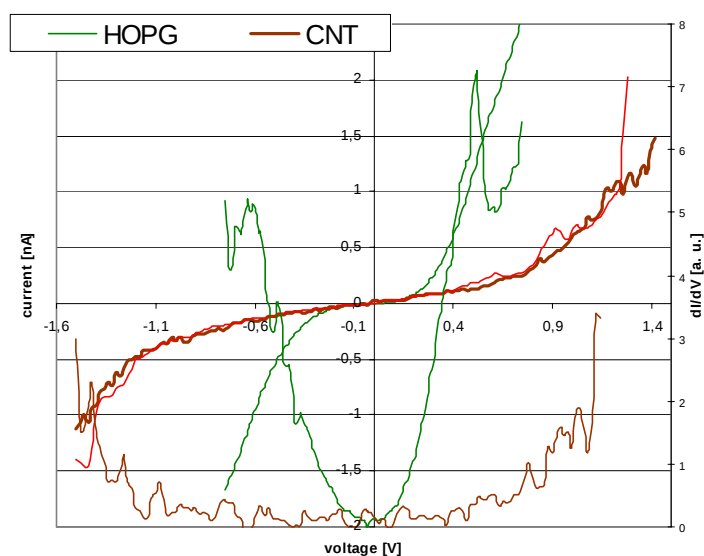


Fig. 6 The I-V characteristic and the dynamic conductivity dI/dV in function of voltage polarisation in chosen points of the carbon nanotube

Fig. 7 shows the topography of SWNT. Its structure is heterogeneous. Its diameter ranges from 0,6nm (1) to 0,85 nm (2) The objects located in the bottom part of the image are probably the result of additional tunnelling of another tip of the same needle (so called double tip).

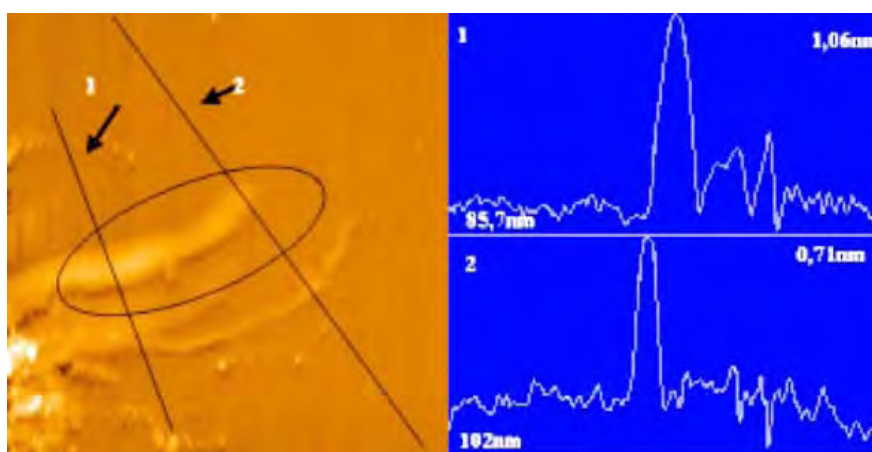


Fig. 7 The STM image of 80x80nm area with two cross section

Fig. 8 shows the comparison of the graphs of I-V and dI/dV characteristics of the investigated CNT and I-V and dI/dV characteristics of HOPG. The course of the CNT I-V curve reveals its semiconducting character. The energy gap estimated on the basis of I-V – characteristic amounts to 1,2eV while differential conductance dI/dV oscillates around zero-value within the range of -0,5 -1,0V. Values of the energy gap for semiconducting CNT may vary depending on object's morphology (n,m).

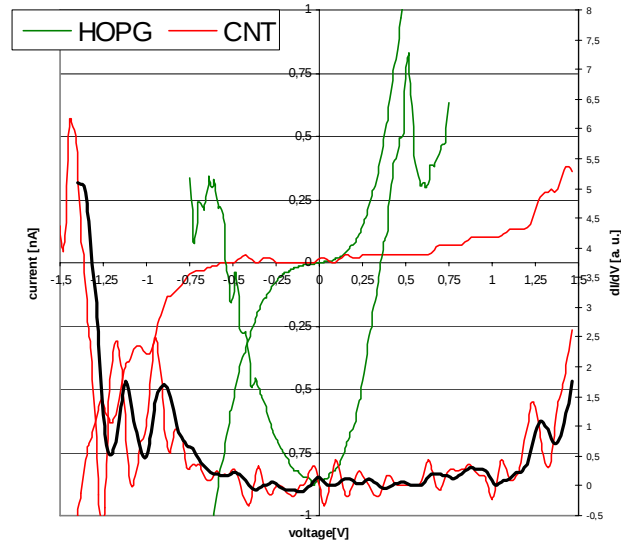


Fig. 8 The I-V characteristic and the dynamic conductivity dI/dV in function of voltage polarisation in chosen points of the carbon nanotube

4. APPLICATIONS

Fullerenes are hydrophobic compounds therefore the idea of using them to block the activity of the HIV virus appeared. The research have proved that when the molar concentration is low the fullerene block the HIV active enzyme. In connection with their biological activity they may be used as a lancet for selective cutting of the DNA chain.

In power engineering fullerenes are expected to be used as a molecular container, for instance, for hydrogen which would allow building ecologically clean vehicle supplied with energy from the fuel cell.

Depending on the type of atom imprisoned inside the fullerene (at proper T_C) its conductivity properties vary from non-conducting to superconducting. This creates opportunities of creating the whole range of electronic elements.

Combination of physicochemical properties of fullerenes and polymers allowed obtaining new compounds so called polyfullerenes, which are characterized by new mechanical, optical and electrical properties.

One of the most widespread applications of CNT is the possibility of using them as tips in STM and atomic force microscopy (AFM). Substitution of the CNT for a classic tip results in improvement of resolution and the durability of the device itself. CNT probes do

not break in contact with the investigated sample. Additionally the can be used to penetrate cavities and slots located on the sample surface.

Owing to high thermal conductivity, CNT may replace copper or diamond thermal receivers from ultra-fast processors. Furthermore, they are used in constructions of semiconducting elements. Like in case of C60 fullerene, CNT filled with metals or their compounds create containers - the thinnest obtainable at present metallic or superconducting wires, protected from the electromagnetic and chemical interaction of the environment.

Alternately folded metallic, semiconducting or superconducting sheets in the MWNT would enable obtaining something similar to the concentric wire, which would be able to transmit many signals at various speeds in nanoscale.

In medicine, CNT find their application as a medicament proportioner, which transports the medicament to strictly defined places.

CNT mechanical parameters surpass all known at present materials. They are perfect materials to be used in constructing ultra-light and durable fuselage and hull etc [14].

Better understanding of the process of obtaining SWNT and MWNT, allowing intervention in their structure at the synthesis level, will bring about the expansion of those materials in almost every sphere of science and technology.

This work was done under PB 62-208/06

LITERATURA

- [1] Kroto H. W., Heath J. R., O'Brien S. C., Curl R. F. and Smalley R. E., C(60) Buckminsterfullerene, *Nature*, vol. 318, No. 6042, Nov., 1985, pp.14-20.
- [2] Iijima S., The 60-Carbon Cluster Has Been Revealed!, *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 91, 1987, pp. 3466-3467.
- [3] Krätschmer W., Lamb L., Fostiropoulos K., Huffman D., Solid C(60) : A New Form of Carbon, *Nature*, vol. 347, 1990, pp. 354-358.
- [4] <http://www.sciencedaily.com/releases/1997/12/971222043852.htm>
- [5] Przygocki W., Włochowicz A., Fulereny i nanorurki, *Wydawnictwo Naukowo Techniczne*, Warszawa 2001.
- [6] Hebard A. F., Rosseinsky M. J., Haddon R. C., Murphy D. W., Glarum S. H., Plastra T. T. M., Ramirez A. P., Kortan A. R., Superconductivity at 18 K in potassium-doped C60, *Nature* Vol 350, 1991, 600.
- [7] Eletskiĭ A. V., Smirnov B. M, Fullerenes and carbon structures *Phys. Usp.* **38**, 1995, 935.
- [8] <http://zapatopi.net/kelvin/quotes/>
- [9] http://online.itp.ucsb.edu/online/qhall_c98/dekker/
- [10] Huczko A., *Fulereny. Nobel za węglowe pileczk.*, PWN Warszawa 2000.
- [11] Klusek Z., Datta S., Byszewski P., Kowalczyk P., Kozłowski, W., Scanning tunneling microscopy and spectroscopy of Y-junction in carbon nanotubes, *Surface Science*, 2002, 507.

-
- [12] Takesue I., J. Haruyama J., Kobayashi N., Chiashi S., Maruyama S. T., and Shinohara H., Superconductivity in Entirely End-Bonded Multiwalled Carbon Nanotubes, *Phys. Rev. Lett.* 96, 2006, pp. 057001.
- [13] Wiesendanger R., Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy Methods and Applications, *Cambridge University Press*, 1994.
- [14] Collins P.G., Avouris P., Nanorurki w elektronice, *Świat Nauki*, 02, 2001.

Własności przewodzące i nadprzewodzące fulerenów i nanorurek węglowych oraz przykłady ich zastosowań

Streszczenie: W pracy przedstawiono strukturę fulerenów i nanorurek węglowych uwzględniając ich podobieństwa i różnice, jak również ich właściwości przewodzące i nadprzewodzące. Dodatkowo uwagę poświęcono możliwości zastosowań wyżej wymienionych nanostruktur (które czasami mogą wydawać się niewiarygodne). W powyższej pracy techniki tj. skaningowa mikroskopia i spektroskopia tunelowa (STM/STS) zostały wykorzystane w celu określenia własności elektronowych badanych obiektów, a także w celu otrzymania danych o topografii oraz informacji o lokalnej strukturze gęstości stanów (LDOS). Badania przeprowadzono w temperaturze pokojowej, w atmosferze powietrza.

Słowa kluczowe: fulereny, nanorurki węglowe, skaningowy mikroskop tunelowy, skaningowa spektroskopia tunelowa.



ZASTOSOWANIE ZJAWISKA JOSEPHSONA DO ODTWARZANIA JEDNOSTKI NAPIĘCIA ELEKTRYCZNEGO

Edyta DUDEK, Michał MOSIĄDZ

Główny Urząd Miar, Zakład Metrologii Elektrycznej,
Laboratorium Wzorców Napięcia i Oporu,
00-139 Warszawa, ul. Elektoralna 2, electricity@gum.gov.pl

Application of Josephson junction to reproducing voltage unit

Abstract: *Josephson junctions found a very wide use in modern technologies and sciences. One of it's application is reproducing of the voltage unit. Voltage standards based on Josephson junctions array are widely used in metrology. In the article construction and principles of operation of such a standards are described, on the sample of Josephson voltage standard working in the Central Office of Measures in Poland.*

Keywords: *Josephson junction, voltage unit, measurement unit, Josephson effect*

1. WSTĘP

Wraz z początkiem ilościowych badań zjawisk elektrycznych pojawiła się konieczność zdefiniowania jednostek je określających. Jedną z nich jest jednostka określająca wartość napięcia elektrycznego – volt – będąca jednostką pochodną w Międzynarodowym Układzie Jednostek Miar SI [1]. Oprócz teoretycznego jej zdefiniowania wraz z rozwojem nauki i techniki zaistniała konieczność stworzenia jej praktycznej realizacji, przy wykorzystaniu znanych zjawisk fizycznych. W 1880 roku opracowano ogniwo Westona [2], do dziś stanowiące wzorce tej jednostki miary. Zachodzące w ogniwie zjawisko elektrolizy wytwarza siłę elektromotoryczną o wartości ok. 1,018 V, której wartość pozostaje w bardzo silnej zależności od temperatury. Ponadto niepewność tego typu realizacji jednostki napięcia przestała być wystarczająca w obliczu wymagań szybko rozwijającej się techniki i nauki.

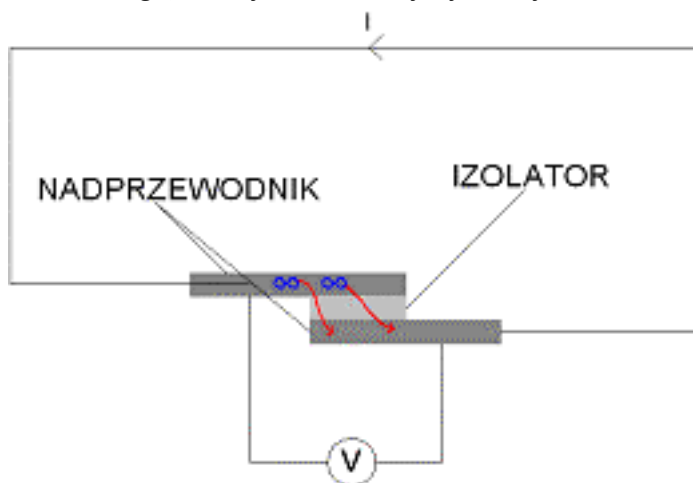
W związku z niedoskonałością stosowanych wzorców napięcia, prowadzone są prace nad opracowaniem nowych metod praktycznej realizacji jednostki napięcia. Najdoskonalsze i najbardziej odpowiednie do dzisiejszego stanu wiedzy okazało się wykorzystanie zjawisk kwantowych oraz zjawiska Josephsona zachodzącego z materiałów nadprzewodzących. W 1987 r. Generalna Konferencja Miar zaleciła stosowanie układów do odtwarzania jednostki napięcia wykorzystujące właściwości złącz Josephsona, a Międzynarodowy Komitet ustanowił dokładne wartości stałych fizycznych wykorzystywanych w tego typu stanowiskach pomiarowych.

W 1998 roku w Głównym Urzędzie Miar zainstalowano stanowisko do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego działające w oparciu o zjawisko Josephsona, i w 2003 r. stanowisko to zostało uznane za Państwowy Wzorzec Jednostki Miary Napięcia Elektrycznego, który stanowi najwyższy wzorzec odniesienia dla wszystkich pomiarów napięcia elektrycznego w kraju [3-4].

2. ZŁĄCZE JOSEPHSONA

Jednym z ciekawych zjawisk zachodzących w materiałach nadprzewodzących, które znalazły szerokie zastosowanie w praktyce, jest efekt Josephsona. Zjawisko to polega na tunelowaniu par Coopera przez cienką warstwę dielektryczną (ok. 10 Å) rozdzielającą dwa elementy nadprzewodzące [5-7]. Poglądowo zjawisko ilustruje rys. 1. Zjawisko to zostało

odkryte w 1962 roku przez Briana Josephsona, który m. in. za to odkrycie, jak również za prace nad teorią materiałów nadprzewodzących, został uhonorowany nagrodą Nobla. Zjawisko tunelowania występuje również w dwóch metalach rozdzielonych cienką warstwą dielektryka. W tego typu złączu tunelowym, jeżeli wystąpi różnica potencjałów między obiema stronami złącza, elektrony tunelują przez warstwę dielektryczną, w postaci prądu tunelowania. Ilość elektronów tunelujących, a więc natężenie prądu płynącego przez złącze, jest wówczas wprost proporcjonalne do przyłożonego napięcia – a więc ma charakter omowy.

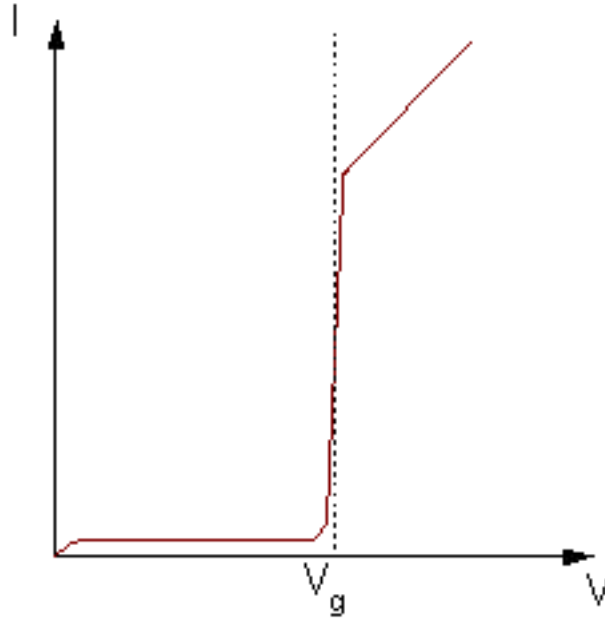


Rys. 1. Układ elektryczny zawierający złącze Josephsona

W przypadku, gdy zamiast metalu zastosujemy materiały nadprzewodzące, w złączu zachodzi zupełnie inne zjawisko – przez warstwę dielektryczną tunelują pary Coopera elektronów nadprzewodzących. Gdy zastosujemy takie materiały, zmienia się również charakterystyka złącza tunelowego – w temperaturze zera bezwzględnego prąd tunelowy popłynie dopiero po przekroczeniu pewnego, ściśle określonego dla danego materiału, napięcia granicznego złącza V_g , odpowiadającego energii potrzebnej do rozerwania par Coopera. W praktyce nawet przy niskim napięciu płynie przez złącze pewien określony

prąd. Po przekroczeniu wartości napięcia granicznego U_g następuje skok wartości natężenia prądu. Charakterystyki prądowo-napięciowe złącza tunelowego wykonanego z nadprzewodników (złącze SNS) pokazano na rys. 2.

Bez polaryzacji złącza napięciem zewnętrznym, płynie przez nie prąd Josephsona, związany z różnicą faz parametru porządku funkcji falowych nadprzewodników. Dla polaryzacji złącza napięciem zewnętrznym, prąd tunelowania określa zależność



Rys. 2. Charakterystyka I-V złącza Josephsona, z zaznaczoną wartością napięcia granicznego

$$I = I_0 \sin\left(\frac{4\pi e}{h} \int V dt\right) \quad (1)$$

w której I – prąd płynący przez złącze, I_0 – prąd krytyczny (stała złącza), V – napięcie złącza, e/h – stosunek ładunku elektronu do stałej Plancka.

Jeżeli do takiego złącza zostanie przyłożone napięcie stałe V , pojawiają się oscylacje par Coopera między warstwami nadprzewodzącymi. Ich częstotliwość jest określona jako

$$f = \frac{2e}{h} V \quad (2)$$

Wartość stałej Josephsona $K_{J-90} = 2e/h$ po prawej stronie (2) jest stała i wynosi ok. 484 GHz/mV. Skrajnie wysoka częstotliwość i niska amplituda oscylacji czyni to zjawisko trudnym do zaobserwowania. Podając złącze Josephsona promieniowaniu mikrofalowemu na jego charakterystyce $I-V$ obserwuje się charakterystyczne stopnie napięciowe, zwane stopniami Shapiro (rys. 3) [5, 8]. Wysokość każdego z nich można przedstawić zależnością

$$V = \frac{f}{K_J} \quad (3)$$

będącą przekształceniem równania (2). Wynika stąd, że przy określonym zasilaniu złącza poddanego działaniu promieniowania mikrofalowego możliwe jest uzyskanie na nim napięcia elektrycznego o ściśle określonych, zdyskretyzowanych wartościach, zależnych jedynie od wartości stałych fizycznych oraz częstotliwości promieniowania mikrofalowego, jakiemu poddane jest złącze.

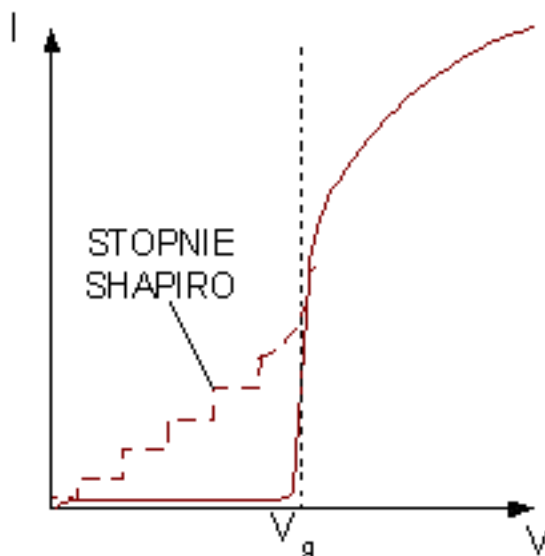
3. MATRYCA ZŁĄCZ JOSEPHSONA

System pracujący w oparciu o złącze Josephsona nie jest fizyczną realizacją jednostki miary napięcia elektrycznego, a jedynie bardzo stabilną metodą odtwarzania dokładnej wartości napięcia odniesienia dla potrzeb

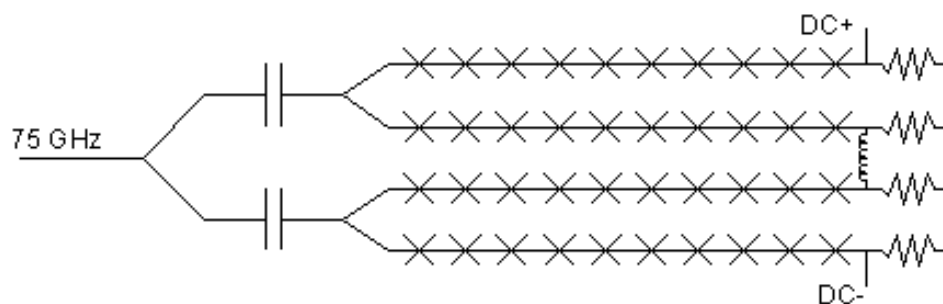
wyznaczania wartości napięcia wzorców niższego rzędu. Wartość napięcia elektrycznego uzyskiwania za pomocą złącz Josephsona charakteryzuje się bardzo wysoką dokładnością i stabilnością, co jest niezbędne podczas prac związanych z wzorcowaniem przyrządów pomiarowych i wzorców odniesienia niższych rzędów. Pierwsze układy do odtwarzania napięcia elektrycznego z efektu Josephsona oparte były na działaniu pojedynczych złącz, i dawały napięcie wyjściowe rzędu $1 \div 10$ mV. Utrudniało to praktyczne zastosowanie tego typu układów, ponadto stosowane wówczas układy elektroniczne nie miały wystarczających parametrów do precyzyjnego wzmacniania tej wartości. Należy także pamiętać, że ówczesna technologia nie pozwalała na budowanie odpowiednio doskonałych złącz, dzisiaj tworzone są złącza o coraz lepszych parametrach, umożliwiające uzyskanie bardzo stabilnych wartości dowolnego napięcia z wysoką dokładnością [8, 9, 10, 13].

Stosowanym współcześnie standardem są matryce złącz Josephsona, zawierające do kilkudziesięciu tysięcy złącz na jednej płytce, co umożliwia generowanie napięcia o dowolnej wartości. W praktyce w laboratoriach wzorcujących na całym świecie odtwarzane są zazwyczaj napięcia 1 V, 1.018 V i 10 V [3, 8, 9, 11, 12].

Pojedyncze złącze Josephsona okazało się mało użyteczne do odtwarzania jednostki miary napięcia elektrycznego. Prace nad udoskonaleniem tego typu systemów doprowadziły do opracowania doskonalszych systemów złącz Josephsona, umożliwiających odtwarzanie napięcia elektrycznego o ściśle określonej wartości. Podstawowym elementem tego typu układu złącz jest nadal pojedyncze złącze Josephsona, naniesione w technologii cienkowarstwowej na podłoże izolacyjne. W Laboratorium Wzorców Napięcia i Oporu Głównego Urzędu Miar stosowane są matryce złącz, w których warstwę nadprzewodzącą stanowi Nb/Al₂O₃/Nb, natomiast warstwę izolacyjną między nadprzewodnikami – SiO₂. Matryca wykorzystana w sondzie odtwarzającej napięcie 1 V

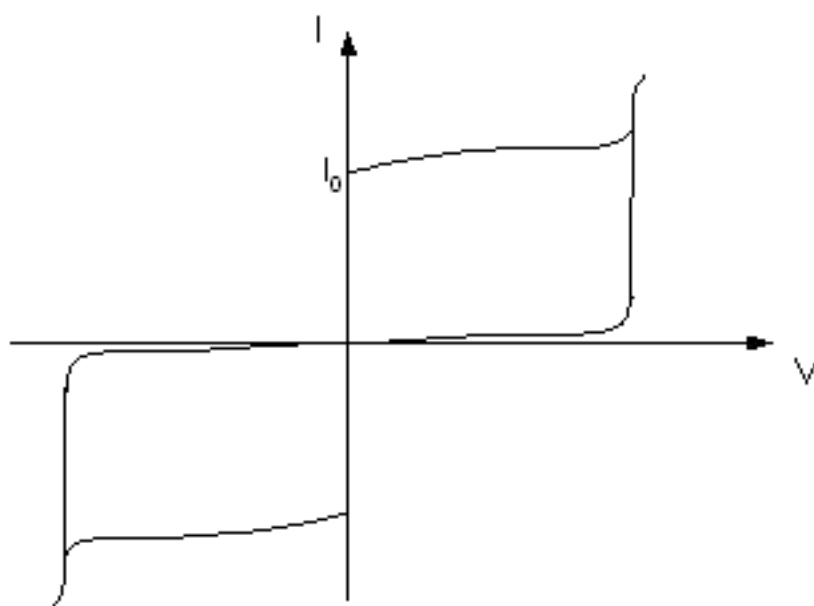


Rys. 3. Charakterystyka I-V złącza Josephsona poddanego promieniowaniu mikrofalowemu

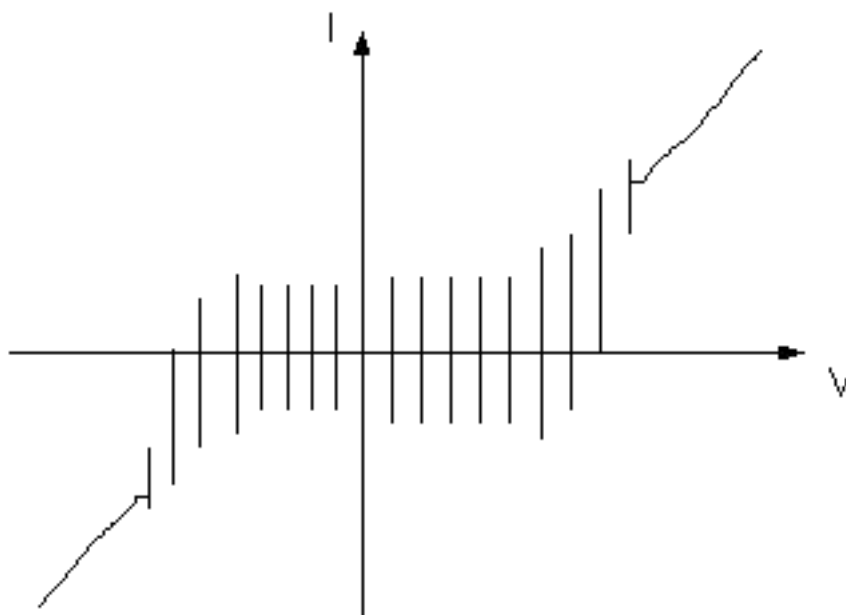


Rys. 4. Schemat budowy matrycy złącz Josephsona

składa się z ok. 2000 złącz, natomiast sonda na 10 V – z ok. 20000 złącz. Pojedyncze złącza połączone są szeregowo w linie transmisyjne, które ułożono w równoległe pasma, (rys. 4). W celu uzyskania maksymalnego napięcia przy zastosowaniu jak najmniejszej ilości złącz, konieczne jest zapewnienie jednorodnego pola mikrofalowego do wszystkich złącz umieszczonych w matrycy. Zastosowane rozwiązanie zapewnia propagację promieniowania mikrofalowego przy zapewnieniu minimalnych strat. Odpowiednie filtry umożliwiają rozdzielanie fali na wiele równoległych linii złącz, kondensatory rozdzielają układ zasilający od układu mikrofalowego.



Rys. 5 a. Charakterystyka I-V matrycy złącz Josephsona po przyłożeniu zewnętrznego pola mikrofalowego



Rys. 5 b. Charakterystyka I-V matrycy złącz Josephsona po przyłożeniu zewnętrznego pola mikrofalowego

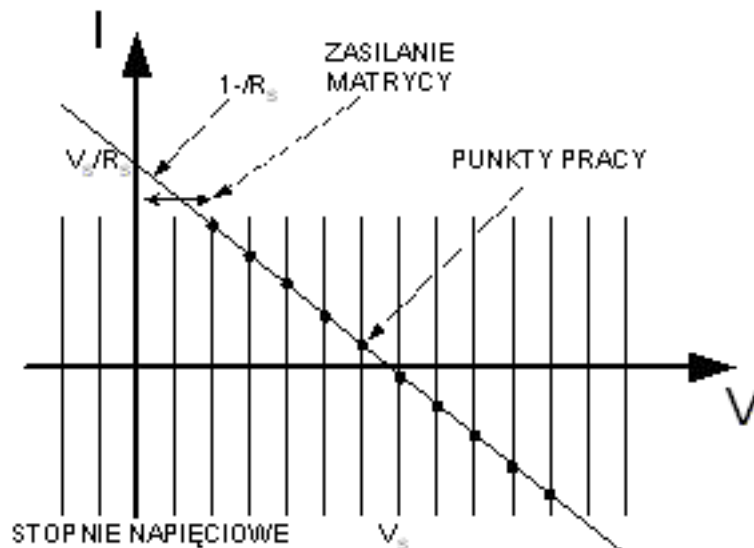
Przykładowa charakterystyka prądowo-napięciowa matrycy złącz pokazana jest na rys. 5a, natomiast ta sama charakterystyka pod wpływem promieniowania mikrofalowego przybiera postać widoczną na rys. 5b.

Po poddaniu matrycy złącz wpływowi wysokiej częstotliwości wyraźnie uwidaczniają się kolejne stopnie napięciowe, równoodległe od siebie, w całym zakresie pracy złącza. Napięcie generowane na kolejnych stopniach napięciowych pracy złącza, na podstawie zależności (3), określane jest jako

$$V_n = n \frac{h}{2e} f \quad (4)$$

gdzie n – ilość stałych stopni napięciowych. Rysunek 6 ilustruje zasadę pracy złącza generującego napięcie wzorcowe wraz z zaznaczonymi punktami pracy układu złącz. Wybór punktu pracy złącza, a co za tym idzie – otrzymanie odpowiedniego napięcia na wyjściu układu, jest zagadnieniem skomplikowanym i wymaga precyzyjnego dostrojenia mocy zasilania matrycy, poprzez nastawienie odpowiedniej częstotliwości promieniowania mikrofalowego oraz dobór impedancji obwodu zasilającego. Dobór odpowiednich parametrów pracy złącza pozwala nie tylko na uzyskanie pożądanego napięcia, ale również reguluje wartość prądu krytycznego złącza i dokładne rozdzielenie poszczególnych stopni napięciowych charakterystyki złącza.

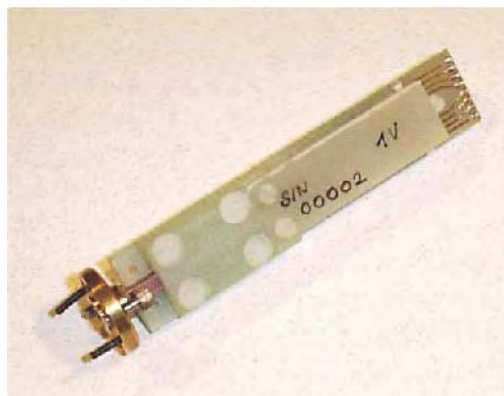
Podczas pracy systemu wzorcującego w pierwszym kroku pomiarowym mierzone jest napięcie wzorcowanego źródła napięcia z dokładnością około $70 \mu\text{V}$. Wartość ta jest



Rys. 6. Zasada pracy matrycy złącz Josephsona odtwarzającej wartość napięcia elektrycznego

wykorzystywana w kolejnych sekwencjach pomiarowych do ustalenia punktu pracy matrycy, odpowiedniego do wykonywanych pomiarów. Po ustaleniu stopnia napięciowego do układu pomiarowego włączana jest właściwie spolaryzowana matryca złącz Josephsona. Po ustaleniu nastaw pomiarowych pozwalających na przeprowadzenie wzorcowania, układ mikrofalowy dostarcza do złącz moc o wartości takiej, aby generowane napięcie elektryczne było najbliższe wartości uzyskanej z wzorca wtórnego na podstawie wstępnego pomiaru. Po dopasowaniu punktu pracy następuje wzorcowanie źródła wtórnego.

Sonda kriogeniczna z zamontowaną płytką zawierającą tablicę złącz Josephsona została pokazana na rys. 7.

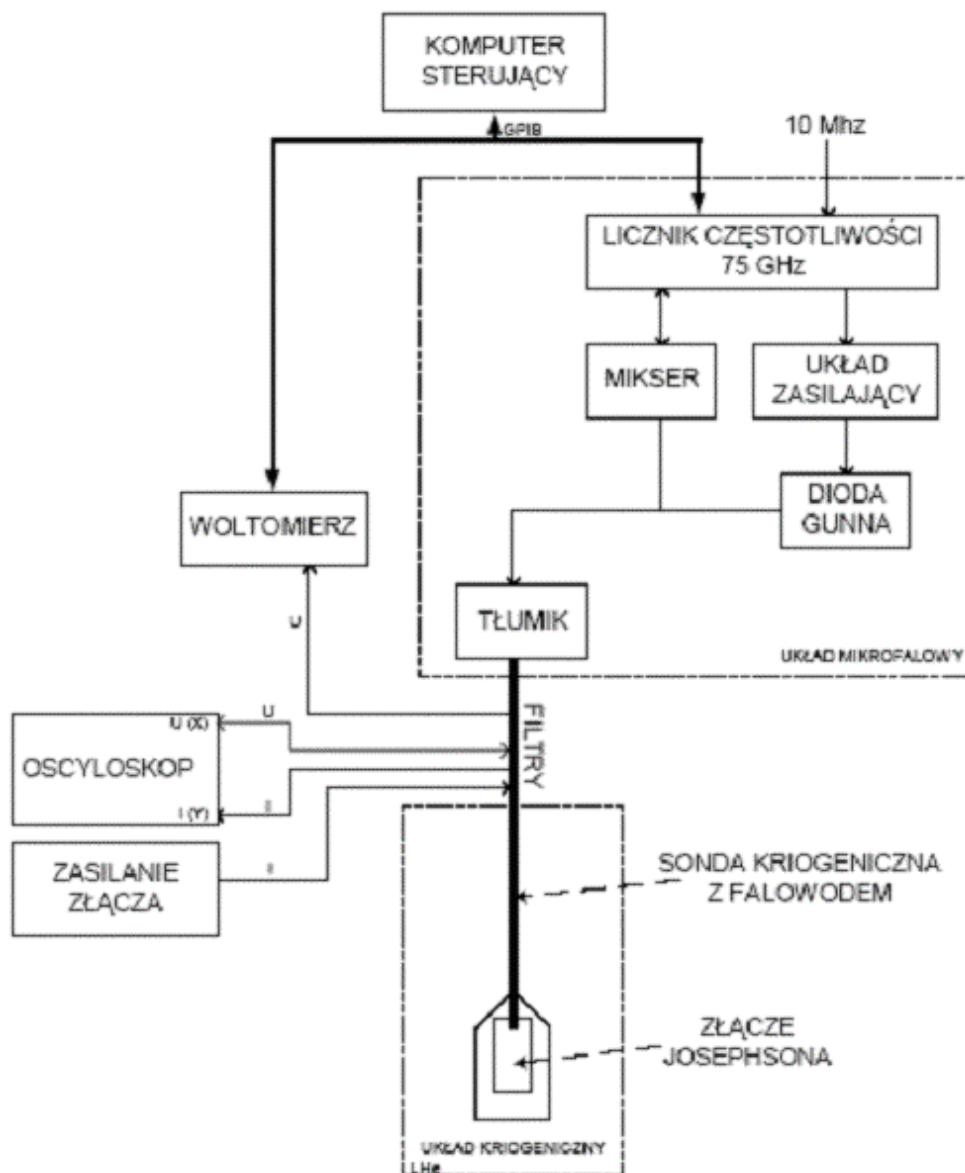


Rys. 7. Sonda zawierająca matrycę złącz Josephsona odtwarzającą napięcie 1V

4. SYSTEM DO ODTWARZANIA JEDNOSTKI NAPIĘCIA

Dla potrzeb prawidłowej pracy matrycy napięcia wzorcowego opartej o zjawisko Josephsona konieczne jest stworzenie odpowiedniego systemu pomiarowego, umożliwiającego korzystanie z tego typu wzorca. Schemat blokowy ilustrujący zasadę działania typowego układu odtwarzającego jednostkę napięcia elektrycznego, działającego w oparciu o matrycę złącz Josephsona, pokazano na rys. 8. Sterowanie systemem odbywa się

za pomocą magistrali interfejsu GPIB i programu *NISTVolt*, opracowanego przez producenta systemu, umożliwiającego bezpośrednie wzorcowanie źródeł napięcia będącymi wzorcami wtórnymi, przy zastosowaniu metody porównawczej.



Rys. 8. Schemat blokowy ilustrujący budowę stanowiska do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego działającego w oparciu o efekt Josephsona

Zasadniczą częścią systemu odtwarzania napięcia jest układ kriogeniczny. Matryca złącz Josephsona umieszczona jest na specjalnej sondzie pomiarowej, zanurzanej w kriostacie wypełnionym ciekłym helem. Dzięki konstrukcji sondy końcówka zawierająca

matrycę złącz jest wymienna, co umożliwia stosowanie matryc odtwarzających różne wartości napięcia. W sondzie umieszczono falowód do propagacji energii mikrofalowej o częstotliwości 75 GHz, a także doprowadzenia elektryczne matrycy, i filtry mikrofalowe. Złącze musi być odekranowane od wpływu zewnętrznego pola magnetycznego, a układ pomiarowy musi wykazywać się niskim poziomem szumów, zakłócających pracę układu pomiarowego.

Ważną częścią systemu odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego jest układ mikrofalowy, dostarczający do złącza moc pozwalającą na wybór jego punktu pracy. Promieniowanie mikrofalowe o częstotliwości 75 GHz generowane jest przez układ zawierający źródło oparte na diodzie Gunna. Częstotliwość ta uzyskiwana jest po powieleniu częstotliwości odniesienia 10 MHz, uzyskanej z atomowego wzorca częstotliwości znajdującego się w Laboratorium Czasu i Częstotliwości GUM.

Algorytm wzorcowania podłączonego do systemu źródła napięciowego, oparty o pomiar różnicy napięć pomiędzy napięciem pochodzącym z matrycy złącz Josephsona a napięciem wzorcowanego źródła za pośrednictwem woltomierza, powtarzany jest wielokrotnie w celu uzyskania średniej z pomiarów. System umożliwia odtwarzanie jednostki napięcia elektrycznego z niepewnością standardowej na poziomie $2 \cdot 10^{-9}$. Wartość ta uwarunkowana jest głównie niepewnością odtwarzania częstotliwości oraz niepewnością pomiaru prądu upływu w obwodzie matrycy złącz Josephsona, natomiast wzorcowanie jest wykonywane z dokładnością 10^{-8} wynikającą z parametrów przyrządów pomiarowych.



Rys. 9. System NISTVolt do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego

5. PODSUMOWANIE

Zainstalowany w Laboratorium Napięcia i Oporu Elektrycznego GUM system do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego na podstawie efektu Josephsona jest Państwowym Wzorcem Napięcia Elektrycznego – najwyższym w krajowej hierarchii wzorcem odniesienia do pomiarów napięcia elektrycznego, umożliwiającym odtwarzanie jednostki napięcia na najwyższym światowym poziomie.

Prace związane z utrzymaniem wzorca polegają na zapewnieniu jego stałej gotowości do pracy. Prawdłowo funkcjonujące złącze powinno być utrzymywane w temperaturze LHe. Równocześnie prowadzona jest kontrola poprawności doprowadzenia częstotliwości wzorcowej 10 MHz, sterującej pracą wzorca napięcia.

Wzorzec stosowany jest do okresowego, zgodnie z wymogami systemu administracji miar, przenoszenia wartości napięcia na wzorce wtórne oparte na diodach Zenera. Wzorce wtórne, stanowiące wyposażenie systemu wzorcowego, muszą być wzorcowane względem wzorca Josephsona co pół roku, ze względu na ich stabilność czasową oraz charakterystyki metrologiczne.

Aby w sposób ciągły zapewnić najwyższą jakość wzorca na poziomie międzynarodowym, wzorzec znajdujący się w Głównym Urzędzie Miar bierze udział w kluczowych porównaniach międzynarodowych [14], które są istotnym elementem utrzymania spójności pomiarowej i wyznaczania stopnia równoważności wzorców. Dzięki temu został włączony do światowego systemu miar.

LITERATURA

- [1] *Metrologia w skrócie*, GUM, Warszawa 2004
- [2] Chwaleba A., Poniński M., Siedlecki A. *Metrologia elektryczna*, WNT, Warszawa 1998
- [3] Sochocka D., Stanioch W. *Odtwarzanie i przekazywanie jednostki napięcia elektrycznego w Głównym Urzędzie Miar*, XXXII Międzyuczelniana Konferencja Metrologów, Rzeszów 2000, Materiały Konferencyjne
- [4] Dudek E., Michniewicz E., Sochocka D. *Kwantowa realizacja jednostki miary napięcia elektrycznego, ...*
- [5] Cyrot M., Pavuna D. *Wstęp do nadprzewodnictwa*, PWN, Warszawa 1996
- [6] Stankowski J., Czyżak B. *Nadprzewodnictwo*, WNT, Warszawa 1999
- [7] Rose-Innes A. C., Rhoderick E. H. *Nadprzewodnictwo*, Warszawa 1973
- [8] Hamilton C. A., Burroughs C., Kao Chieh *Operation of NIST Josephson Array Voltage Standards*, Journal of Research of the NIST, 4, 95 (1990)
- [9] Benz S. P., Dresselhau P. D., Burroughs Ch. J. Jr. *Nanotechnology for next generation Josephson voltage standards*, IEEE Trans. Instr. Meas., 6, 50 (2001)
- [10] Benz S. P., Hamilton C. A. *Application of the Josephson effect to voltage metrology*, Proc. IEEE, 10, 92 (2004)
- [11] Lallmann K. P. *Josephson-voltage standard in a working calibration laboratory*, CSIR "Test and Measurement Conference", Johannesburg 2002
- [12] Burroughs Ch. P., Benz S. P., Harvey T. E., Hammlton C. A. *1 Volt DC programmable Josephson voltage standard*, NIST 1998
- [13] Hassel J., Seppa H., Gronberg L., Suni I. *Optimization of a Josephson voltage array based on frequency dependently damped superconductor-insulator-superconductor junctions*, Rev. Sci. Instr., 7, 74 (2003)
- [14] *Final report – key comparision – BIPM.EM-K11.b*

Streszczenie: Złącza Josephsona znalazły szerokie zastosowanie we współczesnej nauce i technice. Jednym z jego zastosowań jest odtwarzanie jednostki napięcia elektrycznego. Wzorce napięcia oparte na matrycy złącz Josephsona są szeroko stosowane w instytucjach metrologicznych. W pracy przedstawiono konstrukcję i zasadę działania tego typu wzorców na przykładzie systemu do odtwarzania jednostki napięcia elektrycznego, znajdującego się w Głównym Urzędzie Miar i stanowiącego Państwowy Wzorzec Napięcia.

Słowa kluczowe: złącze Josephsona, wzorzec napięcia, układ miar, zjawisko Josephsona



PERSPEKTYWY ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW BIZMUTOWYCH W MAGNETOHYDRODYNAMICZNYCH NAPĘDACH JEDNOSTEK PŁYWAJĄCYCH

Marcin MĄKA

*Akademia Morska w Szczecinie, Instytut Nawigacji Morskiej, Zakład Łączności i
Cybernetyki Morskiej
71-500, Szczecin, Wały Chrobrego 1-2, m.maka@am.szczecin.pl*

Prospects for applications of BSCCO superconductors in magnetohydrodynamic propulsion of vessels

Abstract: *The article presents possible applications of high-temperature superconductors for the construction of excitation coils of magnetohydrodynamic propulsion systems of sea-going ships. Besides, some configurations of induction circuits adjusted to various type MHD engines are shown as well as parameters of propulsion models designed with the use of these circuits. A theoretical model of a vessel driven by two MHD engines with high-temperature BSCCO excitation coils has been proposed.*

Keywords: *magnetohydrodynamics, MHD, ship propulsion.*

1. WSTĘP

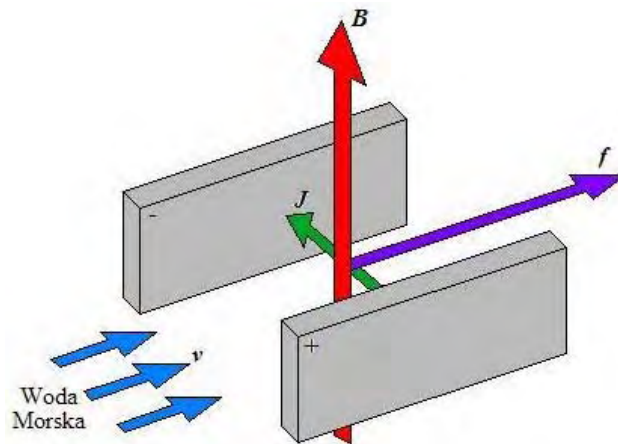
Zastosowanie napędu magnetohydrodynamicznego do napędu statków morskich może być w niedalekiej przyszłości bardzo atrakcyjnym rozwiązaniem. Głównymi argumentami przemawiającymi za stosowaniem tego rodzaju napędów są: brak w nich części ruchomych oraz łatwość sterowania. Brak konwencjonalnego układu śruby napędowej (przekładnia, wał napędowy z łożyskami, uszczelnienie wału śrubowego itp.) wydłuża czas między koniecznymi przeglądami, obniża koszty napraw i remontów oraz powoduje ograniczenie zjawiska kawitacji. Z punktu widzenia napędu okrętów podwodnych, niezwykle istotną cechą takiego silnika jest niski poziom emitowanego hałasu.

Negatywnymi cechami napędów MHD są: niska, na razie, ich sprawność w porównaniu z napędami konwencjonalnymi oraz niedostatecznie rozwinięte technologie związane z wytwarzaniem materiałów nadprzewodnikowych i wymogi tych materiałów odnośnie środowiska pracy, nie pozwalające na pełne praktyczne wykorzystanie istniejących teoretycznie rozwiązań. Problemy te powinny być systematycznie rozwiązywane w miarę postępu technologicznego, szczególnie przy produkcji materiałów nadprzewodzących.

Obecnie, rozwój technologii wytwarzania wysokotemperaturowych materiałów nadprzewodzących, a zwłaszcza związków itru i bizmutu stwarza nowe możliwości konstrukcji napędów magnetohydrodynamicznych o większej niż dotychczas sprawności i mocy.

2. BUDOWA I ZASADA DZIAŁANIA NAPĘDU MHD

Silnik magnetohydrodynamiczny jest odmianą elektrycznego silnika liniowego. Podstawowymi jego elementami są dwie zanurzone w wodzie morskiej elektrody, między którymi przepływa prąd elektryczny, oraz elektromagnesy z uzwojeniami wykonanymi z materiału nadprzewodzącego, wytwarzające silne pole magnetyczne prostopadłe do kierunku przepływu prądu. W wyniku wzajemnego oddziaływania prądu elektrycznego przepływającego przez wodę, z prostopadłym do niego polem magnetycznym, wytworzonym przez układ wzbudzenia, powstaje siła elektrodynamiczna f , zwana siłą Lorentza, która jest wykorzystywana jako siła napędowa.



Rys. 1. Zasada działania napędu magnetohydrodynamicznego

Siła elektrodynamiczna f określona jest wzorem [1]:

$$f = \int J \times B dv \quad T = \sum_{k=0}^n \frac{a_k}{b_k^2} \quad (1)$$

gdzie: J – gęstość prądu elektrycznego w jednostkowej objętości wody morskiej, B – indukcja magnetyczna, v – prędkość cieczy w kanale silnika MHD.

Zjawiska hydrodynamiczne zachodzące w silniku MHD są opisywane równaniem ciągłości ośrodka [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad (2)$$

oraz równaniem zachowania pędu w postaci równania Naviera-Stokesa:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\text{grad } p + \rho F + \mu \nabla^2 v + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div } v) \quad (3)$$

gdzie: μ - dynamiczny współczynnik lepkości cieczy, ρ - gęstość, F – suma wszystkich sił zewnętrznych działających na ciecz.

Jeżeli siła Lorentza jest dominująca, a wszystkie inne w porównaniu z nią są pomijalnie małe to możemy przyjąć, że suma wszystkich sił zewnętrznych jest równa sile Lorentza: $F = f$.

Konieczność zastosowania materiałów nadprzewodzących wynika z potrzeby uzyskania pól magnetycznych o indukcji osiągającej wartość kilkunastu tesli. Tak silne pole magnetyczne jest niezbędne do wytworzenia dużej siły ciągu oraz zapewnienia napędowi jak najwyższej sprawności elektrycznej, która jest wprost proporcjonalna do kwadratu indukcji.

Wyróżnia się dwa główne typy silników magnetohydrodynamicznych [3, 4]:

- z polem otwartym,
- z polem zamkniętym (kanałowe).

W silnikach z polem otwartym elektrody i cewki nadprzewodzące zamontowane są na zewnętrznej, podwodnej części kadłuba statku. Pole magnetyczne rozchodzi się swobodnie w przestrzeni wokół kadłuba statku, a wytworzona siła Lorentza odpycha kadłub od otaczającej go wody. Rozwiązanie takie ma jednak szereg wad. Przede wszystkim nie ekranowane, silne pole magnetyczne, rozchodzące się od uzwojeń wzbudzenia we wszystkich kierunkach, jest bardzo szkodliwe dla ludzi i środowiska naturalnego. Może zakłócać pracę urządzeń znajdujących się na statku, a nawet spowodować ich uszkodzenie. Pole magnetyczne rozchodzące się wokół statku ulega silnemu rozproszeniu i jest niejednorodne, co znacznie zmniejsza sprawność tego typu napędu.

Wad tych pozbawiony jest napęd z polem zamkniętym. Jest on skonstruowany w formie kanału, najczęściej o przekroju okrągłym, owalnym lub prostokątnym. Elektromagnesy nadprzewodzące rozmieszcza się wokół kanału w taki sposób, aby pole magnetyczne koncentrowało się wewnątrz napędu. Dzięki odpowiedniemu rozmieszczeniu uzwojeń wzbudzenia można uzyskać prawie całkowite zamknięcie się pola magnetycznego w obrębie silnika i znacznie ograniczyć wartość pola rozpraszanego przez wlot i wylot. W ten sposób uzyskujemy wyższą sprawność napędu oraz minimalizujemy zagrożenie dla ludzi i środowiska.

Klasyfikując napędy MHD ze względu na konstrukcję kanału wyróżnia się:

- a) silniki z przepływem cieczy równoległym do osi podłużnej kanału, w których pole magnetyczne jest prostopadłe do tej osi, w tym:

- napędy z kanałem pierścieniowym (według nomenklatury angielskiej „annular ducting type”),
 - napędy z kanałem wewnętrznym (według nomenklatury angielskiej „inner ducting type”), o różnych kształtach przekroju poprzecznego kanału,
- b) silniki z przepływem śrubowym, w których pole magnetyczne jest równoległe do osi podłużnej kanału (z elektromagnesami w formie solenoidu).

3. MATERIAŁY NADPRZEWODZĄCE

Stosowane dotychczas na uzwojenia materiały nadprzewodzące (NbTi) znacznie poprawiały parametry elektromagnesów w stosunku do elektromagnesów z uzwojeniami miedzianymi. Uzyskiwane wartości indukcji magnetycznej sięgały kilku tesli (4-6 T). W dalszym ciągu jednak, jest to zbyt mało w stosunku do potrzeb.

Wśród materiałów nadprzewodzących, które mogłyby znaleźć praktyczne zastosowanie w napędach MHD, zwracają uwagę:

1. związki z grupy A-15 o wysokich polach krytycznych: Nb_3Al , Nb_3Sn ,
2. nadprzewodniki wysokotemperaturowe uzyskiwane na bazie związków bizmutu (tzw. BSCCO): $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_8$ (BSCCO -2212) oraz $\text{Bi}_2\text{Ca}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (BSCCO -2223),
3. nadprzewodniki wysokotemperaturowe uzyskiwane na bazie związków itru, a w szczególności $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$,
4. dwuborek magnezu MgB_2 .

Zaletą materiałów opartych na związkach niobu jest fakt, że są one materiałami metalicznymi. Wytwarzanie z nich uzwojeń elektromagnesów jest znacznie łatwiejsze niż w przypadku np. związków itru. Nadprzewodniki z grupy A-15 względnie tanie, znacznie lepiej jest też opracowana technologia ich wytwarzania oraz uzyskiwania odcinków przewodu o znacznej długości. Odznaczają się one także znacznie wyższą wytrzymałością mechaniczną w porównaniu do taśm z nadprzewodników wysokotemperaturowych co pozwala im lepiej wytrzymywać naprężenia wywoływane w uzwojeniach przez pola magnetyczne o dużym natężeniu. Związek niobu i aluminium - Nb_3Al jest jak dotychczas substancją o jednym z najwyższych: polu i prądzie krytycznym spośród nadprzewodników metalicznych [5].

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe uzyskiwane na bazie związków bizmutu są bardzo obiecującym materiałem jeżeli chodzi o zastosowanie do wytwarzania elektromagnesów dla napędów magnetohydrodynamicznych. Okrągły przewód z materiału Bi-2212 ma zbliżoną do poziomej charakterystykę $J_c=f(B)$ w temperaturze 4,2 K w zakresie od 0 do prawie 30 T. Prąd krytyczny przy polu 12 T ma wartość 2000 A/mm², przy 28 T wartość prądu spada zaledwie do 1100 A/mm² [6]. Produkowany jest metodą PIT (powder in tube) w odcinkach o znacznej długości – powyżej 1500 m. Jego przeznaczeniem było np. zastosowanie go w produkcji elektromagnesów do akceleratorów.

Taśmy z Bi-2223 odznaczają się również niewielkim nachyleniem charakterystyki $J_c=f(B)$. Jednakże maksymalne wartości pola krytycznego są ograniczone do około 15 T w temperaturze 4,2 K. Krytyczne wartości gęstości prądu osiągają wartość 1,1 kA/mm² przy 15 T. Są jednak zależne od położenia linii pola w stosunku do powierzchni taśmy nadprzewodnikowej. Wcześniej wspomniana wartość 1,1 kA/mm² osiągana jest przy polu równoległym do powierzchni taśmy. Przy polu prostopadłym wartość prądu krytycznego maleje do 900 A/mm². W temperaturze ciekłego azotu (77 K) wartości krytyczne spadają do $1,8 \cdot 10^4$ A/cm² przy zerowym polu [7].

Taśmy 2-generacji wykonane z $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mogą być w niedalekiej przyszłości bardzo dobrym materiałem do wykonania uzwojeń elektromagnesów. Ich podstawową zaletą są bardzo wysokie wartości krytyczne: prądu, indukcji i temperatury. W 2002 r., w taśmie szerokości jednego centymetra, długości 10 m osiągnięto przepływ prądów o natężeniu około 250 A. Już w dwa lata później (2004) przekroczono 300 A (gęstość prądu 3 MA/cm^2) w temperaturze ciekłego azotu (77 K) [8]. Największą wadą tego materiału są w chwili obecnej trudności technologiczne w wytwarzaniu odcinków taśmy o znacznej długości. Jednak bardzo szybki rozwój technologiczny i znaczne nakłady finansowe na badania pozwalają mieć nadzieję na opracowanie w niedalekiej przyszłości metod produkcji przewodów o znacznej długości nadających się do produkcji uzwojeń.

Dwuborek magnezu MgB_2 jest w chwili obecnej „najmłodszym” materiałem nadprzewodzącym. Jego temperatura krytyczna wynosi 39 K. Dotychczas udało się uzyskać krytyczne wartości gęstości prądu rzędu $2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ w temperaturze helowej przy zerowym polu zewnętrznym w taśmie wykonanej metodą PIT (proszek MgB_2 w rurce stalowej). W polu zewnętrznym 10 T gęstość prądu spada do około 100 A/cm^2 [9].

Pomimo, że zjawisko nadprzewodnictwa w dwuborku magnezu odkryto stosunkowo niedawno, to sam materiał jest znany co najmniej od lat 50-tych. Jego niezwykle ważnymi zaletami są: stosunkowo niska cena – około 400 \$ za kilogram oraz możliwość produkcji długich odcinków przewodu z wykorzystaniem stosunkowo dobrze opracowanej technologicznie metody PIT z wykorzystaniem rurek stalowych a nie srebrnych jak w przypadku YBCO czy BSCCO, co pozwala uzyskać taśmy (przewody) o dużej wytrzymałości mechanicznej oraz znacznie ograniczyć koszty produkcji. Stosunkowo proste jest również wytwarzanie przewodów wielowłóknowych [10]. Niestety, w chwili obecnej, osiągane niskie wartości krytycznego pola magnetycznego dyskwalifikują ten materiał jeżeli chodzi o zastosowania w silnych polach (NMR, napędy MHD itp.). Jednakże ciągły postęp technologiczny pozwala mieć nadzieję, że w najbliższej przyszłości będzie możliwe zastosowanie dwuborku magnezu w silnych polach.

4. WYMAGANIA STAWIANE MATERIAŁOM KONSTRUKCYJNYM STOSOWANYM W TECHNICIE MORSKIEJ

Specyfika warunków pracy urządzeń okrętowych wynika z oddziaływania na urządzenia elektryczne trzech czynników: drgań, specyficznych warunków atmosferycznych oraz dużej wilgotności. Czynniki te sprawiają, że materiały stosowane w urządzeniach elektrotechniki morskiej muszą spełniać szereg wymagań nie uwzględnianych w elektrotechnice „lądowej”. Dotyczy to zwłaszcza właściwości materiałów izolacyjnych oraz konstrukcji okrętowych urządzeń elektrycznych.

Wymagana jest:

1. Odporność na drgania o różnych częstotliwościach i amplitudach wytwarzane zwłaszcza przez agregaty prądotwórcze,
2. Normalna praca w zakresie temperatur otoczenia od -20°C do $+60^\circ\text{C}$,
3. Odporność na warunki atmosferyczne spotykane na morzu, dużą wilgotność otoczenia, żrące osady soli, osady i opary oleju.

Zastosowanie powyższych wymagań przy konstrukcji napędów magnetohydrodynamicznych z nadprzewodzącymi uzwojeniami wzbudzenia oznaczało by w praktyce:

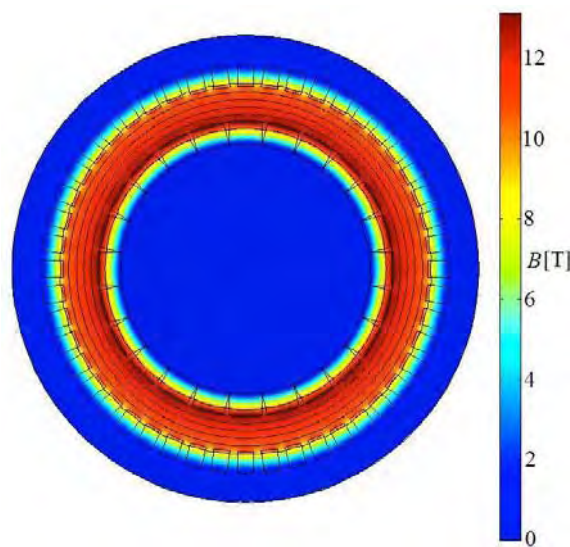
1. Konieczność zapewnienia odpowiednio wydajnego układu chłodzenia, zdolnego do utrzymania temperatury uzwojeń na poziomie zapewniającym ich prawidłową pracę nawet w warunkach tropikalnych,
2. Taką konstrukcję i izolację uzwojeń, doprowadzeń prądowych itp., która zapewni odporność na drgania, wysoką wilgotność, ewentualny, krótkotrwały kontakt z wodą morską oraz żrący osad soli,

5. PROPONOWANE KONSTRUKCJE OBWODÓW WZBUDZENIA

Obwody magnetyczne napędów kanałowych z przepływem cieczy równoległym do osi podłużnej kanału przybierają najczęściej jedną z dwóch form, zależnie od typu silnika:

- w silnikach z kanałem pierścieniowym: obwody wieloelementowe, z elementami ułożonymi koncentrycznie na dwóch okręgach o różnej średnicy i wspólnym środku,
- w silnikach z kanałem wewnętrznym: obwody magnetyczne składające się z kilku lub kilkunastu elementów rozmieszczonych wokół kanału. Ich kształt i liczba zależna jest od kształtu i rozmiarów przekroju poprzecznego kanału.

Jedną z możliwych konfiguracji obwodu magnetycznego dla napędu z kanałem pierścieniowym jest model teoretyczny przedstawiony na rysunku (2). Liczba i rozmiar elementów zostały zoptymalizowane pod kątem uzyskania koncentracji pola w obszarze roboczym i zminimalizowania jego rozproszenia wokół napędu.



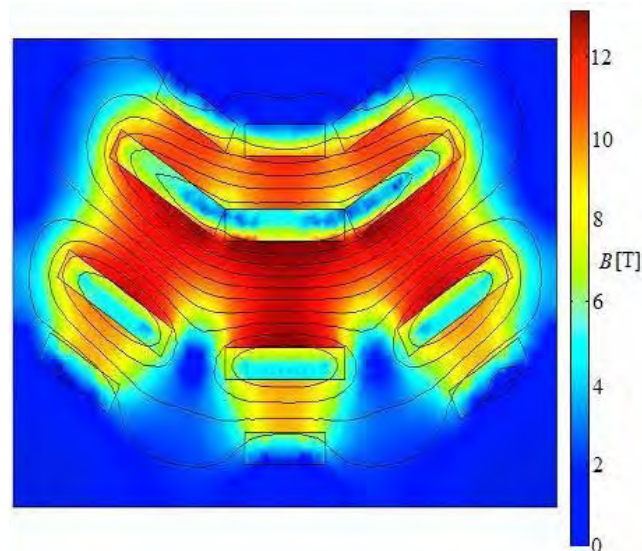
Rys. 2. Obwód magnetyczny napędu z kanałem pierścieniowym

Długość kanału $l = 15$ m, promień krzywizny części roboczej $R = 2 \div 2,5$ m. Przy gęstości prądu wzbudzenia $J_w = 40$ A/mm² średnia wartość indukcji magnetycznej w obszarze roboczym wynosi $B = 11,68$ T, a energia magnetyczna $W_m = 54,53$ MJ. Dla prędkości nominalnej $v = 20$ kn $\approx 10,28$ m/s, przy prądzie płynącym między elektrodami $I = 36$ kA moc użyteczna napędu wynosi 1,32 MW przy sprawności $\eta = 0,598$.

Jak już wcześniej wspomniano konfiguracja obwodu magnetycznego w napędach z kanałem wewnętrznym w znacznym stopniu zależy od kształtu powierzchni przekroju kanału [11, 12]. Jednym z możliwych rozwiązań dla kanału o przekroju prostokątnym jest obwód magnetyczny przedstawiony na rysunku (3). Główny kanał silnika składa się z trzech segmentów ułożonych obok siebie, obróconych o kąt 20° . Przy każdym segmencie kanału głównego zostały umieszczone po dwa dodatkowe elementy obwodu magnetycznego tworzące dwa kanały boczne. Ich zadaniem jest ograniczenie rozproszenia pola wokół napędu i wykorzystanie energii tego pola do wytworzenia dodatkowej siły ciągu w kanałach bocznych.

Gęstość prądu wzbudzenia w głównych uzwojeniach wzbudzenia wynosi $J_w = 60 \text{ A/mm}^2$. W elementach pomocniczych jest o połowę niższa. Średnia wartość indukcji w kanale głównym jest równa $B = 11,75 \text{ T}$. W kanale o długości 15 m, przy prędkości nominalnej $v = 20 \text{ kn}$ i prądzie płynącym między elektrodami $I = 8 \text{ kA}$ moc użyteczna napędu wynosi 0,89 MW przy sprawności $\eta = 0,637$.

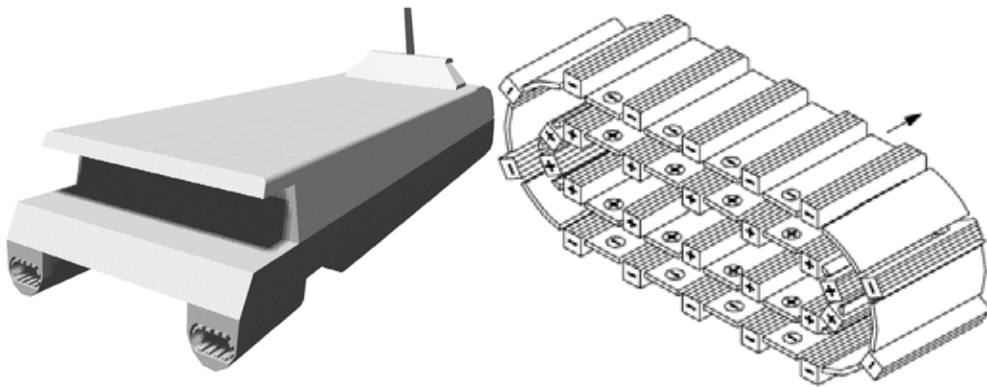
Wadą tego typu obwodów magnetycznych jest stosunkowo wysokie rozproszenie pola w porównaniu do napędów pierścieniowych, zaletą znacznie mniejsza powierzchnia przekroju poprzecznego i mniejszy opór stawiany przy poruszaniu się jednostki pływającej.



Rys. 3. Obwód magnetyczny napędu z kanałem wewnętrznym

Przykładem rozwiązania kompromisowego może być obwód magnetyczny przedstawiony na rysunku (4). Konstrukcja pierścieniowa zapewnia koncentrację pola i minimalizację rozproszenia, a spłaszczenie obwodu mniejsza opór hydrodynamiczny.

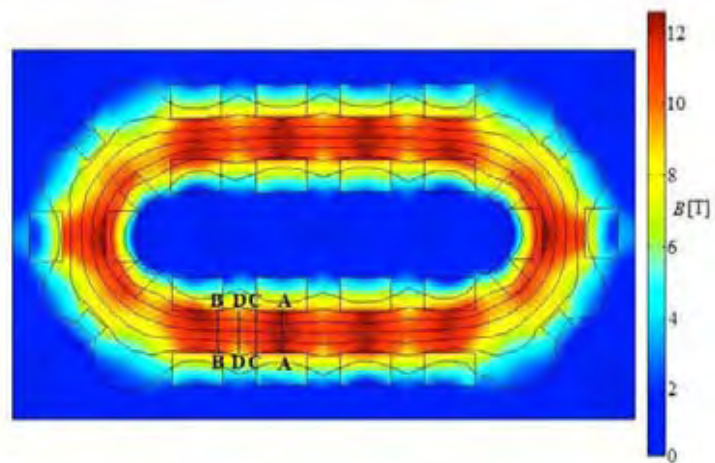
Proponowany model statku (rysunek 4), napędzany jest dwoma płaskimi, pierścieniowymi silnikami MHD o mocy 1,06 MW każdy. Parametry pojedynczego silnika przedstawione są w tabeli (1). Na rysunkach (5) i (6) pokazany jest rozkład pola w kanale silnika.



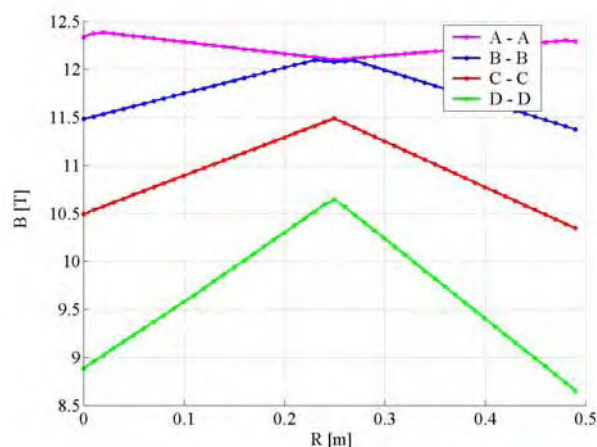
Rys. 4. Proponowany model silnika MHD

Tabela 1. Parametry proponowanego modelu silnika

Typ kanału silnika	zamknięty, płaski
Liczba kanałów w silniku	10
Gęstość prądu w obwodzie wzbudzenia	$I_w = 40 \text{ A/mm}^2$
Prąd płynący między elektrodami	$I = 2 \text{ kA}$
Długość kanału	$l = 15 \text{ m}$
Prędkość nominalna	$v = 20 \text{ kn}$
Średnia wartość indukcji magnetycznej w kanale	$B = 12,085 \text{ T}$
Moc użyteczna	$P = 1,06 \text{ MW}$
Sprawność przy prędkości nominalnej	$\eta = 0,741$



Rys. 5. Rozkład pola magnetycznego w proponowanym modelu napędu



Rys. 6. Rozkład pola magnetycznego na różnych przekrojach kanału

Parametry proponowanego, teoretycznego modelu napędu MHD mogą być punktem wyjściowym do dalszych badań i konstrukcji modelu praktycznego jednostki pływającej napędzanej silnikiem magnetohydrodynamicznym.

6. PODSUMOWANIE

Obecny stan technologii materiałów nadprzewodnikowych i przewidywane w najbliższych latach perspektywy ich rozwoju pozwalają przystąpić do praktycznej realizacji napędów magnetohydrodynamicznych. Elektromagnesy wykonane z wysokotemperaturowych materiałów nadprzewodzących chłodzonych płynnym helem lub azotem i termicznie izolowanych od otoczenia, pozwalają obecnie tworzyć silne pole magnetyczne, wymaganych dla silników MHD o dużej sile ciągu.

Gwarancją efektywnej pracy i ograniczenia rozproszenia pola jest wykonanie silnika w formie kanału z zamkniętym polem magnetycznym i koncentracją energii elektromagnetycznej w części roboczej kanału.

Jedno z efektywnych rozwiązań polega na zastosowaniu płaskiego kanału silnika z zamkniętym polem magnetycznym.

Zaproponowana struktura napędu MHD z polem zamkniętym może służyć jako napęd statków i innych obiektów techniki morskiej, ponieważ charakteryzuje się brakiem części ruchomych, posiada moc niezbędną dla osiągnięcia wysokich prędkości ruchu obiektów pływających, wysoką sprawność przekształcenia energii i niski poziom wibracji. Jednak dla praktycznej realizacji i szerokiego zastosowania napędów MHD w technice morskiej konieczne jest jeszcze rozwiązanie całego szeregu problemów technologicznych i inżynierskich, a zwłaszcza udoskonalenie technologii wytwarzania materiałów nadprzewodzących tak aby możliwe było uzyskanie pól magnetycznych o indukcji ponad 20 T w dużych szczelinach.

7. LITERATURA (REFERENCES)

- [1] Бирзвалк Ю. А., Основы теории и расчета кондукционных МГД-насосов постоянно тока, „Зинатне”, Рига 1968,
- [2] Tillack M. S., Morley N. B., Magnetohydrodynamic, 14th Edition, McGraw Hill 1998,
- [3] Akagi S., Fujita K., Soga K., Optimal Design of Thruster System for Superconducting Electromagnetic Propulsion Ship, Proceedings of the 5th International Marine Design Conference, Delft, Netherlands May 1994,
- [4] Iwata A., Superconducting Electromagnetic Propulsion System, 39 Bulletin of the M.E.S.J., Vol. 18 (1990), No.1, 35-44,
- [5] Nakagawa K., Yamanaka T., Tagawa K., Moriai H., Aihara K., Takeuchi T., Wada H., Nb3Al Superconducting Wire for Strong-magnetic-field Applications, Hitachi Cable Review No.19 (August 2000),
- [6] Koizumi T., Hasegawa T., Nishioka J., Hikichi Y., Nakatsu T., Kumakura H., Kitaguchi H., Matsumoto A., Nagaya S., Bi-2212 Phase Formation Process in Multifilamentary Bi-2212/Ag Wires and Tapes, Applied Superconductivity Conference ASC2004, Jacksonville 2004,
- [7] Sneary A. B., Friend C. M., Hampshire D. P., Design, fabrication and performance of a 1.29 T Bi-2223 magnet, Superconductor Science And Technology 14 (2001) 433–443 Institute Of Physics Publishing 2001,
- [8] Malozemoff A. P., AMSC - Second Generation HTS Wire: An Assessment, American Superconductor Corporation, July 2004,
- [9] Goldacker W., Schlachter S. I., Reiner H., Zimmer S., Obst B., Kiesel H., Nyilas A., Mechanically reinforced MgB2 wires and tapes with high transport currents, Institut fuer Technische Physik, Forschungszentrum Karlsruhe, 2002,
- [10] Sargent P., Commercial superconductors for motors and generators, Diboride Conductors Ltd, 2004,
- [11] Mąka M., Optymalizacja parametrów napędu magnetohydrodynamicznego z kanałem o przekroju eliptycznym, Przegląd Elektrotechniczny R. 81 NR 7-8/2005, str. 86 - 91
- [12] Mąka M. Optymalizacja parametrów napędu magnetohydrodynamicznego z kanałem o przekroju okrągłym, Международной научно-практической конференции молодых ученых, студентов и аспирантов „Анализ и прогнозирование систем управления”, Санкт-Petersburg, kwiecień 2005, str. 75 – 88,

Streszczenie: W artykule omówione są perspektywy zastosowania wysokotemperaturowych materiałów nadprzewodzących do konstrukcji uzwojeń wzbudzenia magnetohydrodynamicznych systemów napędowych statków morskich. Przedstawione zostały także wybrane konfiguracje obwodów wzbudzenia dostosowanych do silników MHD różnych typów oraz parametry modeli napędu opracowanych z wykorzystaniem tych obwodów. Zaproponowany został model teoretyczny jednostki pływającej napędzanej dwoma silnikami MHD z uzwojeniami wzbudzenia z wysokotemperaturowego BSCCO.

Słowa kluczowe: magnetohydrodynamika, MHD, napęd magnetohydrodynamiczny



TECHNOLOGIA WYTWARZANIA I WŁAŚCIWOŚCI ELEKTRYCZNE MgB_2

Jacek RYMASZEWSKI¹⁾, Marcin LEBIODA²⁾, Ewa KORZENIEWSKA³⁾

Politechnika Łódzka
Instytut Elektrotechniki Teoretycznej, Metrologii i Materiałoznawstwa,
Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
90-924 Łódź, ul. Stefanowskiego 18/22

¹⁾ jacekrym@matel.p.lodz.pl

²⁾ marcleb@matel.p.lodz.pl

³⁾ ewakorz@matel.p.lodz.pl

Technology of preparing and electrical properties of MgB_2

Abstract: The technology of fabricating of massive MgB_2 samples and tapes with MgB_2 core elaborated by authors is presented in the article. The in situ method is adapted to processing samples. The mixed powders of magnesium and boron were synthesized to MgB_2 in temperature over 650 °C. Received samples of tapes in the steel shield were researched with using the helium cryocooler in temperature range of 9-300 K. The critical temperature of the obtained samples is near 38 K, and the density of critical current is near 3000 A/cm² for 24 K.

Keywords: superconductivity, magnesium diboride

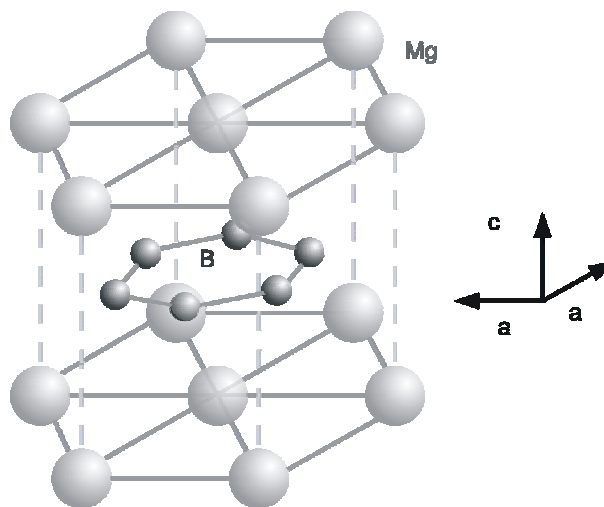
1. WSTĘP

Poszukiwanie nowych materiałów nadprzewodzących o jak najwyższej temperaturze krytycznej jest jednym z ważniejszych zadań jakie stawia przed sobą dzisiejsza nauka. Odkrycie w 1986 roku wysokotemperaturowych nadprzewodników tlenkowych (HTS) zrewolucjonizowało wiedzę w tym zakresie. Pomimo ogromnych nakładów na badania i wysokiej temperatury krytycznej ($T_c \sim 100\text{K}$) nadprzewodniki tlenkowe sprawiają jednak wiele problemów w sferze aplikacji, głównie ze względu na skomplikowaną budowę chemiczną i w konsekwencji trudności natury technologicznej. Nowy przełom w tej dziedzinie dokonał się w 2001 roku. Zespół pod kierunkiem prof. Akimitsu z Aoyama

Gakuino University w Tokio doniósł o odkryciu nadprzewodnictwa w dwuborku magnezu MgB_2 – znanym od lat 50-tych XX wieku, prostym związku międzymetalicznym [1]. Podawana wartość temperatury krytycznej ($T_c=39\text{K}$) była wprawdzie niższa od temperatury krytycznej nadprzewodników HTS, ale również wyraźnie wyższa od metalicznych nadprzewodników niskotemperaturowych LTS ($\text{Nb}_3\text{Ge} \sim 23\text{K}$). Szybko okazało się, że dwuborek magnezu stanowi nową jakość w grupie materiałów nadprzewodzących i ma przed sobą szerokie perspektywy. Związek ten charakteryzuje się korzystnymi właściwościami technologicznymi i aplikacyjnymi. Jest również bardzo interesujący ze względu na szereg unikalnych cech wynikających z budowy elektronowej, mających zasadnicze znaczenie dla zrozumienia istoty zjawiska nadprzewodnictwa. Należy do nich zaliczyć przede wszystkim obecność dwóch przerw energetycznych oraz istnienie dwóch populacji elektronów, czego efektem są pary elektronowe o różnej energii potrzebnej do ich rozerwania [2].

2. WŁAŚCIWOŚCI DWUBORKU MAGNEZU

Dwuborek magnezu jest prostym związkiem międzymetalicznym o strukturze warstwowej powstającej z kolejno nakładających się warstw Mg i B_2 (rys. 1) [1]. Warstwy Mg składają się z atomów tworzących sieć trójkątną. Atomy B tworzą sieć heksagonalną, zatem warstwy B_2 mają postać plastra miodu, podobnie do płaszczyzn węglowych w graficie [1]. Struktura MgB_2 wykazuje znacznie mniejszą anizotropię w porównaniu do nadprzewodników tlenkowych (parametry sieciowe $a = 3,086 \text{ \AA}$, $c = 3,524 \text{ \AA}$).



Rys. 1. Struktura krystaliczna MgB_2

Odległość koherencji wynosi $\xi \approx 5 \text{ nm}$ [3,4], zaś głębokość wnikania $\lambda \approx 140[3]-180 [4] \text{ nm}$. Z powyższych danych wynika, że MgB_2 jest nadprzewodnikiem drugiego rodzaju (parametr Ginzburga-Landaua $\kappa = \lambda/\xi \gg 0,7$).

Dwuborek magnezu jest związkiem o dużej twardości i jednocześnie dużej kruchości. Mikrotwardość Vickersa wynosi $\text{HV} \sim 1700-2800 \text{ kG/mm}^2$ [5]. Nie jest zatem możliwe wykonanie drutów bezpośrednio z MgB_2 , podobnie jak z nadprzewodników tlenkowych.

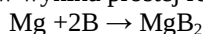
Wysoka temperatura krytyczna ($\sim 39\text{K}$)[1], w porównaniu do dotychczas znanych nadprzewodników niskotemperaturowych LTS, umożliwia zastąpienie ciekłego helu jako środka chłodzącego przez ciekły wodór ($20,3\text{ K}$) lub ciekły neon ($27,1\text{ K}$). Do chłodzenia MgB_2 mogą również zostać użyte coraz bardziej popularne i tanie kriochłodziarki mechaniczne. Prosta budowa chemiczna, łatwość syntezy, czy też brak silnej anizotropii strukturalnej w porównaniu do nadprzewodników HTS radykalnie upraszczają technologię wytwarzania drutów i taśm z MgB_2 . Nie jest konieczne tekstuowanie struktury tak jak dla taśm BSCCO (jednoosiowe) i YBCO (dwuosiowe). Ze względu na stosunkowo dużą odległość koherencji i metaliczny charakter granic ziaren [6] w dwuborku magnezu nie obserwuje się efektu słabych złączy - podstawowego problemu dla nadprzewodników tlenkowych. Niski koszt i łatwa dostępność komponentów potrzebnych do syntezy związku oraz możliwość stosowania żelaza, czy nawet zwykłej stali jako materiału na matrycę w drutach i taśmach, czynią dwuborek magnezu materiałem atrakcyjnym również z ekonomicznego punktu widzenia. Dodatkową zaletą MgB_2 jest mały ciężar właściwy ($\sim 2,6\text{ g/cm}^3$) [5], umożliwiający zmniejszenie ciężaru urządzeń, w których wykorzystuje się ten materiał.

Najważniejszymi parametrami nadprzewodników z aplikacyjnego punktu widzenia są jednak parametry elektryczne i magnetyczne. W zależności od gęstości rezystywności w stanie normalnym (50 K) może przyjmować bardzo różne wartości ($\rho = 0,0038\text{ }\mu\Omega\text{m}$ [7], $\rho > 1\text{ }\mu\Omega\text{m}$ [8]). Możliwa do osiągnięcia mała wartość rezystywności jest również bardzo korzystna w praktycznych zastosowaniach ze względu na możliwość transportu prądów o dużych wartościach nawet w stanie normalnym.

W pierwszych raportach z pomiarów MgB_2 ukazywano stosunkowo niewielkie wartości gęstości krytycznej prądu, pola nieodwracalności i górnego pola krytycznego oraz przede wszystkim silny wpływ pola magnetycznego na gęstość krytyczną prądu ze względu na słaby pinning wirów w stanie mieszanym. Jednakże postęp technologiczny umożliwił osiągnięcie lepszych rezultatów w porównaniu do nadprzewodników niskotemperaturowych na bazie Nb. Yamada i inni [9] osiągnęli gęstość krytyczną $2,5 \cdot 10^4\text{ A/cm}^2$ w polu magnetycznym o indukcji 10 T i temperaturze $4,2\text{ K}$ dla jednofilamentowego drutu Fe i rdzeniem domieszkowanym nanoproszkiem SiC. Gurevich i inni [10] zaprezentowali wyniki badań cienkich warstw MgB_2 w temperaturze $4,2\text{ K}$. Osiągnięte wartości górnego pola krytycznego to: odpowiednio 28 T i 45 T , dla pola zorientowanego prostopadle i równoległe do powierzchni próbki. Podawane wartości pola nieodwracalności wynoszą analogicznie: 22 T i 39 T .

3. TECHNOLOGIA WYTWARZANIA

Dwuborek magnezu powstaje w wyniku prostej reakcji chemicznej:



Najbardziej popularnymi metodami otrzymywania MgB_2 są: synteza mieszaniny proszków Mg i B w podwyższonej temperaturze [1] i synteza mechaniczna (mechanical alloying) [11,12]. Możliwe są również inne techniki, np. reakcja elektrochemiczna w temperaturze otoczenia [13].

Technologie wytwarzania próbek oraz taśm i drutów MgB_2 można podzielić na dwie podstawowe grupy:

- In situ – syntezie poddawane są nieprzetworzone proszki Mg i B. W jednym cyklu technologicznym powstaje produkt o żądanej postaci i jednocześnie zachodzi reakcja chemiczna między borem i magnezem.

- Ex situ – w procesie technologicznym używany jest wcześniej zsyntezowany proszek MgB_2 , a trakcie spiekania powinna mieć miejsce jego pełna rekrytalizacja.

Głównym celem technologów zajmujących się dwuborkiem magnezu jest zwiększenie wartości gęstości krytycznej prądu i zminimalizowanie wpływu pola magnetycznego na właściwości transportowe. Do najważniejszych zabiegów poprawiających właściwości elektryczne i magnetyczne MgB_2 należy zaliczyć:

- zwiększanie czystości Mg i B poprzez stosowanie ich prekursorów, np. MgH_2 [14],
- domieszkowanie chemiczne MgB_2 cząsteczkami o wymiarach rzędu nanometrów, np. nanoproszkiem węgla krzem SiC. Domieszka 10 % (wag.) SiC zwiększa o ponad rząd wielkości wartość gęstości krytycznej prądu [15].

Podobnie jak w przypadku nadprzewodników HTS, z dwuborku magnezu wytwarzane są próbki masywne, warstwy cienkie oraz taśmy i druty jedno- lub wielofilamentowe, mające największe znaczenie praktyczne. Taśmy i druty są zwykle wykonywane przy użyciu technologii proszek w rurze - PIT (powder-in-tube) [16] i ich zmodyfikowanych wersji PICT (powder-in-close-tube) oraz PICT-diffusion [17]. Najlepsze rezultaty osiągnięto stosując jednowarstwowe rury z żelaza lub stali nierdzewnej SS, niklu oraz stopu Monela i rury dwuwarstwowe, np. SS/Cu, w których wewnętrzna warstwa stali nierdzewnej jest kompatybilna chemicznie z MgB_2 a zewnętrzna warstwa Cu zapewnia dobre właściwości cieplne drutu. Aby zapobiec zachodzeniu reakcji chemicznych między MgB_2 a płaszczem metalowym stosowane są cienkie powłoki z Nb lub Ta, oddzielające rdzeń i płaszcz.

4. EKSPERYMENT

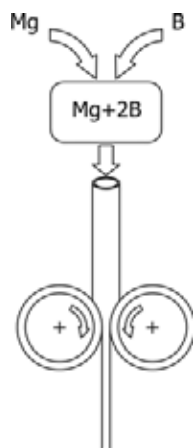
Do otrzymania masywnych próbek dwuborku magnezu oraz taśm z rdzeniem MgB_2 metodą in situ zastosowano komercyjne proszki: Mg o czystości $\geq 99\%$ i B o czystości 95-97%. Proszki rozdrobniono i wymieszano w młynie kulowym, a powstałą mieszaninę podzielono na dwie części. Pierwszą część $\text{Mg}+2\text{B}$ sprasowano do postaci prostopadłościanów o wymiarach 12x5x5 mm. Pozostałą część otrzymanego proszku użyto do wykonania taśmy z rdzeniem MgB_2 , wykorzystując technologie PIT (rys. 2). Jako matrycę zastosowano rurkę ze stali niskowęglowej o średnicy zewnętrznej 5 mm i grubości ścianki 1 mm. Po wsypaniu proszku $\text{Mg}+2\text{B}$, rurkę poddano wielokrotnemu walcowaniu. W efekcie otrzymano taśmę o grubości 1 mm i szerokości 7 mm.

Próbki poddano obróbce cieplnej w wysokotemperaturowym piecu rurowym. Próbki masywne wygrzewano w temperaturze 640 °C przez 2 godziny w atmosferze argonu i ciśnieniu atmosferycznym. Taśmę pocięto na odcinki o długości ok. 6cm i spiekano w temperaturze 700 °C przez 1,5 godziny. Proces spiekania taśm przeprowadzono dwuwariantowo, tj. w atmosferze argonu i w próżni.

Wytworzone próbki masywne charakteryzowały się bardzo dużą kruchością i porowatością. Z tego względu przeprowadzenie badań ich właściwości elektrycznych okazało się niemożliwe. Ze względu na to, że synteza zachodzi w temperaturze zbliżonej do temperatury topnienia magnezu (651 °C), próbki bez stabilizacji mechanicznej ulegają deformacji i degradacji w wyniku swobodnej penetracji przez cząsteczki Mg pozostałego szkieletu B, charakteryzującego się znacznie wyższą temperaturą topnienia (2076 °C). Wykonanie masywnej próbki MgB_2 wymaga zatem zastosowania spiekania wysokociśnieniowego [18].

Znacznie bardziej obiecujące rezultaty otrzymano dla próbek MgB_2 w płaszczu stalowym (rys. 3). Zsyntezowane próbki z oczywistych względów nie zmieniły wymiarów podczas obróbki cieplnej. Zaobserwowano jedynie nieznaczne parowanie Mg na krańcach taśm ze względu na niedoskonałe uszczelnienie rdzenia.

Do taśm przyspawano laserowo niklowe elektrody napięciowe w celu wykonania pomiarów elektrycznych (rys. 3). Z fragmentu próbki spiekanej w próżni wykonano zgląd metalograficzny, którego obraz przedstawiono na rysunku 4. Na kolejnym rysunku (rys. 5) pokazano obraz rdzenia MgB_2 otrzymany w mikroskopie metalograficznym w polu ciemnym. Na zdjęciu wyraźnie widoczna jest włóknista struktura rdzenia, powstała w wyniku walcowania.



Rys. 2. Zastosowana technologia wytwarzania taśm z rdzeniem MgB_2

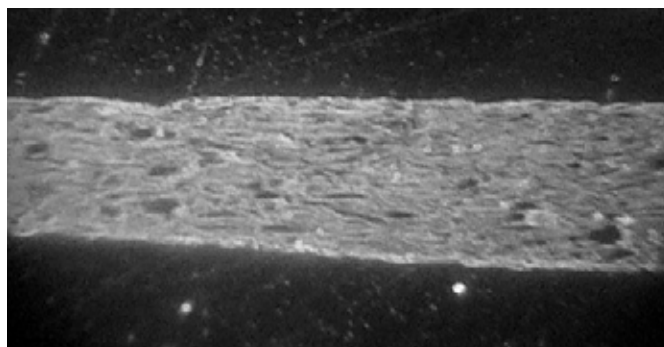


Rys. 3. Próbki otrzymanych taśm MgB_2



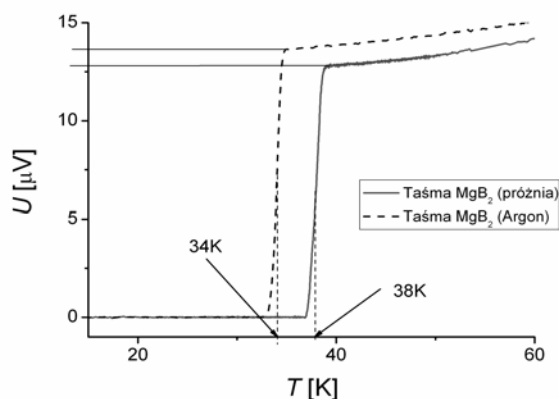
Rys. 4. Przekrój metalograficzny taśmy MgB_2 w stalowej matrycy

Przeprowadzono badania właściwości elektrycznych próbek zsyntezowanych w atmosferze argonu i w próżni. W dalszej części tekstu przyjęto skrócone oznaczenia próbek, odpowiednio PA i PV. Pomiarów przeprowadzono stosując układ czteroelektrodowy. Do chłodzenia badanych próbek zastosowano kriostat helowy z dwustopniową głowicą kriogeniczną DN-210AE. Wyniki pomiarów rejestrowano i przetwarzano za pomocą autorskiego systemu pomiarowego, służącego do wyznaczania charakterystyk temperaturowych i prądowo-napięciowych.



Rys. 5. Obraz mikroskopowy rdzenia MgB_2 uzyskany w polu ciemnym

Na rysunku 6 porównano charakterystyki temperaturowe próbki PA oraz próbki PV. Charakterystyki zarejestrowano dla prądu pomiarowego 100 mA. Wyznaczona wartość temperatury krytycznej dla taśmy PV wynosi 38 K i jest zbliżona do wartości T_c dla czystego MgB_2 (39 K) [1]. Próbkę PA charakteryzuje się nieznacznie większą rezystancją w stanie normalnym i niższą o 4 K temperaturą krytyczną. Najbardziej prawdopodobną przyczyną wyraźnej różnicy parametrów próbek PA i PV jest utlenianie składników syntezowanego proszku i tworzenie warstw tlenkowych na powierzchni stali, wynikające z zastosowania argonu o niewystarczającej czystości.

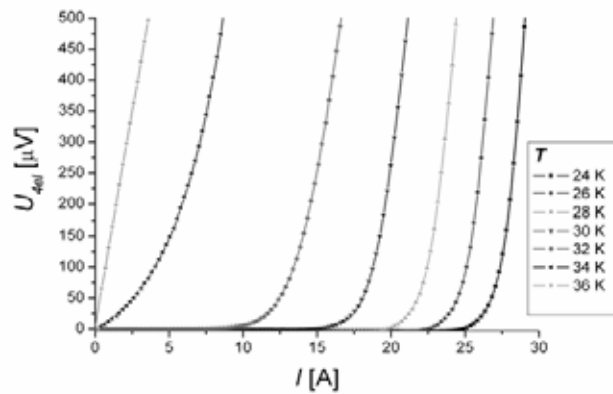


Rys. 6. Charakterystyki temperaturowe taśm MgB_2 zsyntezowanych w próżni i atmosferze argonu (prąd pomiarowy 100 mA).

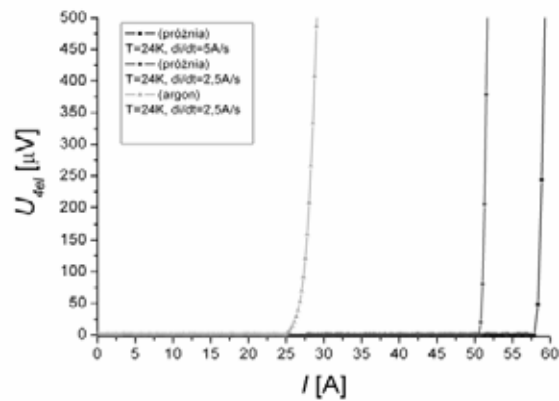
Na rysunku 7 przedstawiono rodzinę charakterystyk prądowo-napięciowych $I-U$ próbki PA, zarejestrowanych przy braku zewnętrznego pola magnetycznego i dla różnych wartości temperatury. Wzrost temperatury powoduje oczywiste zmniejszenie wartości krytycznej prądu. Kształt charakterystyk dla $I > I_c$ wskazuje na utratę nadprzewodnictwa wynikającą z depinningu wirów. Dla temperatury większej od 36 K następuje całkowity zanik właściwości nadprzewodzących i charakterystyka staje się liniowa.

Na rysunku 8 porównano charakterystyki $I-U$ dla próbek PA i PV, rejestrowane w temperaturze 24 K, dla szybkości zmian prądu $\sim 2,5$ A/s. Dla próbki PV otrzymano dwukrotnie większą wartość krytyczną prądu transportu, co potwierdza przypuszczenia

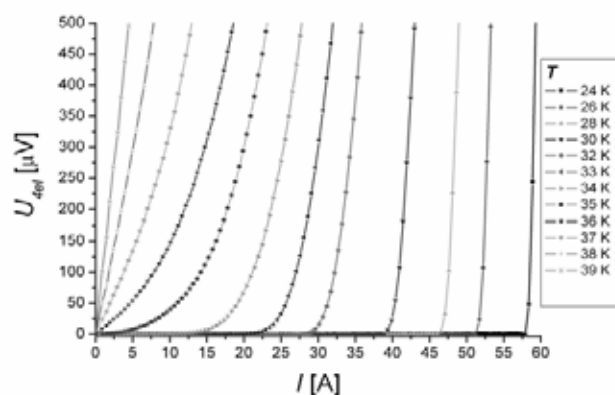
przedstawione przy omawianiu charakterystyk temperaturowych. Należy również zwrócić uwagę na charakter utraty nadprzewodnictwa próbki PV dla prądu 50 A. Wzrost napięcia dla $I > I_c$ przebiega bardzo gwałtownie i ma inny charakter niż w próbce PA. Przyczyną zaniku nadprzewodnictwa jest w tym przypadku utrata stabilności termicznej układu, wynikająca z niewystarczającej skuteczności chłodzenia kontaktów prądowych dla dużych prądów. Potwierdzeniem tego przypuszczenia jest kolejna charakterystyka próbki PV przedstawiona na rysunku 8, zarejestrowana dla $di/dt \sim 5$ A/s. Otrzymana wartość prądu krytycznego jest większa o 7 A.



Rys. 7. Charakterystyki prądowo-napięciowe taśmy MgB_2 zsyntezowanej w atmosferze argonu ($di/dt \sim 2,5$ A/s)



Rys. 8. Porównanie charakterystyk prądowo-napięciowych taśmy MgB_2 zarejestrowanych w temperaturze 24 K



Rys. 9. Charakterystyki prądowo-napięciowe taśmy MgB_2 zsyntezowanej w próżni ($di/dt \sim 5 \text{ A/s}$)

Na rysunku 9 przedstawiono rodzinę charakterystyk I-U próbki PV, zarejestrowanych przy braku zewnętrznego pola magnetycznego i dla różnych wartości temperatury. Porównanie wartości prądów krytycznych w tych samych temperaturach dla próbki PA i PV wypada zdecydowanie na korzyść tej drugiej. Można również zauważyć, że dla prądów krytycznych większych od około 40 A zmienia się charakter zaniku nadprzewodnictwa. Właściwości transportowe badanej próbki PV są wtedy ograniczane poprzez zjawisko utraty stabilności cieplnej, a rzeczywista wartość krytyczna prądu transportu jest większa od przedstawionych na rysunku 9.

5. PODSUMOWANIE

Atrakcyjne właściwości elektryczne i magnetyczne dwuborku magnezu w połączeniu z prostą budową związku rysują szerokie spektrum potencjalnych możliwości praktycznego wykorzystania nowego nadprzewodnika. Jak wykazano w powyższym artykule, zastosowanie prostej technologii PIT umożliwia uzyskiwanie próbek w postaci taśm o dobrych parametrach elektrycznych. Otrzymana wartość gęstości krytycznej prądu dla próbki spiekanej w próżni wynosi $\sim 3000 \text{ A/cm}^2$ w temperaturze 24 K. Jest ona stosunkowo niska w porównaniu do podawanych w publikacjach. Jednak biorąc pod uwagę, czas i nakład pracy autorów potrzebny do wytworzenia próbek oraz duże bezwzględne wartości prądu krytycznego uzyskiwane podczas chłodzenia kriochłodziarką helową, prezentowane wyniki są bardzo obiecujące.

LITERATURA

- [1] Nagamatsu J., Nakagawa N., Muranaka T., Zenitani Y., Akimitsu J., Superconductivity at 39 K in magnesium diboride, *Nature*, vol. 410, 2001, pp. 63-64
- [2] Choi H.J., Roundy D., Sun H., Cohen M.L., Louie S.G., The origin of the anomalous superconducting properties of MgB_2 , *Nature*, vol. 418, 2002, pp. 758-760

- [3] Finnemore D. K., Ostenson J. E., Bud'ko S. L., Lapertot G., Canfield P.C., Thermodynamic and transport properties of superconducting Mg^{10}B_2 , *Physical Review Letters*, vol. 86(11), 2001, pp. 2420-2422
- [4] Wang Y., Plackowski T., Junod A., Specific heat in the superconducting and normal state (2-300 K, 0-16 T), and magnetic susceptibility of the 38 K superconductor $\text{MgB}/\text{sub } 2/$: evidence for a multicomponent gap, *Physica C*, vol. 355, 2001, pp. 179-193
- [5] Takano Y., Takeya H., Fujii H., Kumakura H., Hatano T., Togano K., Kito H., Ihara H., Superconducting properties of MgB_2 bulk materials prepared by high-pressure sintering, *Applied Physics Letters*, vol. 78 (19), 2001, pp. 2914-2916
- [6] Samanta S.B., Narayan H., Gupta A., Narlikar A.V., Muranaka T., Akimitsu J., Grain boundaries as weak links: The case of MgB_2 with reference to $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$, *Physical Review B*, vol. 65(9), 2002, pp. 092510/1-3
- [7] Canfield P.C., Finnemore D.K., Bud'ko S.L., Ostenson J.E., Lapertot G., Cunningham C.E., Petrovic C., Superconductivity in dense MgB_2 wires, *Physical Review Letters*, vol. 86 (11), 2001, pp. 2423-2426
- [8] Sharma P.A., Hur N., Horibe Y., Chen C.H., Kim B.G., Guha S., Cieplak M.Z., Cheong S.W., Percolative superconductivity in $\text{Mg}_{1-x}\text{B}_2$, *Physical Review Letters*, vol. 89(16), 2002, pp. 167003/1-4
- [9] Yamada H., Hirakawa M., Kumakura H., Matsumoto A., Kitaguchi H., Critical current densities of powder-in-tube MgB_2 tapes fabricated with nanometer-size Mg powder, *Applied Physics Letters*, vol. 84(10), 2004, pp. 1728-30.
- [10] Gurevich A., Patnaik S., et al., Very high upper critical fields in MgB_2 produced by selective tuning of impurity scattering, *Superconductor Science & Technology*, vol. 17, 2004, pp. 278-286
- [11] Gumbel A., Eckert J., Fuchs G., Nenkov K., Muller K.H., Schultz L., Improved superconducting properties in nanocrystalline bulk MgB_2 , *Applied Physics Letters*, vol. 80 (15), 2002, pp. 2725-2727
- [12] Hassler W., Rodig C., Fischer C., Holzapfel B., Perner O., Eckert J., Nenkov K., Fuchs G., Low temperature preparation of MgB_2 tapes using mechanically alloyed powder, *Superconductor Science & Technology*, vol. 16, 2003, pp. 281-284
- [13] Jadhav A.B., Subhedar K.M., Hyam R.S., Talaptra A., Pintu Sen, Bandyopadhyay S.K., Pawar S.H., Formation of MgB_2 at ambient temperature with an electrochemical process: a plausible mechanism, *Superconductor Science & Technology*, vol. 18, 2005, pp. L29-L30
- [14] Furii H., Togano K., Kumakura H., Enhancement of critical current densities of powder-in-tube processed MgB_2 tapes by using MgH_2 as a precursor powder, *Superconductor Science & Technology*, vol. 15 (11), 2002, pp. 1571-1576
- [15] Dou S.X., Soltanian S., Horvat J., Wang X.L., Zhou S.H., Ionescu M., Liu H.K., Munroe P., Tomsic M., Enhancement of the critical current density and flux pinning of MgB_2 superconductor by nanoparticle SiC doping, *Applied Physics Letters*, vol. 81(18), 2002, pp. 3419-3421
- [16] Glowacki B.A., Majoros M., Vickers M., Evetts J.E., Shi Y., McDougall I., Superconductivity of powder-in-tube MgB_2 wires, *Superconductor Science & Technology*, vol. 14, 2001, pp.193-199

- [17] Ueda S., Shimoyama J., Iwayama I., Yamamoto A., Katsura Y., Horii S., Kishio K., High critical current properties of MgB₂/sub 2/ bulks prepared by a diffusion method, *Applied Physics Letters*, vol 86, 2005, pp. 222502-1-3
- [18] Frederick N.A., Li S., Maple M.B., Nesterenko V.F., Indrakanti S.S., Improved superconducting properties of MgB₂, *Physica C*, vol. 363, 2001, pp. 1-5

Streszczenie: W pracy zaprezentowano opracowaną przez autorów technologię wytwarzania masywnych próbek MgB₂ i taśm nadprzewodzących z rdzeniem MgB₂. Do wytwarzania próbek zaadaptowano metodę „in situ”, polegającą na mieszaniu sproszkowanego magnezu i boru, a następnie syntezie MgB₂ w temperaturze powyżej 650 °C. Otrzymane próbki taśm w osnowie stalowej zbadano przy użyciu kriochłodziarki helowej w temperaturach z zakresu 9-300 K. Temperatura krytyczna próbek wynosi około 38 K, zaś gęstość krytyczna prądu dla 24 K - około 3000 A/cm².

Słowa kluczowe: nadprzewodnictwo, dwuborek magnezu



MORPHOLOGY AND J_c DEPENDENCE FOR MgB_2 SAMPLES WITH SIC AND NANO DIAMOND INCLUSION

Anna KARIO^{1),2)}, Andrzej MORAWSKI¹⁾, Dmytro KUZMENKO¹⁾,
Tomasz ŁADA¹⁾, Ryszard DIDUSZKO³⁾, Dmytro KOLESNIKOW¹⁾,
Andrzej ZALESKI⁴⁾, Michał SMAGA^{1),5)}

¹⁾ Institute of High Pressure Physics Polish Academy of Sciences, Sokołowska 29/37,
Warszawa 01-142, Poland, E-mail: kario@unipress.waw.pl

²⁾ Faculty of Physics Warsaw University of Technology, Koszykowa 75,
Warszawa 00-661

³⁾ Industrial Institute of Electronics (PIE),
Długa 44, Warszawa 00-241, Poland

⁴⁾ Institute of Low Temperature and Structure Research Polish Academy of Sciences,
Okólna 2, Wrocław 50-422, Poland

⁵⁾ Faculty of Mechatronics Military University of Technology,
Gen. S.Kaliskiego 2, Warszawa 00-908, Poland

Abstract: The importance of high purity and high homogeneity of extremely fine (typically nanopowders) starting compounds for obtaining MgB_2 material latter applied for the high J_c density conductor is commonly known. Here we would like to present our effort in increasing the purity of the starting compounds by chose of their proper microstructure and granularity adequate for barriers or sheath materials applied, with respect to the final geometric form of wire or tape. We elaborate the both: ex-situ and in-situ methods with two nano additives powders (nano diamante or/and nano SiC) serving us as the pinning centres. The obtained microstructure analyses XRD, SEM, EDX, in the contexts of the magnetic susceptibility measurements for J_c evaluation and the direct contacts measurements of J_c versus the magnetic field in the series of temperature were analyzed.

Keywords: MgB_2 superconductor, nanopowder doping, high gas pressure annealing, critical superconducting parameter.

1. INTRODUCTION

From the beginning of the MgB_2 technology the main problem to be solved in this system was the increasing of the J_c of the materials [1]. The most popular and effective method used up to date is the increasing the pinning force. The pinning force for the grain structural compound has been typically raising by provided the fine structure compound using the grains net as the pinning force centers. Therefore, the finer starting material, the better connectivity in-between the grains, so the stronger pinning and better current flow through the grains- material occurs [2].

During the annealing process the fine grains became very reactive, so the grain growth of the superconductor is rapid. This event typically decreased the pinning centers density of the material. The most popular way to stabilize high pinning force is addition of another very fine compound which does not react with the main phase, i.e. MgB_2 .

The MgB_2 powder material naturally contains oxygen, which immediately reacts with the extremely active free magnesium atoms - so practically even at low annealing temperature the residual free magnesium is immediately converted to MgO . This from one hand is very positive by using MgO as the hetero-structural pinning centers. By the other hand, this also increases the non superconducting secondary phase quantity in the main material. Practically we have found that the lower limit of the MgO phase in the all up to date obtained samples, is about 1-2 vol %. Another positive future of the hetero-doping pinning is an additionally effect of the high strain produced by these compounds, shown by inducing the high dislocation field into the grain which gained the effect of additional pinning inside the superconductive grain. For such mechanism the most popular compound or element commonly used in MgB_2 technology are SiC and diamond, always as nano grains sized particles. The advantage of SiC compared to MgO is possibility of net effect of additionally strain force produced on surface of the fine grains of MgB_2 by the strain induced on the slightly reacted with SiC grains surfaces. The reaction thickness of the surface is extremely low and consists of the thin layer of the Mg_2Si compound which is obtained at low annealing temperature process, at about 580°C . We have found the proper relation of the nano-grains dimensions of all active elements, their relative chemical activity, the kinetics of reaction, are the main problems in obtaining the optimum proportion of the phases. An additional effect of the nano SiC doped sample is slight increase of the T_c of such stressed material. These effects could, to some extent, compensate the parallel occurred decrease in T_c due to the boron substitution by carbon.

The nano diamond addition as a hard and inert to the MgB_2 material is excellent up to the temperature annealing in which nD does not react with boron i.e. for very low temperature annealing process and especially for the wire production samples by hydroextrusion method in which there is possibility to further decrease the annealing temperature by advantages of the well grains connectivity occurred by high pressure forces implicated to the extruded material during that process at low temperature.

2.EXPERIMENTS

Since the nano grains size technology is so important in MgB_2 processing, we have adapted and tuned our existing high gas pressure apparatus to the nano technology methods.

The main important factor of the technology is obviously the highest possible purity of all the processes during formation of the superconducting materials. For that purpose we perform all processes in inert argon overpressure glove-box system Fig. 1.



Fig. 1 Glove-box system



Fig. 2 Prototype planetary ball mill

To obtain the fine nano grade size powder of all compounds applied for further reactions we use our home made three axially rotating high energy ball mill, which enables us to produce the nano grain powder in inert argon atmosphere by just milling of the *ex-situ* MgB_2 or making the mechanical alloying of the desired composition of powders. Fig. 2. Additionally we commonly use our patented method of ultrasonic high pressure cleaning, mixing and milling machine USHP [3].

The as-prepared samples in the form of pellets, in Cu or Fe containers with the various barriers or finally the short pieces of wires, were annealed under hot pressing (HP) or hot isostatic pressing (HIP) conditions in high gas pressure of argon chambers at pressure up to 1 GPa Fig. 3.

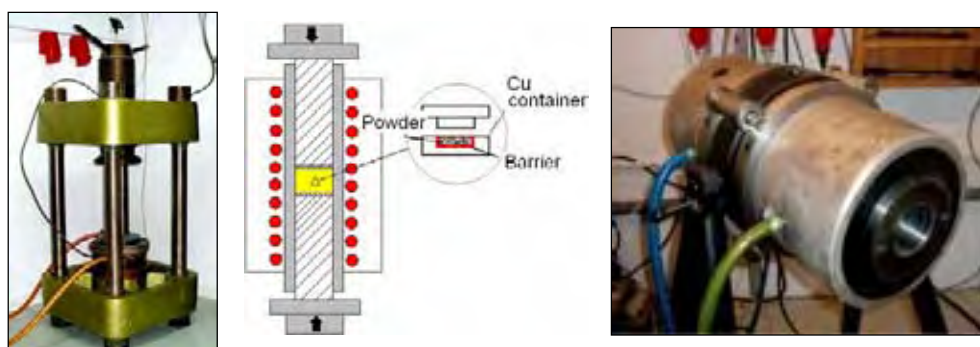


Fig. 3 HP and HIP experimental sets

3. PREPARATION OF THE POWDER PRECURSOR.

For obtaining the samples for J_c measurements we use both types of samples preparation process, i.e.: *ex-situ* or *in-situ* ones (for the last option we start from $\text{Mg} + 2\text{B}$ or $\text{MgH}_2 + 2\text{B}$). The state of Mg are typically the fine strips or powder, of the highest purity available. What concerns boron, we use nano powder, mostly the amorphous, obtained from University of Geneva. The typical XRD and SEM of the Mg strips are presented in the Fig. 4. The similar results for MgH_2 are presented in the Fig. 5.

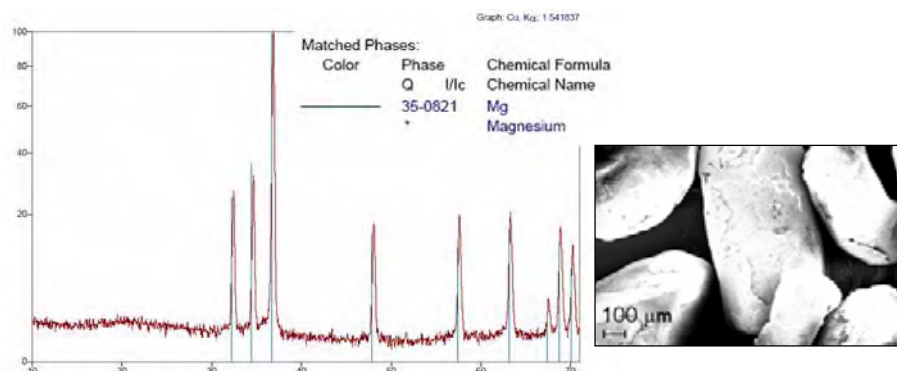


Fig. 4 XRD and SEM for the Mg

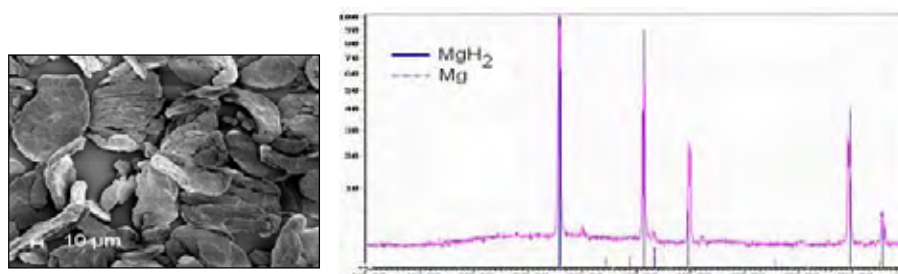


Fig. 5 XRD and SEM for the MgH₂

On the Fig. 6 the typical XRD measurements are shown for the very well amorphous grade powder from University of Geneva and for typical commercially available made by Fluka. The powder from University of Geneva, due to the amorphous state and majority of the round shape grains, is very good for higher temperature annealing (lower specific surface than that of Fluka) but extremely homogeneous mixing is possible to effected. The Fluka powder, in contrary to the University of Geneva one, is more reactive but much more difficult for homogeneous mixing with additives or magnesium. See Fig. 7 – SEM of nano boron powders.

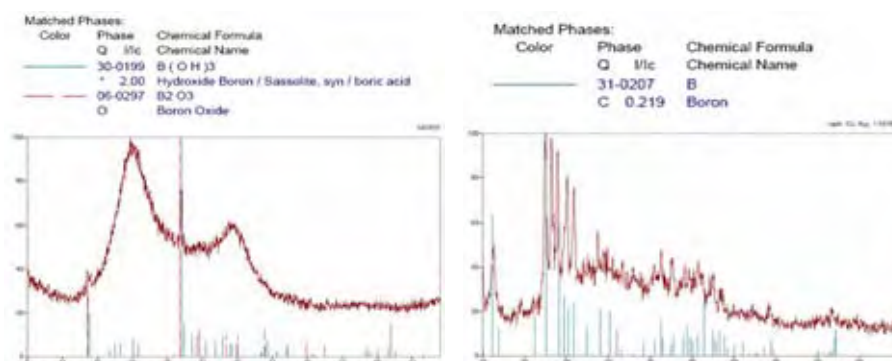


Fig. 6 XRD of the Boron from Fluka and Geneva

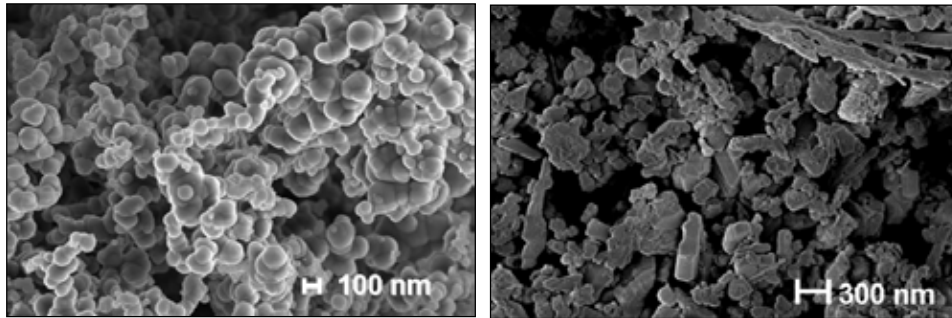


Fig. 7 SEM of the Boron from Geneva and Fluka

The MgH_2 powders commercially available from ABCR GmbH Karlsruhe company are excellent for nano-particles milling and give finally extremely low grains sizes dimensions of nano MgB_2 starting material. This way is actually commonly used in our superconducting wire samples production. The additionally advantage is that during all the milling processing both 3 axially milling or USHP the main phase of this compound remains the same i.e. MgH_2 with a slight trace of B(OH)_3 phase. Advantages of the well distribution of active Mg metal vapour and evolved H_2 gas result in extremely fine nano MgB_2 grains with the surfaces already functioning as the pinning centers, so less additives of hetero phases compound are required [4].

In that case the homo additives of *ex-situ* prepared in advance nano powder, e.g. by high speed milling in argon atmosphere result in the best quality starting material for further wire production.

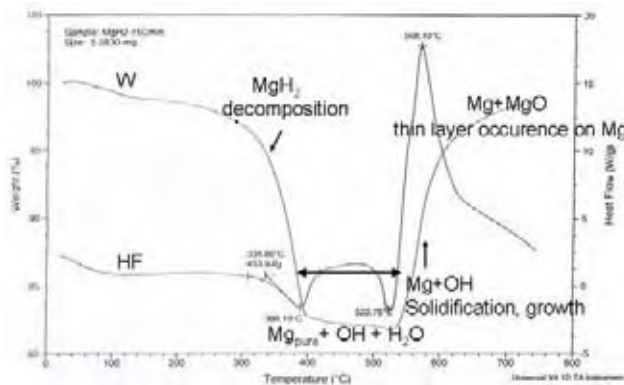


Fig. 8 DTA of the MgH_2

The DTA analysis of our starting elements and their compounds were made at the Cambridge ASCG Laboratory and a few of them are presented in the figures. Fig. 8 for MgH_2 . One may notice evidently strong decomposition beginning at 250 °C and ending at 400°C with immediately reactions with the surrounding elements, in the case of nano boron, forming MgB_2 nano particles.

For the pure boron nanopowder from University of Geneva,

situation is much more complicated because boron hydroxides have different crystallographic structure depending on the certain conditions, i.e. speed of the reaction, so the final shape and composition formed with surrounding elements depend on certain not exactly predicted states. From our experience we can deduct that if reacted at temperature 400 to 600°C, the surrounding elements consist of Mg and H_2 as a gas state, then the nano particles of pure MgB_2 form, but the large voids after the hydrogen desorption remain in the

body of the sample - the material shrinks quite much. Therefore the additionally process of forming at high pressure must to be done to receive the final densification of the nano grain structure superconductor (e.g. hot extrusion, hot drawing or hot rolling are needed). The best is to perform all of them under high pressure conditions parallel (eg. by HIP or HP see Fig 3). The DTA analysis of boron is presented at the Fig. 9.

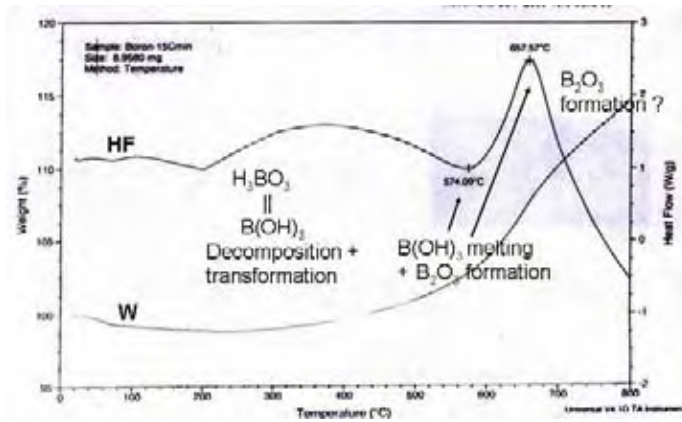


Fig. 9 DTA of the Boron from Fluka

3. RESULTS

It was made a lot of HP experiments in various ob the Cu container and with the different barriers introduced to the superconducting nanopowder. The parameters as time, temperature and pressure of hot pressing, as well as additives, are crucial for obtaining the high J_c of the samples. The few of the best HP experiments conditions are presented in the Table 1.

Powders	Temperature and time	Pressure [MPa]	Container and barrier
MgH₂+2B(Fluka)+6%Diamond	700°C/3 hours	0.2	Cu/Fe
Mg+2B(Fluka)+0%Diamond	700°C/3 hours	1.2	Cu/Fe
MgH ₂ +2B+6%Diamond	620/1 hour	1.2	Fe/Nb
MgH ₂ +2B+12%Diamond	620/1 hour	1.2	Fe/Nb
MgH ₂ +2B+6%SiC	620/14 hours	1.2	Cu
MgH ₂ +2B+12%SiC	620/14 hours	1.2	Cu/Ta

We have obtained the best HP sample by pressing it in the Cu container with the inert to the superconductor material stainless steel foil used as a barrier. The parameters of that experiments were as follows 700°C over 3 hours.

On the Fig. 10. the SEM microstructure in contact to the stainless steel is presented. Some traces of inter-phase reaction between the MgB₂ and the Cu container were found for the presented annealing parameters. The microstructure of the superconductor is dense and consists of the grains of several hundreds of nm in average diameter. On the Fig. 11 the XRD for the best up to date HP samples is presented.

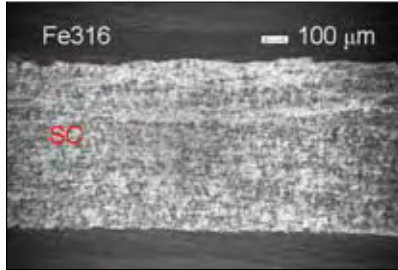


Fig. 10 SEM for the best HP sample

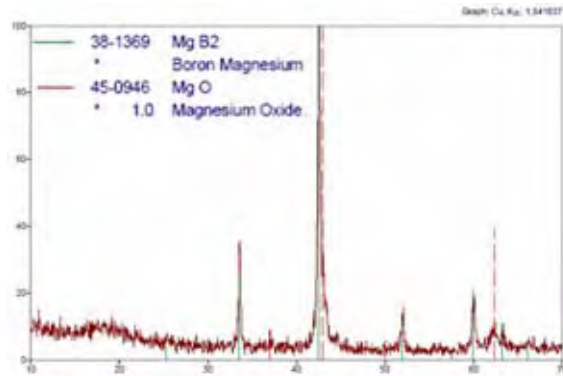


Fig. 11 XRD for the best HP sample

For the practical use in the wire production by cold drawing, the typical material barrier we commonly use is the pure Fe foil or tube. Iron is less expensive and well ductile material, only slightly or negligibly reacts with the additional nano SiC, often forming the Fe_4Si_3 phase around the surface of superconductor close to the Fe barrier.

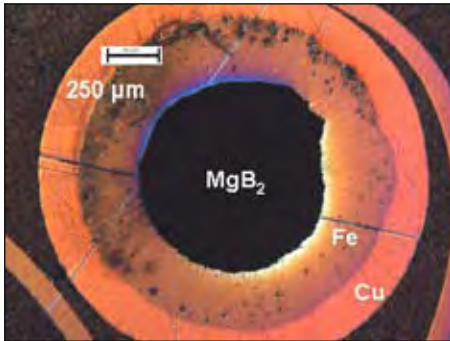


Fig. 12 The wire with the Fe barrier

For low temperature annealing samples of wire or for the homo additive type samples the pure Fe barrier is actually the best solution in low magnetic field applied wire manufacturing. The wires produced with the Fe barrier are presented in the Fig. 12.

The cross section shows the typical material composition and area proportion of that wire.

Because of the high costs of the J_c measurement of such numerous samples, the susceptibility measurements of the HP samples were firstly performed and then additionally the contact transport method was applied for the most promising samples. Such procedure we found very useful and time saving.

On the Fig. 13. the magnetization loops are presented. The broadest loops, the higher pinning center concentration is observed. J_c for several doped materials, calculated by using the Bean method, are presented on the Fig. 14 to 16.

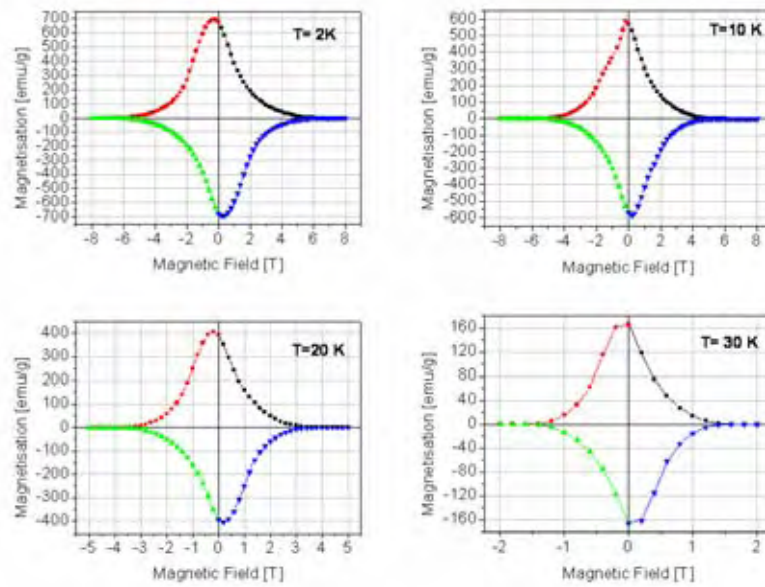


Fig. 13 Magnetization loops of the best HP sample

Fig. 14 presents the J_c results of two samples 6.01 and 3.01 made by HP in stainless steel barrier placed in Cu container. The sample with 6 at % of 6 nm nano diamond had higher J_c at higher magnetic field. This is seen at lower temperature of measurements. For higher temperature, eg. 20 K, the samples with nano diamond had lower T_c (this is affected by substitution of boron by carbon). Therefore the J_c at higher temperature for these samples are usually lower than without nano diamond. The effect of higher content of pinning centers in nano diamond doped samples is reduced by lower T_c of those samples.

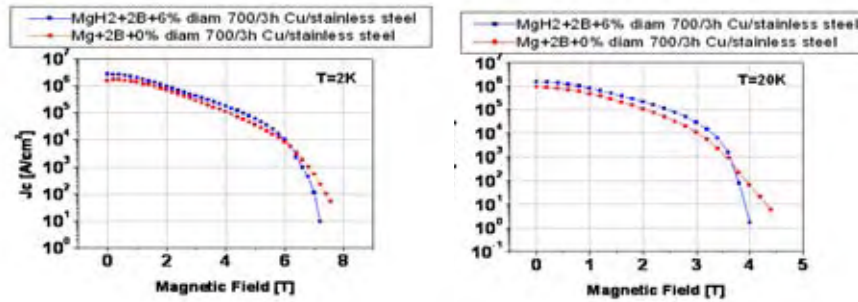


Fig. 14 J_c for diamond doped and pure samples

At lower temperature of annealing the effect of substitution of boron by carbon is much lower, so the samples with higher content of nano diamond have also higher J_c . The shorter annealing time results in lower substitution of boron, which additionally increases the J_c , but makes sample more brittle. See. Fig. 15

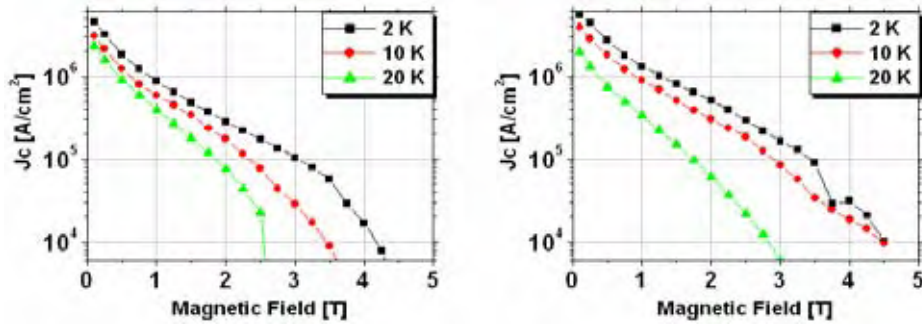


Fig. 15 J_c versus magnetic field for diamond doped HP samples treated in $620^\circ\text{C}/1$ hour, Fe barrier/Cu

On the Fig. 16 we see the similar effect for another additive, i.e. SiC (of 11 nm average grain size). Here the higher content, 12 at %, results in higher J_c , especially in higher magnetic field over 10 T, but as it is shown on the figure 16 at lower magnetic field, up to 7 T, the lower concentration of hetero doped samples (nano SiC) results in higher J_c . The optimum doping level for the samples with 11 nm SiC, in our case, is about 6 at % [5].

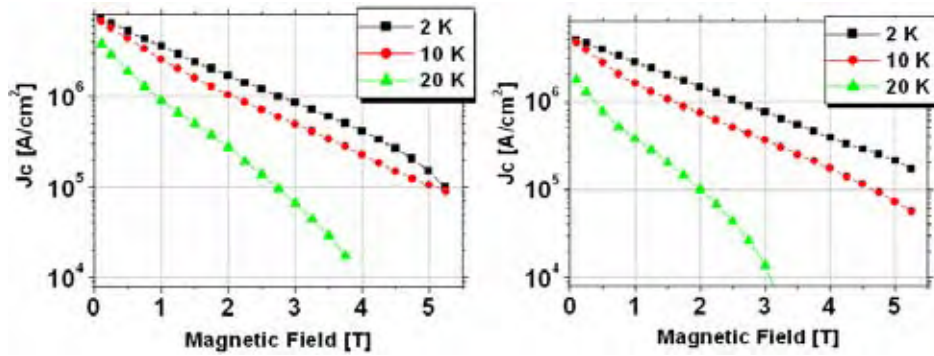


Fig. 16 J_c vs magnetic field for nano SiC doped HP samples treated at $620^\circ\text{C}/14$ hours, Fe barrier/Cu

4. CONCLUSION

1. The highest critical currents were got for HP samples received with in-situ method from holts of magnesium and amorphous boron (Geneva) doped by nano metric SiC (of average 11 nm grain size), for magnetic field up to 6T with concentration of admixture of 6 at% of SiC; but for field above 6T with concentration of 12 at% SiC were the best.
2. Admixed with 6 nm nano diamond MgB_2 received by the in-situ method raises it critical current in lower magnetic field in relation to the samples free of admixing of the nano of diamond, treated in the same time and temperature conditions and steel barrier.

3. Critical currents decreasing for higher field for admixed by nano diamond samples be caused mainly by lowering the critical temperature of superconductor as an result of the substitution of boron matrix places by the carbon in lattice of MgB_2 .
4. One was found that the most effective unit pinning for MgB_2 obtained in HP process, is to use well homogeneous admixture of nano metric isomorphous compound i.e. MgB_2 in the reactive volume of in-situ superconductor powder with use of considerably low sintering temperature conditions and high pressure.

REFERENCES

- [1] Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y and Akimitsu J, Superconductivity at 39 K in magnesium diboride 2001 *Nature* 410 63
- [2] Glowacki B A, Majoros M, Vickers M, Evetts J E, Shi Y and I, Superconductivity of powder-in-tube MgB_2 wires, 2001, *Superconducting Science and Technology* 14 193
- [3] A. Morrison "Mechanical alloying and ultrasonic high pressure mixing of MgB_2 ", this conference ZN-7
- [4] A. Matsumoto "Effect of SiO_2 and SiC doping on the powder-in-tube processed MgB_2 tapes", SUST/16/926 (2003)
- [5] S.X. Duo "Superconducting, critical current density, and flux pinning of MgB_2 -(xSiC)_{x/2} superconductor after SiC nanoparticle dopand." *Jurnal of Applied Physics*, Vol 94 3 (2003)

MgB_2 z domieszkami węgla krzemu i nanodiamentu - morfologia i zależność J_c .

Streszczenie: Wiadomo, że wysoka czystość i jednorodność nanoproszkowych substratów do otrzymywania MgB_2 ma duże znaczenie jeżeli chodzi o uzyskanie w tym materiale wysokich gęstości prądów krytycznych. Próbki zostały wykonane z proszku *ex-situ* oraz *in-situ* - drogą reakcji wodorku magnezu lub magnezu z borem. Po dodaniu SiC-u lub diamentu mieszaninę proszków rozdrobniono w reaktorze ultradźwiękowym w wysokim ciśnieniu gazu (argonu) oraz wymieszano w młynku kulowym. Następnie proszki zagęszczono przez prasowanie jednoosiowe i wykonano z nich próbki objętościowe przez prasowanie jednoosiowe na gorąco (hot pressing - HP)

Morfologię proszków i spieków zbadano przy zastosowaniu mikroskopii elektronowej SEM i EDAX. Zmierzono charakterystyki namagnesowania oraz obliczono prądy krytyczne metodą Beana.

Słowa kluczowe: nadprzewodnik MgB_2 , domieszkowanie, spiekanie w wysokim ciśnieniu gazu, krytyczne parametry nadprzewodnictwa.



MECHANICAL ALLOYING AND ULTRASONIC HIGH PRESSURE MIXING OF MgB_2

Anna MORRISON^{1),2)}, Andrzej MORAWSKI¹⁾, Tomasz ŁADA¹⁾,
Ryszard DIDUSZKO³⁾, Dmytro KOLESNIKOV¹⁾, Andrzej ZALESKI⁴⁾,
Bartłomiej GŁOWACKI⁵⁾

¹⁾*Institute of High Pressure Physics Polish Academy of Sciences, UNIPRESS
Sokołowska 29/37, Warszawa 01-142, Poland, E-mail: aniamorrison.yahoo.com*

²⁾*AGH University of Science and Technology
Al. Mickiewicza 30, Kraków 30-059, Poland*

³⁾*Industrial Institute of Electronics (PIE),
Długa 44, Warszawa 00-241, Poland*

⁴⁾*Institute of Low Temperature and Structure Research Polish Academy of Sciences
Okólna 2, Wrocław 50-422, Poland*

⁵⁾*Applied Superconductivity and Cryogenic Group University of Cambridge
Pembroke Street, Cambridge CB2 3QZ, England*

Abstract: During the development of the preparation method of MgB_2 superconductor doped with different additives, we came across problems with cleaning and mixing of the initial powders. In traditional methods, the nanopowders are milled and mixed without prior cleaning. To improve the procedure of initial powders preparation, we developed a unique method for the cleaning/mixing/milling process, named Ultrasonic High Pressure method (USHP). The results of this method are compared to traditional methods of mixing/milling of the powders, showing the US cleaning/mixing/milling process is more effective.

Keywords: milling, mixing, ultrasonic, USHP

1. INTRODUCTION

Usually, MgB_2 powder is mixed/milled by mechanical alloying using either the ball mill or the attritor mill by using tens of hours milling time resulted often in high doping level of the vial materials in the superconducting powder. This powder preparation method does not include prior cleaning, resulting in the fact that our final powders contain many

impurities. UNIPRESS has developed a new method of powder processing that helps to reduce the level of impurities to a minimum by cleaning the powders prior to mixing and milling. This is the Ultrasonic High Pressure method. UNIPRESS also develops a prototype ball mill, and improves it to increase the efficiency of the method.

The traditional planetary ball mill is a rotating cylindrical device consisting of 2 to 4 vials rotating about a vertical axis. The ball mill is used for mixing and milling materials. Each vial is partially filled with the material to be ground plus the grinding medium, mostly stainless steel balls or tungsten carbide. An internal cascading effect reduces the material to a fine powder.

The attritor mill is another type of commonly used ball mill, which is also referred to as an agitated ball mill. Similar to the planetary ball mill, both the material and the grinding media, are inserted into the vials. Within each vial, both are then agitated by a shaft with arms rotating at high speed. This causes the grinding media to exert both shearing and impact forces on the material.

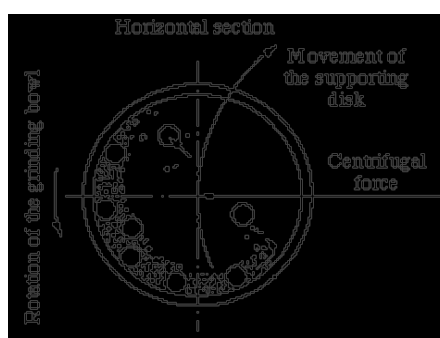


Fig. 1. Illustration of the forces acting within the planetary ball mill

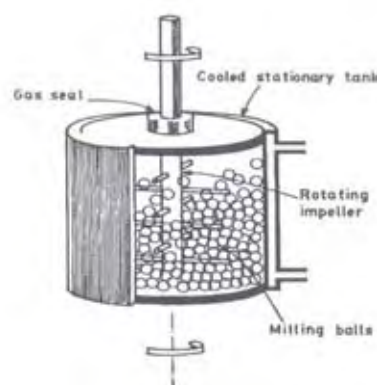


Fig. 2. Cross section of the attritor ball mill

2. POWDER PROCESSING AT UNIPRESS

UNIPRESS uses and develops prototype planetary ball mill as well as the USHP method, and to obtain defined fine powders.

2.1. Mechanical alloying

The original prototype consists of three axially rotated, programmable high speed ball mills. Both the containers and the grinding medium (balls) are SiC. The balls have been weighed before and after milling and we found that the weight does not change, therefore there is no influence on our powders. This would not really cause a problem anyway, as SiC is often added to final powders in order to increase J_c . The problem that does exist when using SiC balls for milling, is that they are comparatively light and therefore the milling is not very effective.

UNIPRESS has recently made changes to this prototype. The new prototype has stainless steel containers and tungsten carbide balls. The vessels are filled with powder and closed in Argon atmosphere in a glovebox. The angular velocity of the containers of 350 rpm has been changed to 550 rpm. In order to increase efficiency, the ratio of centrifugal

velocity to the rotation velocity of a vessel can be adjusted by operator according to the mass ratio of the powder to balls. An additionally vertical oscillation was applied in order to prevent the powder agglomeration on the niches of the vessels by gluing the nanopowder material during the milling process. In this case milling is much more effective, and again our powders are not affected by the medium [1] [2].



Fig. 3. Prototype planetary ball mill



Fig. 4. SiC containers and SiC grinding balls



Fig. 5. Steel containers

2.2. Ultrasonic High Pressure cleaning and mixing

The USHP method is the ultrasonic mixing and purification of powders and nanopowders by the use of high pressure inert viscous and dense gas medium. It allows to clean the initial nanopowders prior to mixing/milling. It does so by stripping them off adsorbed gases, while still maintaining an active surface. This method also proves to be effective for the deagglomeration process of the starting materials, as for the mixing/milling process, allowing to minimize the time of the mixing/milling process [3].

At UNIPRESS we have the technological possibility to treat samples under high pressure (up to 1.8 GPa) of active and inert gases (nitrogen, oxygen, argon, and helium with the mixture of the other gases, e.g. CH_4 or H_2), at temperatures up to 2500°C. We can also carry out DTA and DPA analyses *in-situ* under high gas pressure conditions, as well as ultrasonic (44 kHz, 400 W) mixing and the purification of powders and nanopowders.

We have a high pressure chamber with a diameter of 50 mm and a length of 300 mm, which is connected to an external generator, and a set of transducers. This high pressure chamber is used for the ultrasonic nanopowders processing.



Fig. 6. USHP insert piece made up of four main parts

The powders are put into a container which is then attached to the main insert of the US mixing apparatus. The insert consists of four main parts; the mixing container with the gas filter and the valve, the ultrasonic head, the piezoceramic transducer and the high pressure plug.

2.3 Model process description.

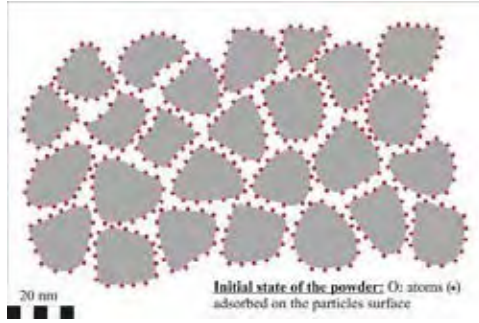


Fig. 7. Initial state of the powder

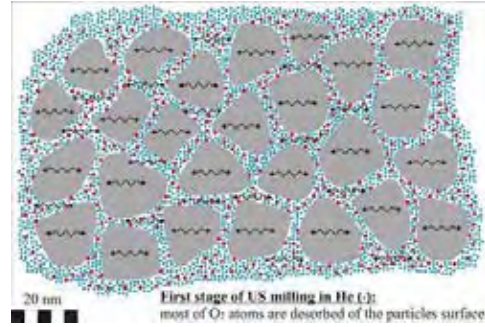


Fig. 8. First stage of US milling in He

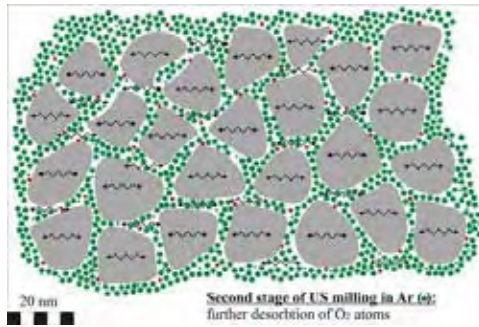


Fig. 9. Second stage of the US milling in Ar

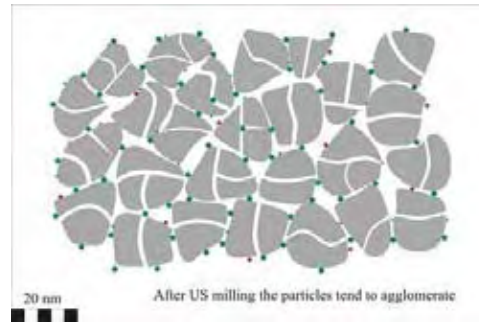


Fig. 10. After US milling, the particles tend to agglomerate

When we first introduce our *ex situ* MgB_2 powder into our container, we can notice that there is air (O_2 and N_2 atoms) between the grains. These O_2 and N_2 atoms are adsorbed onto the particle surface, and are considered to be impurities. In order to better mix and mill powders, first we need to clean them off these impurities.

In order to clean the powder, high inert gas pressure is applied onto the porous sample. We use He as a stripping medium. The US vibrations act on the desorption process of the oxygen and nitrogen. For better results, the He medium is exchanged several times.

After we have cleaned the nanopowders through the stripping process in He gas, the He is removed from the container, and Ar is introduced. Now the conservation and milling action by US vibration takes place at high pressure of Ar. There is also a further desorption of O_2 and N_2 atoms.

After the Ar gas has been deflated from the USHP container, the mixed grains tend to agglomerate themselves due to their now pure and clean grain surfaces [4].

3. RESULTS

Comparing the results of 48 hrs of ball milling with 5 minutes of USHP mixing and milling at 0.2 GPa of Ar pressure, it may be seen that the USHP method is not only more time efficient, but also much more effective. We found that already after 5 min USHP, agglomeration started to take place (see fig. 13.).

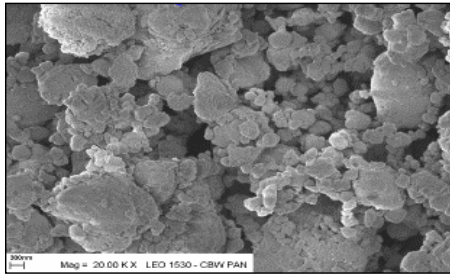


Fig. 11. 48 hrs of ball milling

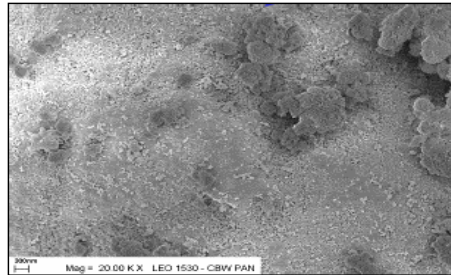


Fig. 12. 5 min of USHP

The USHP method has many advantages over other more traditional methods:

- It is a **dry and pure technology** which uses mainly inert gases, and, in some applications, active gases.
- **Very effective gas stripping** of particles from powder or nanopowder by low dimensional high energetic He atoms.
- Exchanging of the adsorbed gases by **self decontamination**.
- There occurs extremely **homogenous mixing** of pure nanopowders and self compacting caused by **grains adhesion**.
- **Ar** works as **conserving gas** after the He stripping process is complete.
- There is good **control of the oxidation** process, producing a thin oxide or nitride layer in the active gas procedure.
- Very **effective nanopowder mixing** and **self milling** by the cavitation activated collisions within a viscous medium.
- It is easy to **change milling medium activity** by adjusting the pressure.

There are unfortunately some disadvantages of the USHP method:

- High gas pressure process and system needed.
- Safety procedures required.
- There is an apparently low working volume.
- Expensive gases (but recoverable process).

4. CONCLUSIONS

As can be seen from our results, the USHP method is a very convenient and effective method of nanopowder cleaning by stripping off adsorbed gases. Also, by the use of Ar gas, it conserves an active surface. It is an ideal method for the mixing of nanopowders and for the deagglomeration process of the starting materials.

We discovered that there are collisions activated by cavitation in an inert viscous gas, and this can be used for high energy self milling of the materials.

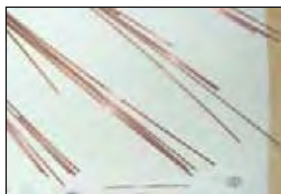


Fig. 13. Wires

The mixing/milling process carried out through the ball milling is not as effective as the cleaning/mixing/milling process of the USHP. Using the USHP method we have received much more time effective results, as well as much finer nanopowders.

Practical using of USHP powder applied for the Cu sheathed MgB_2 *in-situ* or *ex-situ* wire shows the great advantages of these processes in the J_c current increasing by obtaining better homogeneity of the pinning centers in the nanopowder grains after the annealing process resulted in better compaction of the wire core.

REFERENCES

- [1] O Perner, J Eckert, W Häßler, C Fischer, K-H Müller, G Fuchs, B Holzapfel and L Schultz, Microstructure and impurity dependence in mechanically alloyed nanocrystalline MgB_2 superconductors, 2004 *Supercond. Sci. Technol.* **17** 1148-1153
- [2] B. J. Senkowicz, J. E. Giencke, S. Patnaik, C. B. Eom, E. E. Hellstrom, and D. C. Larbalestier, Improved upper critical field in bulk-form magnesium diboride by mechanical alloying with carbon, *Applied Physics Letters* 86, 202502
- [3] T. Prozuruv et al., Sonochemical modification in superconducting properties *Applied Physics Letter* Vol 83 No 10 (2003)
- [4] Wysokociśnieniowa ultradźwiękowa metoda wytwarzania i obróbki materiałów nanoziarnistych i biologicznych oraz urządzenie do jej przeprowadzenia; Andrzej Morawski^{IWC}, Tomasz Łada^{IWC}, Edward Chmielewski^{ITR}, Dawid Plec^{ITR}; *zgłoszenie patentowe na wynalazek*, 18-02-2005, P-372954.

Mechanosynteza MgB_2 , mieszanie ultradźwiękowe i czyszczenie pod ciśnieniem substratów.

Streszczenie: Podczas otrzymywania nadprzewodzącego związku MgB_2 z dodatkiem różnych domieszek, spotkaliśmy się z problem czyszczenia i mieszania wyjściowych, nanometrycznych proszków. Zwykle, proszki są mieszane bez uprzedniego czyszczenia. Aby ulepszyć procedury przygotowania proszków opracowano metodę czyszczenia, mieszania i mielenia. Proces ultradźwiękowego, wysokociśnieniowego czyszczenia w obojętnej gazie nazwano USHP.

Porównanie metody tradycyjnej z ultradźwiękową wykazuje znaczną przewagę wysokociśnieniowego ultradźwiękowego procesu w stosunku do metod tradycyjnych.

Słowa kluczowe: mielenie, mieszanie, ultradźwiękowe, USHP.



WPLYW POLA MAGNETYCZNEGO NA ORGANIZMY ŻYWE

Henryk MALINOWSKI

Electrotechnical Institute, Warsaw, POLAND ; E-mail: malin@eltecol.pol.lublin.pl

The influence of magnetic field on alive organisms

Keywords: superconducting magnets, magnetic field

Abstract: The indicator of electrotechnic's development is value of electromagnetic field intensity that can be achieved by application of known technologies. Classical conductors enable to reach the maximum value of about few tesla in quite limited space and in short period of time. But there is need to obtain much higher values of the intensity in relatively vast spaces. That is the reason why superconductivity, which gives ability to obtain powerful electromagnetic fields in large volumes, is developing so rapidly and dynamically. Superconductors can create magnetic fields of intensity few orders of magnitude higher than the field of Earth.

Recent researches showed how crucial and important magnetic field is for living structures such as animals and plants. Also human is susceptible for reduction of few tens of μT of Earth's magnetic field intensity. Also increase of few hundred μT grade can significantly influence people's biological growth.

That is the reason why together with application of superconductors in electrotechnics and energy sector, and in places where fields of few tesla intensity are created, the interest of influence of the field on human bodies appears. Recently the issue focuses a lot of attention on the problem. Therefore the development of technology of superconductors should be followed by researches on the influence of magnetic field on our environment. The article presents some results of examinations connected with the issue and gives some suggestion how strong magnetic field may be used in therapy.

1. WSTĘP

Wyznacznikiem rozwoju elektrotechniki była wartość natężenia pola magnetycznego które można było wytworzyć w oparciu o dostępne technologie. Klasyczne przewodniki umożliwiły uzyskanie źródeł pola o maksymalnej wartości kilku tesli w dosyć ograniczonej objętości i przez krótki okres czasu. Konieczność budowy układów o polu zdecydowanie większym od tych jakie oferowały klasyczne źródła, spowodowało, że nadprzewodnictwo, oferujące możliwość wytwarzania pól magnetycznych wielokrotnie silniejszych i to

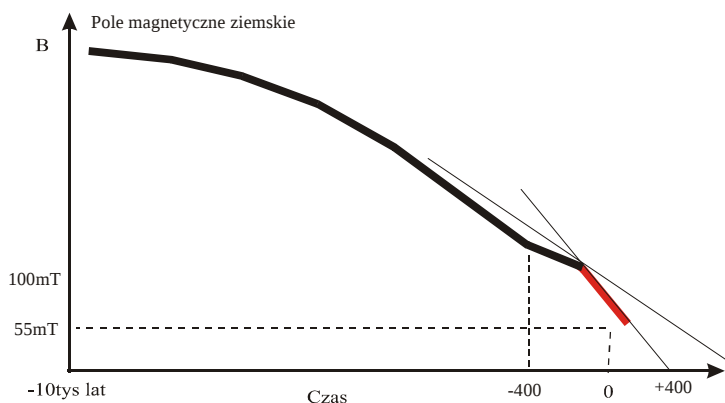
w dużych objętościach, stało się najbardziej dynamicznie rozwijającą się gałęzią nauki. Obecnie wywarzane dzięki nadprzewodnikom pola magnetyczne, swoim natężeniem przewyższają o kilka rzędów wielkości ziemskie pole magnetyczne.

Niektóre badania prowadzone w ostatnich latach uświadomiły jak duży wpływ ma wartość pola magnetycznego na rozwój organizmów żywych, zarówno zwierzęcych jak i roślinnych. Widoczny wpływ na funkcjonowanie organizmu człowieka, daje zredukowanie natężenia ziemskiego pola o kilkadziesiąt μT . Podobnie zwiększenie natężenia pola magnetycznego ponad wartość kilkuset μT wpływa znacząco na jego rozwój.

Nie dziwi więc fakt, że wykorzystanie nadprzewodnictwa w energetyce i w elektrotechnice, gdzie stosowane są urządzenia generujące pola o natężeniu wielu tesli, towarzyszy zainteresowanie wpływem tego pola na ludzi, mających bezpośredni kontakt z tymi urządzeniami. Zagadnieniu temu przykłada się ostatnio dużo uwagi. Rozwojowi technologii nadprzewodnikowej powinny towarzyszyć badania nad tym jak silne pole magnetyczne wpływa na ludzi i na środowisko naturalne. W artykule przedstawiono niektóre wyniki badań związanych z tym zagadnieniem oraz sugestie związane z wykorzystaniem w terapii silnego pola magnetycznego.

2. WPROWADZENIE

Z historii życia na Ziemi wiadomo, że wszystkie organizmy rozwijały się w polu magnetycznym ziemskim, którego źródłem jest płynne jądro Ziemi i ruch Ziemi. Natężenie pola magnetycznego ziemskiego jest jednym z parametrów określającym warunki tego rozwoju. Wartość tego parametru w historii Ziemi ulegała wahaniom. Przyczyna tego jest nie tylko ruch obrotowy Ziemi i ruch Księżyca, ale też wpływ Słońca, którego aktywność zmienia się periodycznie. Tak np. konsekwencją gwałtownego wzrostu aktywności były - według jednej z hipotez - zmiany biegunowości Ziemi. Towarzyszył tym okresom zanik pola magnetycznego Ziemi i co za tym szło - ogromne zmiany warunków życia. Naukowe obserwacje wydają się potwierdzać, fakt zbliżania się takiego przełomu. Z rysunku 1 widać jak szybko w ostatnich kilkuset (nawet kilkudziesięciu) latach zmniejsza się wartość natężenia pola ziemskiego. Przy takim tempie zmian zanik pola nastąpić może w czasie 400-1000lat.



Rys. 1 Zmiana natężenia pola magnetycznego w ostatnich 10000 lat.

To ciągle hipoteza. Ale wyjaśniać może szereg kataklizmów klimatycznych, jakie towarzyszyły Ziemi na przestrzeni setek tysięcy i milionów lat.

Jeżeli zmiany pola magnetycznego ziemskiego mogą mieć tak tragiczny skutek, to warto zbadać jak wpływa zmiana wartości natężenia pola magnetycznego (zarówno jego zmniejszenie jak i zwiększenie) na organizmy żywe a w szczególności na człowieka.

Pole magnetyczne Ziemi zmieniało się w czasie z różną intensywnością. Dawało to czas na adaptację organizmów do zmieniających się warunków.

Obecnie mamy do czynienia z polami magnetycznymi większymi od pola ziemskiego o parę rzędów wielkości. Elektromagnesy nadprzewodnikowe umożliwiają osiąganie takich wielkości i to w bardzo dużej objętości rzędu kilku- kilkadziesiąt metrów sześciennych. Wpływ na organizmy żywe tak wielkich pól jest nieznan.

Materiały nadprzewodnikowe pozwalają również na niemal idealne ekranowanie pola magnetycznego ziemskiego. Umożliwia to badanie rozwoju organizmów żywych w warunkach braku pola magnetycznego. Badania takie będą bardzo ważne w perspektywie podboju kosmosu, dla astronautów przebywających w przestrzeni, która prawie całkowicie pozbawiona jest pola magnetycznego. Jest to również problem przyszłych pokoleń które muszą się zmierzyć ze znacznymi wahaniami natężenia ziemskiego pola magnetycznego.

3. Z HISTORII BADAŃ WPŁYWU POLA MAGNETYCZNEGO NA ORGANIZM CZŁOWIEKA

Wpływ pola magnetycznego na człowieka był obiektem badań już w 17 wieku. Z początkiem rozwoju europejskiej medycyny - magnes był uważany za element, którego wpływ na organizm człowieka był niekwestionowany. Ze względu na koszty nie był szeroko rozpowszechniony jako środek leczniczy. Rozpowszechnił się po uzyskaniu „sztucznych” magnesów. Wraz z tym zaczęto szukać naukowego wytłumaczenia jego oddziaływania. Roli tej podjął się Messmer. Pracując najpierw w Wiedniu potem w Paryżu zasłynął z wielu wyleczeń różnych chorób z pomocą magnesu. Dla zbadania tego utworzono specjalną komisję, która analizowała te przypadki (lata 80-te 18 wieku). Okazało się jednak, że uleczenia nie powodował magnes, ale sam Mesmer, który był bioenergoterapeutą. Nie chciał on rezygnować z przekonania, że to jednak magnes ma tu decydujące znaczenie. Wolał więc nazwać swoje właściwości magnetyzmem biologicznym (taki człowiek nazywał się magnetyzerem).

Magnesy miały zastosowanie przede wszystkim w leczeniu różnego rodzaju chorób nerwowych. Uzasadnieniem miały być informacje, że neurony przekazują informacje w postaci impulsów elektrycznych. Pole magnetyczne zaś działa na przemieszczające się w nich ładunki elektryczne dając pozytywne rezultaty (nie wyjaśniono mechanizmu działania).

Wraz z rozwojem elektroterapii (początek 20 wieku) spada zainteresowanie leczeniem stałym polem magnetycznym. Sytuacja zmienia się w 1938 kiedy na 21 pacjentów z chorobą skóry (poparzenia) wyleczono polem magnetycznym 18 pacjentów a pozostali zdecydowanie poprawili swój stan. Dało to impuls do poszukiwania terapeutycznych zastosowań przy innych chorobach.

Pozytywny wpływ stwierdzono przy leczeniu

1. Raka
2. Chorób popromiennych
3. Chorób skórnych
4. Złamań kości (przyspieszenie zrostów)

Chociaż nie wyjaśniono przyczyn tego zjawiska, to pozytywne rezultaty spowodowały to, że do chwili obecnej stosuje się z powodzeniem tą magnetyczną terapię.

4. WPŁYW ZMNIEJSZONEGO NATĘŻENIA POLA MAGNETYCZNEGO NA ORGANIZMY ŻYWE

Kompleksowe badania nad wpływem zmniejszonego (w stosunku do ziemskiego) natężenia pola magnetycznego na organizm człowieka prowadzone były na ludziach w związku z przewidywanymi podróżami w kosmosie, gdzie pole magnetyczne jest bardzo małe. Czas tego eksperymentu (5 - 10 dni odpowiadający czasowi lotu na księżyc i powrót), był -w stosunku do długości życia człowieka -bardzo mały. Badania pokazały, że nawet w takich warunkach dało się zauważyć wpływ braku pola magnetycznego na organizm człowieka. Objawiał się on zaburzeniami wzroku, które mijały po pewnym czasie. Trudno wyciągać z takiego eksperymentu ogólne wnioski. Dlatego bardziej interesujące są wyniki badań jakie prowadzone były na myszach. Dotyczyły całego ich osobniczego życia w warunkach zredukowanego pola magnetycznego i dały następujące obserwacje:

- pierwsze pokolenie myszy rosło i rozwijało się szybciej niż ich rodzice w warunkach normalnych.

- kolejne pokolenie już nie wyróżniały się taką żywotnością. Ginęły wcześniej. Szczególnie duża była umieralność nowonarodzonych. Wiele z nich często leżało na grzbiecie, czego nie spotykało się w grupie kontrolnej. Na tylnej części łba i grzbiecie łysiały. W miejscach tych skóra ulegała degeneracji - stawała się gruba. Wewnętrzne organy podlegały nie mniejszej degeneracji, szczególnie wątroba, nerki, śledziona. Pojawiły się liczne ogniska rakowe w różnych organach.

Podobne spostrzeżenia zanotowane były przy obserwacji rozwoju nasion w warunkach braku pola magnetycznego. Zmiana szybkości wzrostu łączyła się ze zmianami rakowymi tkanek roślin.

Wnioski są dosyć niepokojące zważywszy na fakt, że pole magnetyczne Ziemi, po w miarę stabilnym okresie, w ostatnich latach ulega znacznej redukcji – w ciągu 100 lat jego wartość zmniejszyła się o 10% i tendencja ta jest dalej utrzymana. Oznacza to, że za 1000 lat (lub wcześniej) pole magnetyczne Ziemi może zaniknąć, z wszelkimi konsekwencjami wpływu Słońca na życie na Ziemi, przy braku ochronnego magnetycznego parasola przed jego promieniowaniem.

5. WPŁYW ZWIĘKSZONEGO NATĘŻENIA POLA MAGNETYCZNEGO NA ORGANIZMY ŻYWE

Zwiększenie pola magnetycznego ponad wartość pola magnetycznego ziemskiego, jak pokazują eksperymenty, daje dla organizmów żywych najpierw efekt stymulacyjny.

Narodzenie się naszej cywilizacji około 10 tys. lat temu miało miejsce, kiedy pole magnetyczne Ziemi było kilkakrotnie większe od tego jakie jest dzisiaj. Możliwe, że był to przypadek, ale nie można wykluczyć, że zwiększone pole magnetyczne (jego stymulacyjny efekt) spowodowało przełom w rozwoju ludzkości. Pytanie jest – czy zawsze wzrost natężenia pola będzie się łączyć ze stymulacyjnym efektem? - czy wartość tego pola można zwiększać nieograniczenie? i jaka wartość pola magnetycznego jest dla człowieka optymalna?

Częściową odpowiedź dają liczne eksperymenty prowadzone jeszcze w latach, kiedy o budowie nadprzewodnikowych elektromagnesów nie było mowy. W dalszej części artykułu podanych zostanie kilka przykładów wpływu pola magnetycznego na organizmy żywe:

Wiadomo, że woda stanowi znaczną część w organizmach żywych. Rola wody w magnetobiologicznych efektach jest nadzwyczajnie duża. Bierze ona udział we wszystkich procesach życiowych. Wiadomo jednak, że pole magnetyczne może wpływać na strukturę wody. Pod wpływem pola magnetycznego zmieniają się znacznie przemiany w środowisku wodnym. Pośrednio więc pole magnetyczne oddziałuje na procesy życiowe.

Skrajny punkt widzenia przedstawiał Pikkard, który zakładał, że tylko przez pośrednictwo wody i wodnych systemów, zewnętrzne siły mogą oddziaływać na żywe organizmy.

Odrodzeniu magnetobiologii towarzyszyło zwrócenia uwagi na te zjawiska, które związane były z użyciem 'namagnesowanej' wody. Badano wpływ działania wody przepuszczonej między biegunami magnesu o $B=0,2T$, na biologiczne obiekty. Taka woda powodowała szybszy o 20-40% rozkład erytrocytów krwi szczurów. Istotnym spostrzeżeniem było, że efekty te zależały od temperatury i wilgotności w czasie eksperymentu.

Kiedy szczurom dawano namagnesowaną wodę zamiast mleka, pojawiały się w nich elementy powstające w bardzo niesprzyjających warunkach. Po 7 dniach zwiększała się waga nadnerczy; zmniejszała się waga śledziony a inne gruczoły również ulegały zmianie w większym lub mniejszym stopniu. Biorąc pod uwagę fakt, że żadne ze zwierząt nie padło, należy stwierdzić, że taka woda ma określoną biologiczną aktywność, ale nie ma właściwości toksycznych.

Fizjologicznie aktywne substancje adrenalina i noradrenalina, poddawane wstępnie działaniu magnetycznego pola 0,1T; 0,13T; 0,4T powodowały niewłaściwe dla nich reakcję ucisku, aż do pełnego zatrzymania pracy serca (badania prowadzone na żabach). Substancje te, bez oddziaływania pola magnetycznego, zwiększały tylko amplitudę skurczów serca.

Serca poddane działaniu pola magnetycznego były mniej podatne na działanie adrenaliny. Samo pole magnetyczne zwiększało amplitudę i zmniejszało częstotliwość skurczów serca żab.

Badano również pośrednie działanie pola magnetycznego na organizmy żywe. Badano wpływ namagnesowanej wody na pracę serca żab i pracę systemu nerwowego myszy. Stwierdzono, że roztwory farmakologicznych substancji, jednorazowo przepuszczone przez szklaną rurkę z prędkością 0,2m/s w polu 0,128T; 0,42T; 0,62T zmieniają swoje fizjologiczne działanie. Np. roztwór strofantyny w koncentracji nie powodującej działania fizjologicznego, po poddaniu go działaniu pola magnetycznego, zwiększał amplitudę skurczów serca, chociaż rytm pracy nie zmieniał się.

Roztwór strychniny poddawanej działaniu pola magnetycznego przejawiał swoje działanie dwukrotnie szybciej, powodując bardziej intensywne kurcze (drgawki) powodując śmierć zwierząt częściej niż roztwór o takiej koncentracji nie poddany wpływowi pola mag. Substancja nasenna barbamil poddana polu magnetycznemu wolniej powodował sen, który był krótszy i przejście do stanu 'normalnego' następowało szybciej niż u kontrolnej grupy zwierząt. Należy więc ostrożnie eksperymentować, bo lekarstwa w polu magnetycznym mogą zmieniać swoje działanie.

Fakty te wychodzą poza przedział magnetobiologii. Trudno określić czy opisywane wyniki eksperymentów są wynikiem działania pola magnetycznego na substancje czy też tego typu zmiany mogą być pierwotnymi przyczynami biologicznego

działania pola na organizm. Poza tym nie można wykluczyć, że organizmy żywe reagować będą indywidualnie na działanie pola mag, tak jak indywidualnie reagują na niektóre leki. Niezwykle interesując są wyniki eksperymentów wpływu pola magnetycznego na organizmy żywe (lub ich części) poddawane wcześniej działaniu czynników degenerujących.

U embrionów myszy, których nerki i płuca zarażono odmianą nowotworu sarkoma-37, w polu 0,008T zapotrzebowanie na tlen obniżało się o 20-30% (w tych warunkach u drożdży wzrastało o 40%). Dalszy wzrost pola do 1T nie zmieniał efektu. Efekt oddziaływania wzrastał przy długim działaniu pola magnetycznego i wzroście wartości natężenia pola. Efektów opisywanych nie obserwowano u dorosłych osobników.

Przy działaniu polem 0,05 Oe na mózg białych szczurów, zaobserwowano: wzrost poziomu amoniaku; glutaminowego, gamma-tłuszczowego, asparaginowego kwasów; zmieniała się aktywność niektórych fermentów.

Kuk i Smith w USA w 1963 r stwierdzili, że działając na te organizmy przez 2-3 godz polem magnetycznym o natężeniu 0,8-1,3 T, aktywność fermentu tripsyny zwiększała się o 6-20%.

inni podają informacje, że w podobnych warunkach:

- częściowo zahamowana aktywność trypiny wzrastała pod działaniem pola o 4-12%.

- w polu 2 T w czasie powyżej 1 godz zwiększała się aktywność karboksydismutazy o 14-20%.

- krótkie ale silne pole 20 T nie zmieniało aktywności fermentów (B.Rabinowicz USA)

- (B.Haberdictlem Niemcy) stwierdził, że w polu 6 T aktywność fermentu glutamatdehydrogenazy zmniejszała się, a fermentu katalazy zwiększała się.

- niektóre makromolekuły (fermenty, kwasy nukleinowe) zmieniają swoją orientację w silnych polach magnetycznych.

- w żywych organizmach niektóre bioprądy charakteryzują się pulsacjami. W związku z tym w polu magnetycznym mogą oddziaływać mechaniczne na środowisko i zmieniać orientację określonych struktur, oddziałując na organizm.

- Bardzo wrażliwe na silne pole magnetyczne są młode komórki organizmu, które często ulegają w takich warunkach zniszczeniu.

Stwierdzono, że zmiana parametrów pola magnetycznego może być dla organizmów żywych zarówno czynnikiem stymulacji jak i regresji. Zależy to przede wszystkim od wartości działającego pola magnetycznego. Nie prowadzono tak szerokich badań, by można uogólniać wyniki, ale warto przytoczyć wyniki niektórych z nich.

6. TERAPEUTYCZNE DZIAŁANIE POLA MAGNETYCZNEGO

W 1937 r. niemiecki badacz N.Spunde opublikował pracę pt „O nowej metodzie leczenia raka” w której opisuje metodę leczenia raka piersi przy pomocy zmiennego pola magnetycznego. Przez kolejne lata zastosowanie pola magnetycznego w terapii nowotworowej nie wzbudzało zainteresowania. Dopiero w 1961 r w USA K.S.Mak-Lin wykorzystuje pole mag do leczenia w Instytucie Biomagnetyzmu w Nowym Jorku. Zwraca też uwagę na to, że ludzie pracujący w podwyższonym (w stosunku do ziemskiego) polu magnetycznym, rzadziej chorują na raka.

W 1968 r S.A.Proskuriakow z Nowosybirskiego Instytutu Medycznego informuje na VI zjeździe otolaryngologów, że w klinice leczono polem magnetycznym 23 chorych na raka. Stwierdzono że pole magnetyczne zmniejsza ból; zapobiega rozprzestrzenianiu się choroby i przyczynia się do regeneracji tkanki.

Ale informacje dotyczące rzeczywistego wpływu pola magnetycznego na żywe tkanki mogły dać eksperymenty na zwierzętach.

Bezpośrednią przyczyną stosowania pola mag w leczeniu raka były -jak wspomniano w poprzednim rozdziale- obserwacje jego wpływu na organizmy, podobne do wpływu promieniowania jonizującego (znanego już w latach 30-tych). Znany był też wpływ pola magnetycznego na mikroorganizmy i embriony, który powodował zahamowanie ich rozwoju.

Już w 1940 roku we Włoszech badano wpływ zmiennego pola mag o $f=42$ Hz i $B=0,15T-0,17T$ na rozwój raka. Myszy (268) zarażano rakiem (adenokarciomy Erlicha). Na 100 szt myszy stwierdzono, że rak „przyjął” się po 8-11 dniach w 75-95 %. Śmierć myszy następowała po 30-40 dniach po zarażeniu. Badając pozostałe, poddane terapii magnetycznej, stwierdzono, że likwidacja raka pod wpływem pola mag następowała tylko wtedy, kiedy zarażone myszy poddawano działaniu pola (stałego lub zmiennego) zaraz po zarażeniu (zmniejszenie w ten sposób ilość zachorowań około 4 razy w stosunku do grupy kontrolnej). Później po 12 dniach wpływ terapii magnetycznej był już niewielki. Nie ustalono: czy to pole mag wpływało na raka, czy też pole magnetyczne wpływało na zdolności obronne organizmu i organizm potrafił się lepiej bronić.

W USA L.Groe badał rolę immunologicznych reakcji w procesie hamowania rozwoju choroby: umieszczał myszy na ok. 30 dni w polu mag o $B=0,3-0,4T$, a po 10 dniach zarażano je rakiem. Stwierdził, że wcześniejsza terapia polem magnetycznym znacznie wydłużała czas życia zarażonych myszy.

Węgry M i Ž Barnoti badali rozwój tkanki serca embrionu kury. Stwierdzili, że pod wpływem pola magnetycznego nastąpiło silne zahamowanie wzrostu tkanki i pojawienie się gigantycznych wielojądrowych komórek.

Naukowcy wiedzą, że rozwój raka zachodzi w zdłuż fibryli – włókien, które stanowią podstawę dalszego rozwoju komórek rakowych.

Barnoti zauważył, że wzrost fibryli hamuje pole magnetyczne. Myszy (22 szt) zarażono rakiem i po 5 dniach 6 z nich umieszczono w polu mag $B=0,3T$. Wszystkie kontrolne zginęły po 14-20 dniach od zarażenia. Z poddanych działaniu pola 4 całkowicie wyzdrowiały a 2 zginęły znacznie później.

Badania prowadzone na młodych osobnikach miały odpowiedzieć –jak pole magnetyczne wpływa na młode osobniki?. W tym celu umieszczono młode myszy w polu mag $0,6T$. W pierwszych dniach rosły bardzo wolno (w porównaniu z kontrolnymi). Po 2 tygodniach przebywania w tym polu zginęły samce: samice żyły, ale ich waga była znacznie mniejsza od kontrolnych.

Podsumowując badania stwierdził, że wpływ pola mag na raka zależy od rodzaju raka; od metody zarażania; od wielkości pola mag; od osobników zarażanych a nawet od płci tych osobników. Dalsze badania pozwoliły stwierdzić, że waga osobników przebywających w polu stanowi ok. 75% tych poza polem. Oznacza to, że pole oddziałuje na różne osobniki w różnym stopniu.

7. PODSUMOWANIE

Pole magnetyczne odgrywa istotną rolę w procesie rozwoju organizmów żywych. Zarówno zwiększenie jak i zmniejszenie wartości jego natężenie prowadzi do zmian w życiu osobniczym organizmu jak i w kolejnych jego pokoleniach.

Nasuwa się wniosek, że silne pole magnetyczne może być czynnikiem, które wykorzystać można przy leczeniu niektórych chorób. Z eksperymentów widać, że szczególnie wrażliwe na duże pola magnetyczne są nowe (świeże) komórki. Komórki

rakowe są nowymi komórkami narastającymi w sposób niekontrolowany. To one będą ginąć w pierwszej kolejności w silnym polu magnetycznym. Pod działaniem takiego pola, ginące komórki powodować będą otorbenie nowotworu i jego zniszczenie (uduszenie). Starsze komórki organizmu, jako że są mniej podatne na działanie pola magnetycznego pozostaną nienaruszone.

Sposób niszczenia nowotworów, przedstawiony wyżej, jest obecnie - przy zastosowaniu nadprzewodnikowych elektromagnesów - możliwy. Byłby to całkowicie bezinwazyjny sposób leczenia nowotworów. Przy tej metodzie niezbędne będzie określenie bezpiecznego poziomu natężenia pola magnetycznego dla każdego organu oddzielnie.

Należałoby określić jaki ma wpływa określona wartość pola magnetycznego i na jakie organizmy lub ich części wpływa najbardziej.

W badaniach nad tym sposobem leczenia zwrócić też należy uwagę na fakt, że pole magnetyczne zawsze jest w pewnym stopniu rozproszone. W przypadku przerzutów, może zdarzyć się, że tą metodą zniszczyć można źródłowe tkanki nowotworu, ale rozproszone pole magnetyczne będzie działać stymulująco na przerzuty, powodując ich szybki wzrost.

Przeciwnicy takiej koncepcji oddziaływania wysuwają argument, że chorzy na raka, poddawani działaniu silnego pola magnetycznego w czasie badania, z wykorzystaniem silnego pola MRI, nie doznają wyleczenia. Jednak trzeba zwrócić uwagę na fakt, że jest to jednorazowe i krótkotrwałe oddziaływanie. Nie sposób więc wyciągać z tego zbyt daleko idących wniosków.

Wniosek ogólny jaki wysunąć można po analizie wielu publikacji jest taki, że: zarówno zwiększenia jak i zmniejszenie magnetycznego pola ziemskiego (w stosunku do istniejącego) może wywołać znaczne zmiany w biosferze w tym i w organizmie człowieka. Zmiany w organizmie osobnika będącego przedmiotem eksperymentu uwzględniające wpływ silnego pola magnetycznego, mogą być widoczne w jego życiu osobniczym jak też w kolejnym jego pokoleniu.



ANALIZA NUMERYCZNA POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO W TAŚMACH HTS Z UWZGLĘDNIENIEM ZJAWISKA HISTEREZY

Dariusz CZERWIŃSKI, Leszek JAROSZYŃSKI

Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, d.czerwinski@pollub.pl

Numerical analysis of electromagnetic field in HTS tapes with hysteresis consideration

Abstract: Modern superconducting devices have many parts built of high temperature superconductors. Numerical model of magnetic hysteresis in HTS superconductors can greatly improve the analysis of phenomena in superconductors and superconducting devices. The authors present results of numerical calculations of electromagnetic field in HTS tapes, considering magnetic hysteresis in high temperature superconductors.

Keywords: AC power losses, high temperature superconductors, FEM modeling

1. WSTĘP

Odkrycie nadprzewodników wysokotemperaturowych HTS w latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku zaowocowało powstaniem urządzeń nadprzewodnikowych prądu przemiennego takich jak: nadprzewodnikowe kable transmisyjne (linie transmisyjne), transformatory nadprzewodnikowe, nadprzewodnikowe ograniczniki prądów zwarciovych, przepusty prądowe HTS, generatory nadprzewodnikowe.

Taśmy na bazie nadprzewodników HTS mogą obecnie z powodzeniem zastąpić konwencjonalne druty LTS. Analiza pola elektromagnetycznego w czasie pracy urządzenia nadprzewodnikowego pozwoliłaby na pełniejsze zrozumienie zjawisk zachodzących w taśmach HTS. Ponadto możliwe by było określenie zmiennoprądowych strat mocy przy przepływie prądu przemiennego przez taśmę. W elementach urządzeń nadprzewodnikowych zbudowanych z nadprzewodników HTS powstają histerezyne straty

mocy. Straty te są związane z właściwościami materiału nadprzewodnikowego oraz wnikiem zmiennego pola magnetycznego do nadprzewodnika.

2. TAŚMY NADPRZEWODNIKOWE

Występowanie elementów wykonanych z litego nadprzewodnika w urządzeniach nadprzewodnikowych jest dosyć powszechne. Elementy takie występują jako nadprzewodnikowe przepusty prądowe HTS, ekrany magnetyczne, elementy nadprzewodnikowych ograniczników prądu.

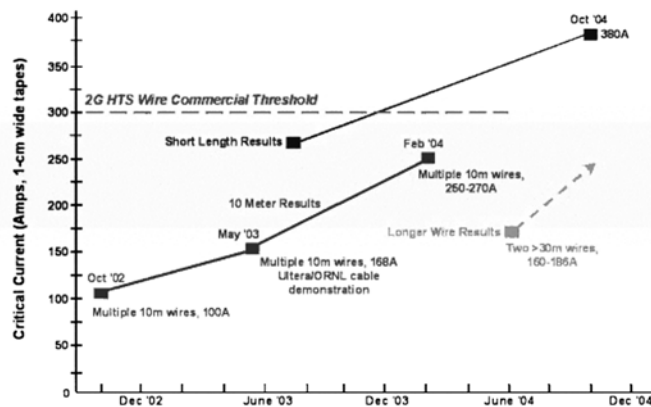
Jednak najczęstsze zastosowanie w konstrukcji urządzeń nadprzewodnikowych mają taśmy nadprzewodnikowe, które wykorzystywane są przy budowie wszelkich uzwojeń [1].

Taśma nadprzewodnikowa składa się zazwyczaj z metalowej matrycy, w której umieszczone są włókna nadprzewodnika wysokotemperaturowego (rys. 1).



Rys. 1. Taśma wykonana z nadprzewodnika wysokotemperaturowego HTS

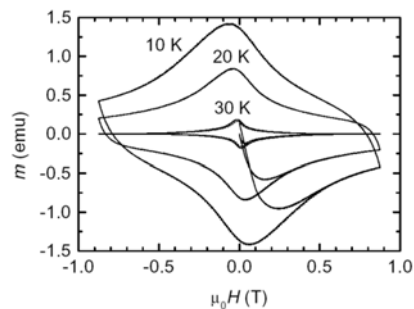
Początkowo taśmy na bazie nadprzewodników HTS nie posiadały tak dobrych parametrów pracy jak taśmy LTS. Sytuacja ta zmieniła się jednak w ciągu ostatnich lat. Wraz z rozwojem technologii produkcji nadprzewodników HTS powstały taśmy, których parametry krytyczne nie odbiegają od tych produkowanych na bazie nadprzewodników niskotemperaturowych (rys. 2).



Rys. 2. Rozwój taśm HTS produkowanych przez AMSC [2]

3. ANALIZA NUMERYCZNA

Celem autorów w niniejszym opracowaniu, było przeprowadzenie analizy numerycznej pola elektromagnetycznego w taśmie nadprzewodnikowej zbudowanej na bazie nadprzewodników HTS z uwzględnieniem zjawiska histerezy magnetycznej. Histereza magnetyczna w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych została uwzględniona nie w postaci pętli histerezy ale w postaci pierwotnej krzywej magnesowania. Ponieważ autorzy nie dysponowali danymi pochodzącymi z pomiarów laboratoryjnych dlatego posłużyli się danymi literaturowymi taśmy Bi2223/Ag [3].



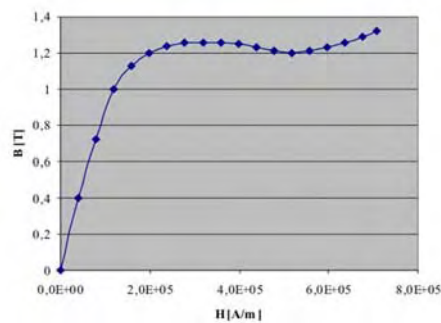
Rys. 3. Rodzina pętli dla taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag w różnych temperaturach pracy [3]

Na bazie danych pętli histerezy taśmy pracującej w temperaturze 10 K została otrzymana krzywa reprezentująca pierwotną krzywą magnesowania. Uwzględniając zależność (1)

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \quad (1)$$

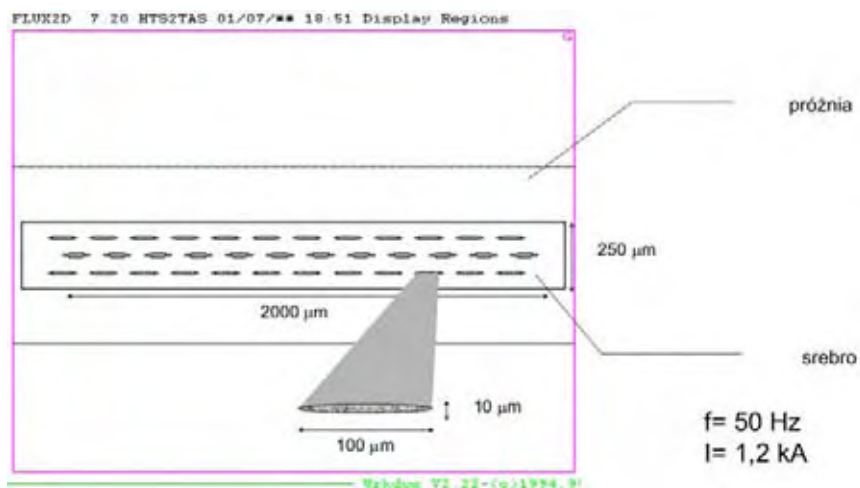
gdzie: $\mathbf{H}$ – natężenie pola magnetycznego, $\mathbf{B}$ – indukcja, $\mathbf{M}$ – magnetyzacja,
 μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni

otrzymano pierwotną krzywą magnesowania dla taśmy HTS (rys. 4).



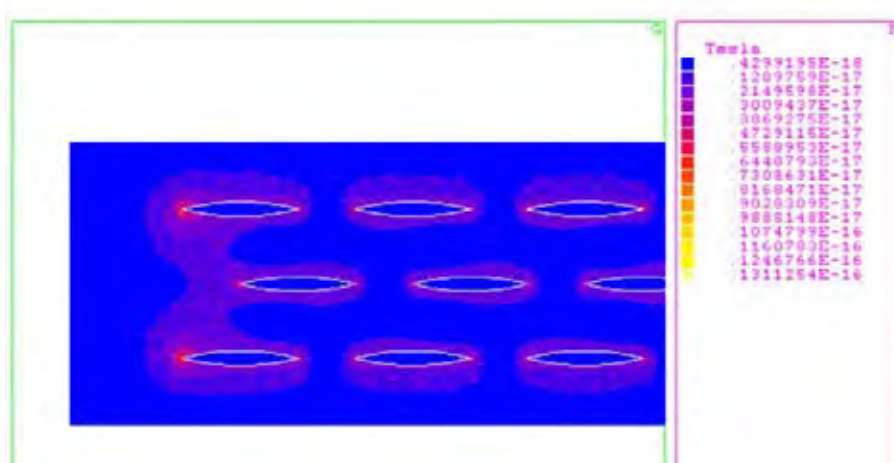
Rys. 4. Pierwotna krzywa magnesowania dla taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag w temperaturze 10 K

Kolejnym etapem było przygotowanie modelu numerycznego, który pozwalałby na przeprowadzenie obliczeń przy założeniu iż przez taśmę HTS przepływa znamionowy prąd. Przy konstrukcji modelu posłużono się oprogramowaniem FLUX2D służącym do obliczeń zagadnień rozkładu pól elektromagnetycznych przy użyciu metody elementów skończonych. Geometria modelowanej taśmy Bi2223/Ag została przedstawiona na rysunku 5.



Rys. 5. Geometria taśmy nadprzewodnikowej Bi2223/Ag

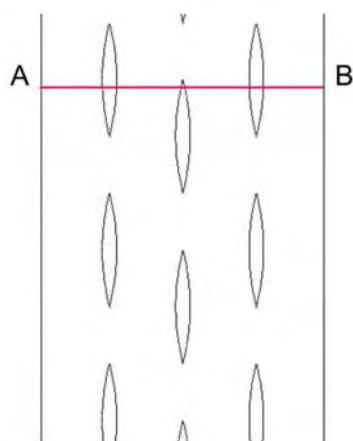
Taśma składa się z 36 włókien nadprzewodnika Bi2223 umieszczonych w matrycy srebrnej. Każde włókno zostało zamodelowane przez elipsę o wymiarach $100 \times 10 \mu\text{m}$. Założono, iż włókno jest jednorodne a kontakt z matrycą srebrną jest idealny. Przez taśmę przepływa prąd znamionowy o wartości $I = 1,2 \text{ kA}$ oraz częstotliwości 50 Hz .



Rys. 6. Rozkład indukcji magnetycznej w taśmie HTS

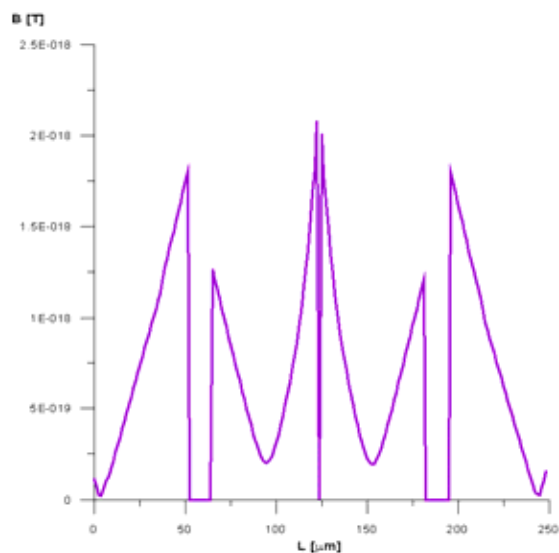
Gdy włókna znajdują się w stanie nadprzewodzenia pole magnetyczne nie wnika do ich wnętrza tylko jest wypierane na zewnątrz. Skutkiem tego jest niejednorodny rozkład indukcji magnetycznej w taśmie HTS (rys. 6).

Dalszej analizy pola elektromagnetycznego dokonano wzdłuż odcinka AB wewnątrz taśmy (rys. 7).



Rys. 7. Analizowany odcinek

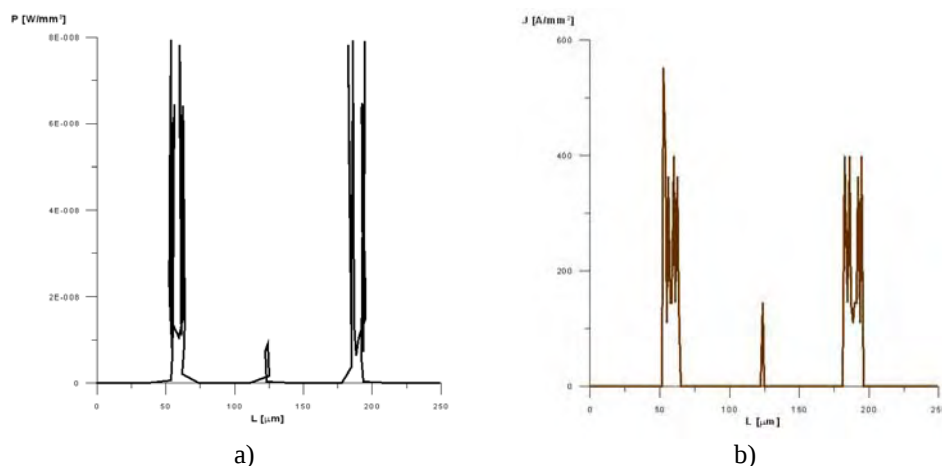
Przy takiej analizie wyraźnie widać, iż indukcja magnetyczna jest zerowa we wnętrzu włókien, za to na ich krawędziach zauważalne są maksima indukcji co przedstawiono na rysunku 8.



Rys. 8. Rozkład indukcji wzdłuż analizowanego odcinka AB

Prąd transportu płynący przez nadprzewodzące włókna w taśmie HTS wytwarza pole magnetyczne, które to w stanie nadprzewodzenia w całości płynie przez matrycę taśmy.

Największe wartości pola występują na krawędziach włókien tam gdzie są one najbardziej spłaszczone.



Rys. 9. Rozkład gęstości objętościowej mocy (a) i gęstości prądu (b) wzdłuż analizowanego odcinka AB

Analizując rozkłady gęstości prądu oraz gęstości objętościowej mocy w taśmie HTS okazuje się, iż prawie cały prąd przepływa przez włókna nadprzewodzące, a jedynie niewielka jego część przez matrycę srebrną. Transport energii elektrycznej odbywa się w głównej mierze wierzchnią warstwą włókna nadprzewodnikowego (rys. 9).

4. WNIOSKI

Straty histerezy stanowią większą część strat zmiennoprądowych w nadprzewodnikach HTS.

Możliwe jest zbudowanie modelu numerycznego taśmy HTS w programie FLUX2D z użyciem procedur użytkownika. Pozwala to na zamodelowanie dowolnego kształtu pierwotnej krzywej magnesowania.

Poprawne odwzorowanie pierwotnej krzywej magnesowania jest kluczowym czynnikiem wpływającym na poprawność rozwiązania.

LITERATURA

- [1] Applied Superconductivity Center, <http://www.asc.wisc.edu>, 2006
- [2] American Superconductors, *HTS Wire*, <http://www.amsuper.com>, 2006
- [3] I. Kušević, E. BABIĆ, D. Marinaro, S. X. Dou, R. Weinstein, Critical currents and vortex pinning in U/n treated Bi2223/Ag tapes, *Physica C* 408-410, 2004, pp. 524-525

Streszczenie: Nowoczesne urządzenia nadprzewodnikowe posiadają wiele podzespołów zbudowanych na bazie nadprzewodników wysokotemperaturowych. Model numeryczny histerezy magnetycznej w nadprzewodnikach HTS mógłby bardzo usprawnić analizę tegoż zjawiska w nadprzewodnikach oraz urządzeniach nadprzewodnikowych. Autorzy prezentują wyniki obliczeń numerycznych pól elektromagnetycznych w taśmie nadprzewodnikowej HTS, z uwzględnieniem pierwotnej krzywej magnesowania materiału nadprzewodnikowego

Słowa kluczowe: straty zmiennoprądowe, nadprzewodniki wysokotemperaturowe, modelowanie z użyciem metody MES, histereza magnetyczna w nadprzewodnikach HTS



SYMULACJA KOMPUTEROWA MATERIAŁÓW HTS Z UŻYCIEM PSpICE

Leszek JAROSZYŃSKI, Dariusz CZERWIŃSKI

Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, l.jaroszynski@pollub.pl

Computer simulation of HTS components using PSpice

Abstract: High temperature superconductors have many interesting applications in various domains of modern technology. One of the fastest developing fields is designing and fabrication of the superconducting fault current limiters (SFCL). Basic parameters and expected SFCL impact over a power grid may be easily evaluated with the help of electric circuit simulation software. Authors of this paper have proposed simplified circuit model of the HTS tape made by means of the PIT technology (powder in tube). Computer simulation has been performed using analog behavioral modeling (ABM) blocks in PSpice. Results of numerical analysis have been compared with laboratory data.

Keywords: high temperature superconductors, Bi-2223/Ag, PSpice

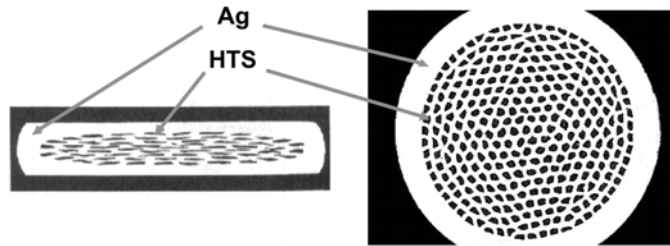
1. WSTĘP

Materiały wykonane z nadprzewodników wysokotemperaturowych znajdują obecnie wiele interesujących zastosowań w różnych dziedzinach techniki. Jednym z nich jest budowa nadprzewodnikowych ograniczników prądów zwarciovych (SFCL). Analiza polowa materiałów HTS w stanie nadprzewodnictwa, mieszanym oraz rezystywnym jest trudna i często bardzo czasochłonna. Jednak podstawowe parametry ograniczników SFCL oraz ich przewidywany wpływ na działanie systemu elektroenergetycznego można stosunkowo łatwo oceniać przy wykorzystaniu programów do symulacji komputerowej obwodów elektrycznych. Autorzy zaproponowali uproszczony model obwodowy taśmy HTS wykonanej w technologii PIT (ang. powder in tube). Sprawdzająca symulacja komputerowa została przeprowadzona przy użyciu bloków modelowania analogowego

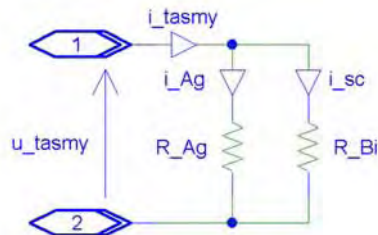
(ABM) programu PSpice. Rezultaty analizy numerycznej porównano z wynikami pomiarów laboratoryjnych przedstawionymi w pracy [1].

2. MODEL TAŚMY Bi-2223/Ag

Na rysunku 1 pokazano przekroje poprzeczne taśm nadprzewodnikowych należących to tzw. pierwszej generacji. Elementy te są wytwarzane techniką PIT (proszkowo-rurową) polegającą w wielkim uproszczeniu na ciągnięciu, składaniu w zestawy i ponownym ciągnięciu rurek ze stopów srebra wypełnionych proszkiem nadprzewodnikowym (lub jego składnikami) oraz odpowiedniej obróbce termicznej.



Rys. 1. Przekroje taśm HTS (Bi-2223/Ag) wytwarzanych techniką PIT



Rys. 2. Schemat zastępczy taśmy HTS

Elektryczny schemat zastępczy odcinka taśmy Bi-2223/Ag w uproszczeniu może zostać sprowadzony do połączenia równoległego dwóch rezystancji nieliniowych (rys. 2).

Przy założeniu, że matryca oraz powłoka taśmy zostały wykonane z tego samego materiału, rezystancję stopu srebra zależną od temperatury można wyrazić wzorem (1)

$$R_{Ag} = \frac{\rho_{Ag}(T) \cdot L}{A_{Ag}} \quad (1)$$

gdzie: L – długość taśmy, A_{Ag} – pole przekroju poprzecznego stopu srebra w taśmie.

Rezystywność stopu srebra w rozpatrywanym przedziale jest liniową funkcją temperatury [1], [2] i może zostać opisana wzorem (2)

$$\rho_{Ag}(T) = aT + b \quad (2)$$

gdzie: a , b – wartości stałe.

Właściwości elektryczne nadprzewodnika są najczęściej opisywane na jeden z trzech sposobów. Pierwsza metoda zakłada zerową rezystywność poniżej prądu krytycznego i pewną dużą, często stałą wartość powyżej. Drugą metodą jest wykorzystanie dobrze znanej zależności potęgowej (3) pomiędzy gęstością prądu J i natężeniem pola elektrycznego E . Trzeci sposób polega na użyciu funkcji wyznaczonych na podstawie

pomiarów dla konkretnych materiałów nadprzewodnikowych. W niniejszej pracy zastosowano drugie podejście z założeniem upraszczającym, że omawiane wielkości są stałe w całym przekroju poprzecznym materiału nadprzewodnikowego.

$$E = E_C \left(\frac{J}{J_C} \right)^n \quad (3)$$

gdzie: E_C – graniczne natężenie pola elektrycznego (najczęściej 10^{-4} V/m),
 J_C – krytyczna gęstość prądu, n – wykładnik.

Rezystancja nadprzewodnika R_{Bi} może zostać zapisana jako zależność (4)

$$R_{Bi} = R_{res} + \frac{E_C \cdot L}{I_C^n} |i|^{n-1} \quad (4)$$

gdzie: R_{res} – rezystancja szcawkowa nadprzewodnika,
 i – wartość chwilowa prądu w nadprzewodniku.

Wykładnik potęgowy n określający stromość krzywej E - J w obszarze przejściowym jest odwrotnie proporcjonalny do temperatury [4] i może być określony wzorem (5)

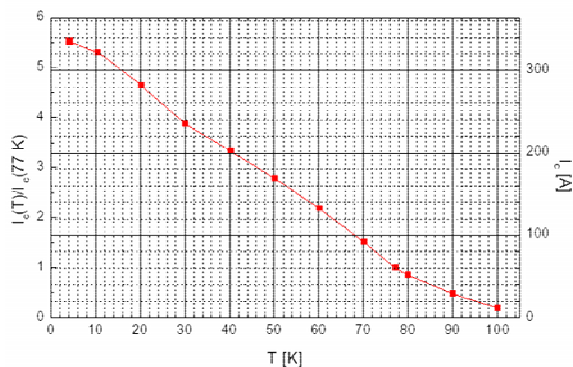
$$n(T) = n_0 \frac{T_0}{T} \quad (5)$$

gdzie: n_0 – wartość wykładnika wyznaczona w temperaturze T_0 .

Liniowa zależność prądu krytycznego nadprzewodnika od temperatury wydaje się być uzasadniona (rys. 3) i może zostać zapisana jako zależność (6)

$$I_C(T) = I_{C0} \left(\frac{T_C - T}{T_C - T_0} \right) \quad (6)$$

gdzie: I_{C0} – wartość krytyczna prądu wyznaczona w temperaturze T_0 .



Rys. 3. Prąd krytyczny w funkcji temperatury (Bi-2223/Ag 55, Vacuumschmelze, pole własne)

Charakterystyka pokazana na rysunku 3 została zmierzona dla pola magnetycznego generowanego przez prąd taśmy (pole własne). W dalszej analizie założono, że wpływ zewnętrznych źródeł pola magnetycznego może zostać pominięty co pozostaje w zgodzie z warunkami pomiarów przedstawionych w pracy [1].

Ustalenie temperatury obiektu wymaga przeprowadzenia bilansu ciepła. Założono, że: jedynym źródłem ciepła jest ciepło Joule'a, odbiór ciepła przez układ chłodzenia

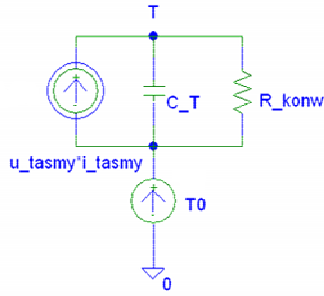
może zostać sprowadzony do zastępczego współczynnika konwekcji h_{konw} , wymiana ciepła z otoczeniem odbywa się wyłącznie w kierunkach prostopadłych do powierzchni bocznych taśmy nadprzewodnikowej. Założenia te obrazują wzory (7), (8) i (9).

$$T = T_0 + \frac{1}{C_T} \int_{t_0}^{t_i} \left(u_{tasmy} \cdot i_{tasmy} - \frac{T - T_0}{R_{konw}} \right) dt \quad (7)$$

$$C_T = V_{Bi} \gamma_{Bi} c_{pBi} + V_{Ag} \gamma_{Ag} c_{pAg} \quad (8)$$

$$R_{konw} = \frac{1}{h_{konw} A_b} \quad (9)$$

gdzie: u_{tasmy} , i_{tasmy} – napięcie i prąd taśmy HTS,
 V_{Bi} , V_{Ag} – objętość nadprzewodnika i stopu srebra w taśmie,
 γ_{Bi} , γ_{Ag} – gęstość nadprzewodnika i stopu srebra,
 c_{pBi} , c_{pAg} – ciepło właściwe nadprzewodnika i stopu srebra,
 A_b – pole powierzchni wymiany ciepła.



Rys. 4. Schemat zastępczy obwodu wymiany ciepła

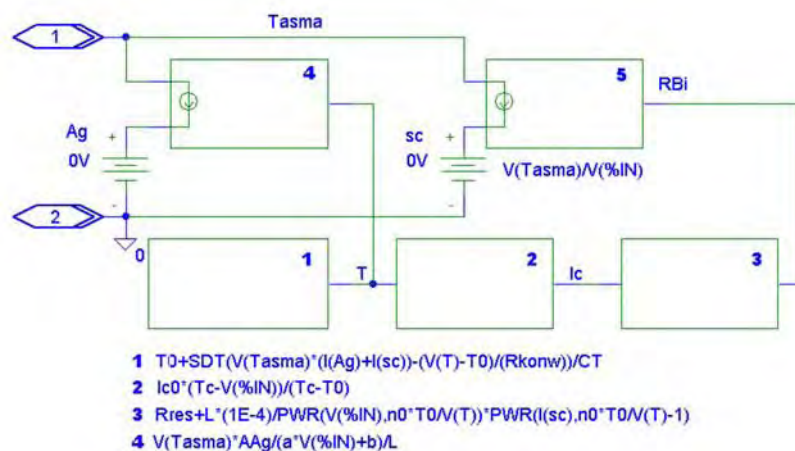
Na rysunku 4 przedstawiono zastępczy obwód wymiany ciepła dla taśmy nadprzewodnikowej, który został następnie wykorzystany w analizie numerycznej.

W tabeli 1 przedstawiono parametry symulacji numerycznej przygotowane na podstawie prac [1], [2], [3] i [4]. Na rysunku 5 pokazano schemat symulacyjny taśmy Bi-2223/Ag zapisany z użyciem bloków modelowania analogowego (ang. analog behavioral modeling, ABM). Bloki oznaczone cyframi 1, 2 i 3 to źródła napięciowe sterowane napięciowo realizujące przedstawione powyżej

równania. Bloki 4 i 5 to sterowane napięciowo źródła prądowe realizujące rezystancje nieliniowe reprezentujące stop srebra i nadprzewodnik BSCCO. Źródła napięcia stałego oznaczone na rysunku 5 jako „Ag” oraz „sc” mają zerowe wartości i służą wyłącznie jako elementy pomocnicze do wyznaczenia wartości odpowiednich prądów.

Tab. 1. Parametry symulacji komputerowej

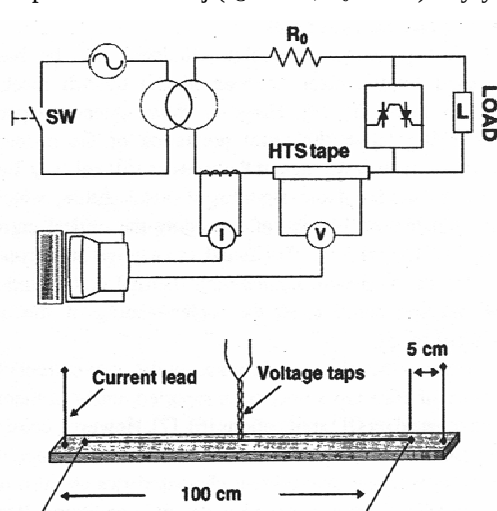
I_{C0} (77 K)	57 A	a	$6,7 \cdot 10^{-11} \Omega m/K$
T_C	106 K	b	$-6,9 \cdot 10^{-10} \Omega m$
A	$3,81 \times 0,193 \text{ mm}^2$	C_{pBi}	120 J/(kg K)
L	1 m	C_{pAg}	170 J/(kg K)
k	0,3 (30 %)	γ_{Bi}	6000 kg/m ³
E_C	10^{-4} V/m	γ_{Ag}	10500 kg/m ³
n_0 (77 K)	14	h_{konw}	1200 W/(m ² K)
R_{res}	$10^{-15} \Omega$	T_0	77 K



Rys. 5. Schemat ABM taśmy HTS (PSpice)

3. WYNIKI SYMULACJI KOMPUTEROWEJ

Schemat układu pomiarowego wykorzystywanego przez autorów pracy [1] został pokazany na rysunku 6. Taśma HTS była badana przy sinusoidalnie przemiennym wymuszeniu prądowym. Amplitudy prądów przekraczały wartość krytyczną prądu taśmy nadprzewodnikowej ($I_C = 57 \text{ A}$, $T_0 = 77 \text{ K}$) i były zmieniane w zakresie od 150 A do 507 A.

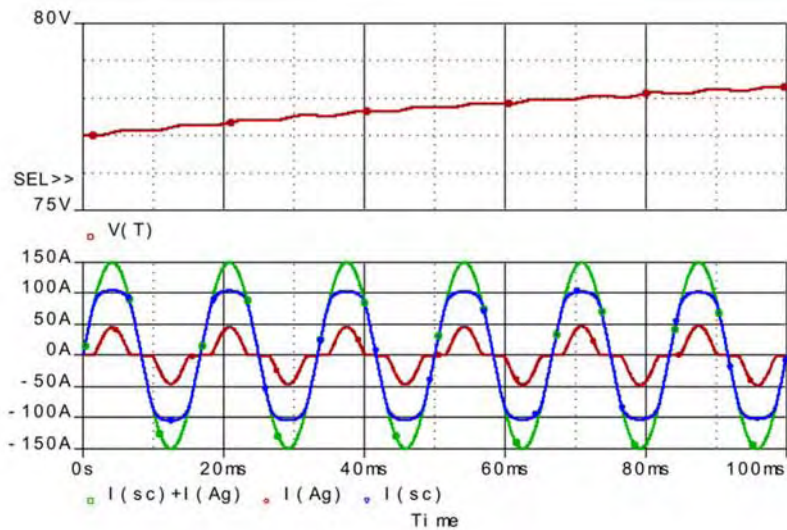


Rys. 6. Schemat układu pomiarowego [1]

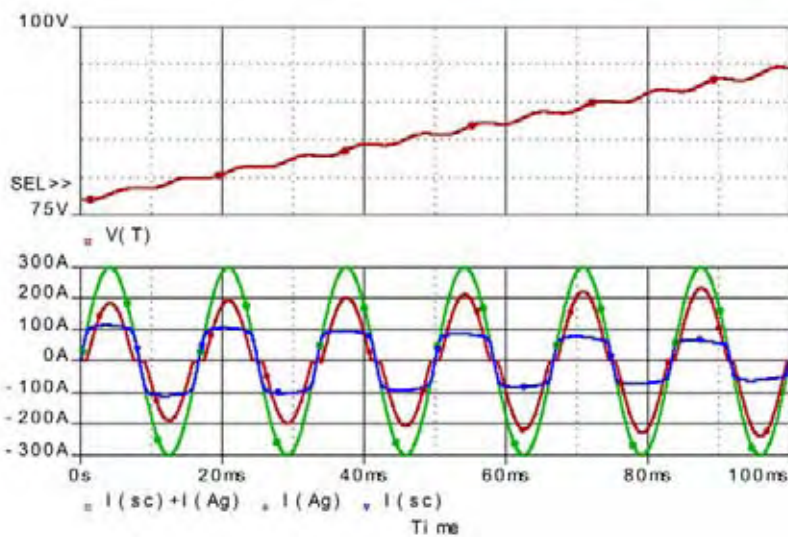
W celu sprawdzenia wiarygodności przedstawionego powyżej modelu matematycznego za pomocą programu PSpice została przeprowadzona symulacja numeryczna przebiegów nieustalonych (ang. transient analysis) odtwarzająca warunki pomiarów laboratoryjnych [1]. Analizowano zmienność wielkości fizycznych opisujących stan taśmy nadprzewodnikowej przy wymuszeniu prądowym o zadanych amplitudach i częstotliwości 60 Hz, w czasie kolejnych sześciu okresów zmienności źródła prądu.

Na rysunkach 7 i 8 przedstawiono wybrane wyniki symulacji komputerowej obrazujące zmienność temperatury obiektu i charakterystyczny podział prądu pomiędzy nadprzewodnik i metalową matrycę taśmy. Powyżej

wartości prądu krytycznego rezystywność nadprzewodnika gwałtownie rośnie zbliżając się do rezystywności stopu srebra. Prąd jest przejmowany przez metalową matrycę, w układzie pojawiają się duże straty powodujące wzmożone grzanie taśmy nadprzewodnikowej.

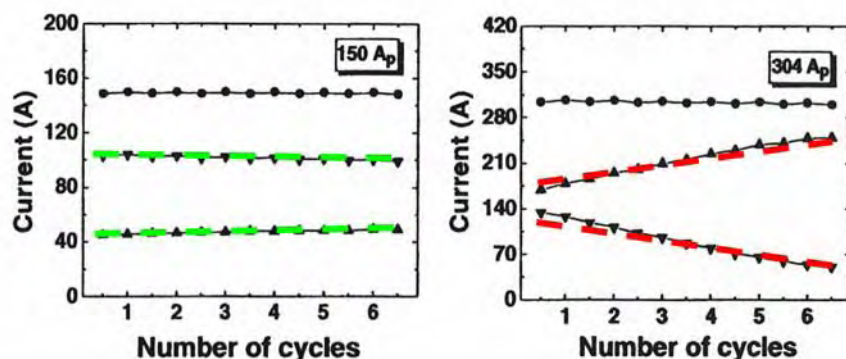


Rys. 7. Temperatura i prąd taśmy ($I_m = 150 \text{ A}$)



Rys. 8. Temperatura i prąd taśmy ($I_m = 304 \text{ A}$)

Na rysunku 9 przedstawiono porównanie wyników badań laboratoryjnych [1] oraz rezultatów symulacji komputerowej przeprowadzonej przez autorów tej pracy. Dla prądu o wartości $I_m=150 \text{ A}$ występuje bardzo dobra zgodność, natomiast dla prądu $I_m=304 \text{ A}$ wyniki nieznacznie od siebie odbiegają. Rozbieżność można tłumaczyć niepewnością co do rzeczywistej wartości wykładnika potęgowego n w zależności E - J modelu matematycznego nadprzewodnika, trudnościami w określeniu wartości zastępczego współczynnika konwekcji oraz przejmowaniem ciepła przez elementy rzeczywistego układu pomiarowego.



Rys. 9. Porównanie wyników symulacji komputerowej i wyników pomiarów [1]:
 ▲ – prąd w metalu, ▼ – prąd w nadprzewodniku

4. PODSUMOWANIE

Dzięki blokom modelowania behawioralnego (ABM) program numerycznej symulacji obwodów elektrycznych wydaje się być wiarygodnym instrumentem analizy pracy elementów nadprzewodnikowych. Stosunkowo prosty model numeryczny taśmy nadprzewodnikowej pozwolił na uzyskanie rezultatów o dobrej zgodności z wynikami badań laboratoryjnych.

Taśmy BSCCO pierwszej generacji charakteryzują się znaczącą przeciążalnością prądową. Krótkotrwały wzrost prądu ponad wartość krytyczną nie powoduje trwałego wejścia nadprzewodnika w stan rezystywny. Jest to możliwe dzięki stosunkowo dużej pojemności cieplnej taśmy i przejmowaniu prądu przez metalową matrycę.

LITERATURA

- [1] Seong-Woo Yim, Sung-Hun Lim, Hye-Rim Kim Si-Dole Hwang, Kohji Kishiro, Electrical behavior of Bi-2223/Ag tapes under applied alternating over-currents, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, No. 2, June 2005, p. 2482
- [2] T. J. Arndt, A. Aubele, H. Krauth, M. Munz, B. Sailer, Progress in preparation of technical HTS tapes of type Bi-2223/Ag alloy of industrial lengths, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, No. 2, June 2005, p. 2503
- [3] J. Langston, M. Steurer, S. Woodruff, T. Baldwin, J. Tang, A generic real-time computer simulation model for superconducting fault current limiters and its application in system protection studies, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, No. 2, June 2005, p. 2090
- [4] K. Berger, J. Leveque, D. Netter, B. Douine, A. Rezzoug, AC transport losses calculation in a Bi-2223 current lead using thermal coupling with an analytical formula, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, No. 2, June 2005, p. 1508

Streszczenie: Materiały wykonane z nadprzewodników wysokotemperaturowych znajdują wiele zastosowań w różnych dziedzinach techniki. Jednym z nich jest budowa nadprzewodnikowych ograniczników prądów zwarciovych (SFCL). Podstawowe parametry ograniczników oraz ich przewidywany wpływ na działanie systemu elektroenergetycznego można stosunkowo łatwo oceniać przy wykorzystaniu programów do symulacji komputerowej obwodów elektrycznych. Autorzy zaproponowali uproszczony model obwodowy taśmy Bi-2223/Ag. Sprawdzająca symulacja komputerowa została przeprowadzona przy użyciu bloków modelowania behawioralnego (ABM) programu PSpice. Rezultaty analizy numerycznej porównano z wynikami pomiarów laboratoryjnych.

Słowa kluczowe: nadprzewodniki wysokotemperaturowe, Bi-2223/Ag, PSpice



NUMERICAL MODELS OF INDUCTIVE SFCL

Sławomir KOZAK

*Laboratory of Superconducting Technology in Lublin,
Electrotechnical Institute in Warsaw
Pożaryskiego 28, 04-703 Warsaw
slawko@eltecol.pol.lublin.pl.*

Abstract: *The Superconducting Fault Current Limiter (SFCL) can be used to limit the short-circuit current level in electrical networks. The inductive SFCL works like a transformer with shorted secondary HTS winding. The numerical models, using the magnetodynamics physical domain of the CAD package FLUX2D/3D and coupled with circuit equations, were used to compute the voltage-current characteristics of the inductive SFCLs. The numerical model which uses the thermal physical domain of CAD package FLUX2D has been used to analyze the temperature distribution in the HTS tube during the fault. Because of the iron core, the inductive SFCL is not axially symmetrical and should be modeled in 3D geometry. On the other hand, the 2D modeling gives much more computational advantage, in comparison with 3D modeling. The paper compares the computation results of 2D/3D numerical models of the inductive SFCL 625-A and of the inductive SFCL 3.5 $\Omega/2$ kA.*

Keywords: *Superconducting Fault Current Limiter, inductive SFCL, numerical modeling, FLUX2D, FLUX3D.*

1. INTRODUCTION

Many inductive SFCLs have been built and investigated [1]-[5] in Laboratory of Superconducting Technology in Lublin. Some different numerical models, aimed at describing magnetodynamic and thermal phenomena in the inductive SFCLs, have been presented. All recent numerical models are the 2D-geometry ones. Because of the iron core, the inductive SFCL is not axially symmetrical and should be modeled in 3D-geometry.

The inductive SFCL works like a transformer with copper primary winding and with secondary winding made of a superconducting tube or a superconducting shorted winding. Fig. 1 shows the geometry of 3D numerical model of the inductive SFCL. To use the 2D numerical model instead of the 3D one, the real non-axially symmetrical geometry of the iron core of the inductive SFCL should be transferred into an axially symmetrical “2D” geometry (Fig. 1). Both geometries are equivalent due to a cross-section for magnetic flux [1]. The paper compares the computation results of 2D/3D numerical models of the inductive SFCL 625-A and of the inductive SFCL 3.5 Ω /2 kA. It also estimates the percentage error, which has been defined as:

$$\%Error = 100\% (2D_value - 3D_value) / 3D_value \quad (1)$$

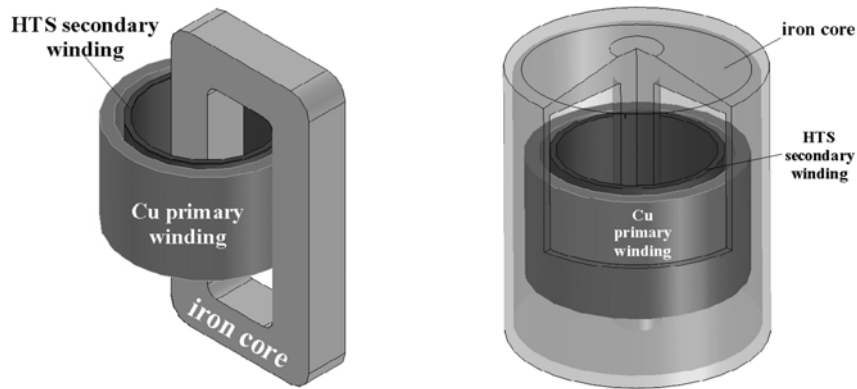


Fig. 1. Geometry of 3D and 2D numerical models of the inductive SFCL.

2. Inductive SFCLs

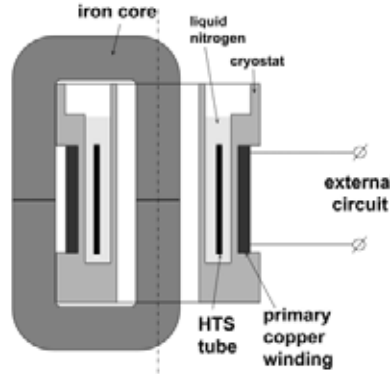


Fig. 2 Inductive SFCL.

Fig. 2 presents the inductive SFCL [1]. In normal operation of an external circuit, the magnetic field from the copper winding does not penetrate the superconducting tube. In case of fault condition in the external circuit, the current induced in the superconducting tube is sufficient to drive it normal and the magnetic field penetrates the iron core increasing rapidly the impedance of the limiter. So the fault current in the external circuit is

limited. The selected parameters of main components of the SFCL 625-A are presented in Table I.

TABLE I
PARAMETERS OF INDUCTIVE SFCL 625-A [1]

component of SFCL	parameter	value
Cu primary winding	height	49 mm
	inner diameter	73 mm
	number of turns	236
HTS secondary winding, Bi-2223 tube, $T_c = 108$ K	height	50 mm
	inner diameter	59 mm
	thickness of wall	2,5 mm
	I_c (77 K, sf)	625 A
iron core	cross-section	2 cm x 2 cm (2 cm x 3 cm)
	height of window	103 mm
	breadth of window	36 mm

Table II presents the selected parameters of the inductive SFCL 3.5 Ω /2 kA for 15 kV power grid (project) [6]. The rated current of the limiter is 1 kA. The limited current is 2 kA (10 kA without the SFCL).

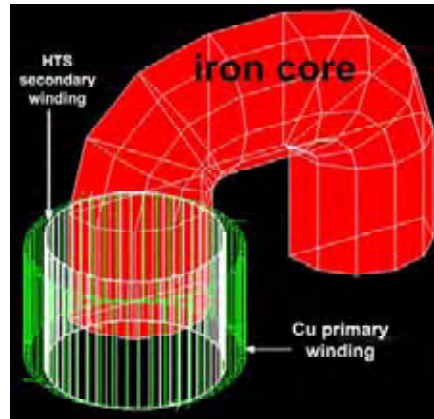


Fig. 3 Geometry of 3D numerical model of inductive SFCL 3.5 Ω /2 kA.

TABLE II
PARAMETERS OF INDUCTIVE SFCL 3.5 Ω /2 kA FOR 15 kV VOLTAGE GRID [6]

component of SFCL	parameter	value
Cu primary winding	height	0,8 m
	inner diameter	1,38 m
	number of turns	20
HTS secondary winding, YBCO/CeO ₂ /Ni tape, $T_c = 87$ K	height	0,96 m
	inner diameter	1,16 m
	ΣI_c (77 K, sf)	30 kA
iron core	diameter	1 m

	height of window	1,6 m
	breadth of window	0,56 m

3. Magnetodynamic computation of V - I characteristic of the inductive SFCL

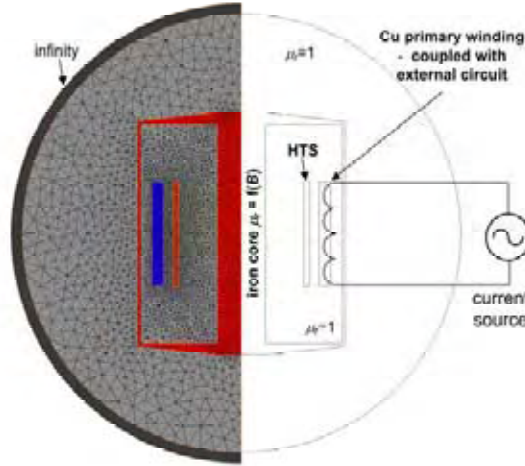


Fig. 4. Geometry of FEM-circuit numerical model of inductive SFCL – FLUX2D.

The FEM-circuit (FEM – Finite Element Method) numerical model of the inductive SFCL has been used to compute V - I characteristics of the inductive SFCL. The numerical model has been prepared using the magnetodynamics (MD) physical domain of the CAD package FLUX2D coupled with circuit equations [1] [7] (Fig. 4). The vector potential A is the variable and the following equation is computed [7]:

$$\mathbf{j} \cdot \omega \cdot \sigma \cdot \vec{A} + \text{rot}((1/\mu) \cdot \text{rot}(\vec{A})) = \vec{J} \quad (3)$$

where: A – vector potential, J – current density, ω – angular frequency, σ – electric conductivity, μ – magnetic permeability.

Real 3D geometry of inductive SFCL has been replaced by axially symmetrical “2D” geometry (Fig. 1). Fig. 5 presents voltage-current characteristics of the SFCL 625-A with 2 cm x 2 cm and 2 cm x 3 cm iron core cross-section and the characteristics of numerical model of limiter in superconducting state and in resistive states. To obtain numerical model V - I characteristics it is necessary to set proper geometry, region properties and state (superconducting or resistive) in FEM part of numerical model and to calculate the voltage on the limiter for different current of the current source in circuit part of numerical model. The relative current of SFCL can be defined as:

$$I'_p = I_p N_p / I_{c77K} \quad (4)$$

where: I'_p - relative current of SFCL, I_p - primary winding rms current of SFCL, N_p -

number of turns of primary winding, $I_{c\ 77\text{ K}}$ - critical current of the HTS secondary winding of SFCL (77 K, self field).

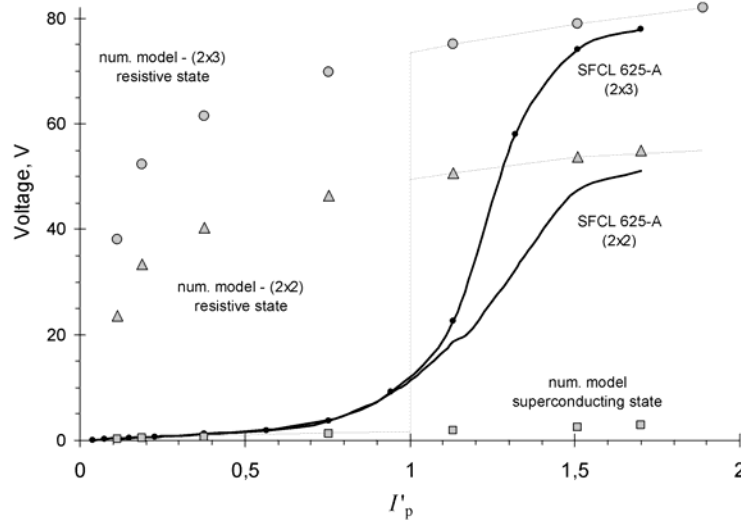


Fig. 5. Voltage of the SFCL 625-A with 2 cm x 2 cm and 2 cm x 3 cm iron core cross-sections vs. relative current.

The V - I characteristic of the inductive SFCL is placed between the superconducting state and the resistive state V - I characteristics of numerical model of the inductive SFCL [1]. The V - I characteristic in the superconducting state almost fits the experimental V - I characteristic up to the level of the rated current (up to 0,5 at Fig. 5). From the point where the fault current is limited (from 1,5 at Fig. 5), the experimental V - I characteristic begins to be very close to the resistive state V - I characteristic of the limiter. The theoretical characteristics of the limiters (dotted lines) are drawn the under the assumption that Bi-2223 tube is in the superconducting state if the relative current of the SFCL I'_p is less then 1. The tube is in the resistive state if I'_p is above 1.

In some cases (power grid computations, for instance) the superconducting state and the resistive state V - I characteristics can be used instead of the experimental V - I characteristic of the inductive SFCL.

4. Thermal computations of HTS tube of inductive SFCL

Fig. 6 presents a schema of numerical computations of temperature in the HTS secondary winding of the inductive SFCL [8][9]. The experimental V - I characteristic of the SFCL 625-A, presented in Fig. 7 [1], has been used in the FEM-circuit, magnetodynamic numerical model of the SFCL 625-A to calculate equivalent resistivity of the HTS tube (Fig. 8) and the equivalent power density in the HTS tube (Fig.9) vs. relative current of the SFCL 625-A. Numerical results of the equivalent power density have been used in the thermal numerical model of HTS tube of SFCL 625-A which is conducted by using the transient thermal application of FLUX2D [8][9]. The HTS tube of SFCL 625-A is cooled by pool boiling technique in which liquid nitrogen (77,4 K) is used. The numerical model

consists of two calculation regions (Fig. 10) [8][9]: *HTS tube* and *heat exchange* between tube and liquid nitrogen.

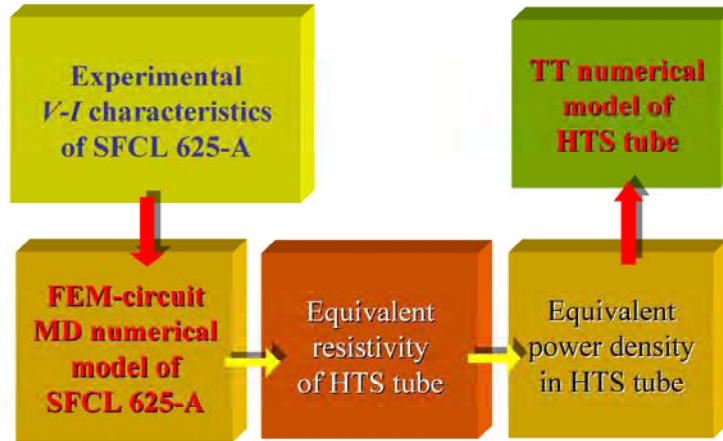


Fig. 6. Schema of numerical computation of temperature in HTS tube of SFCL 625-A

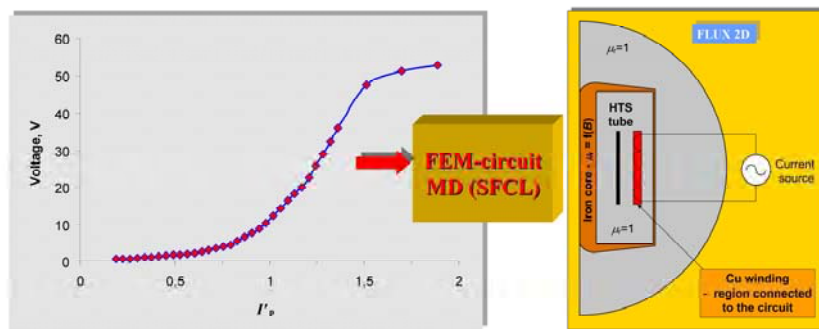


Fig. 7. Experimental V-I characteristics of the inductive SFCL 625-A and FEM-circuit numerical model of the inductive SFCL

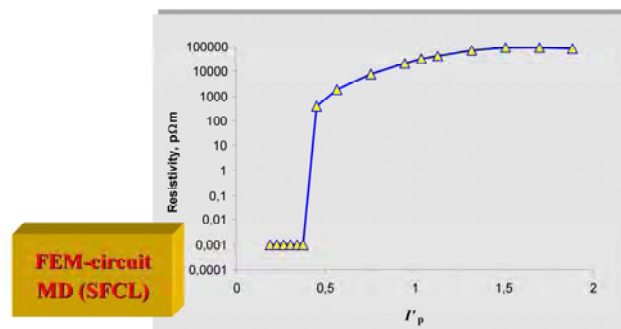


Fig. 8. Equivalent resistivity of HTS tube vs. relative current of inductive SFCL 625-A

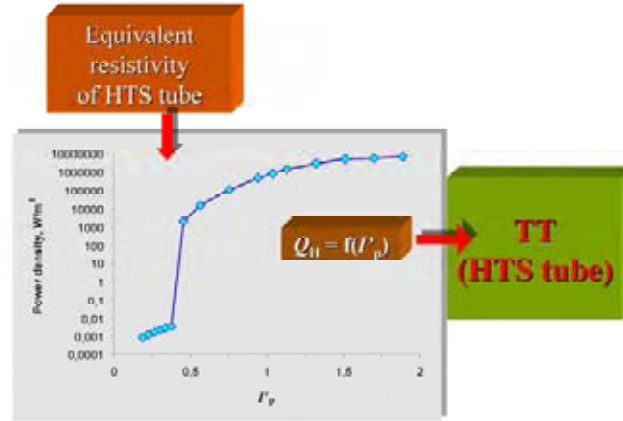


Fig. 9. Equivalent power density in HTS tube vs. relative current of SFCL 625-A

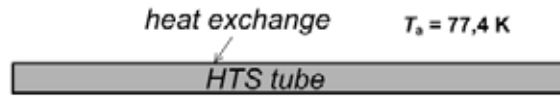


Fig. 10. Geometry of numerical model of HTS tube of inductive SFCL [8][9]

The following equation is computed in *HTS tube* region [7]:

$$c_v \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(-k \cdot \text{grad} T) = Q_H \quad (5)$$

where: c_v – specific heat ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \text{K}^{-1}$), T – temperature (K), t – time (s), k – thermal conductivity ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$), Q_H – power density (W/m^3).

Boundary condition on *heat exchange* region is given by [7]:

$$k \cdot \frac{dT}{dn} = -\Phi_H \quad (6)$$

where: k – thermal conductivity ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$), Φ_H – thermal flux (W/m^2), T – temperature (K), d/dn – normal derivative (m^{-1}).

The thermal conductivity and the specific heat are defined for *HTS tube* region. The thermal flux to the outside is defined for shell region *heat exchange*. The thermal flux to the outside of *heat exchange* dependences on temperature is too advanced and can not be defined by a standard model of source of FLUX2D. The use subroutine USRPWD [7] and FORTRAN programming was required.

Fig. 11 presents maximal temperature in HTS tube of SFCL 625-A vs. time [8][9]. For the biggest current which we applied to SFCL 625-A the temperature of HTS tube rises during 1,5 s to 82,6 K and stays on this level. Fig. 12 presents the maximum increase of temperature in HTS tube and the maximum difference of temperature between the surface of HTS and the liquid nitrogen after 5 s vs. relative current of SFCL 625-A [8][9].

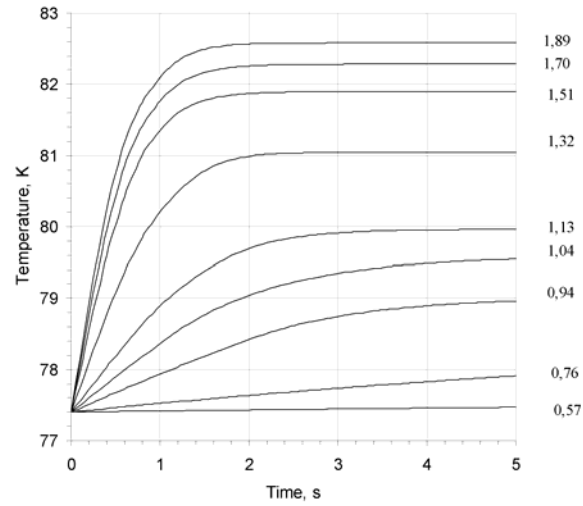


Fig. 11. Maximal temperature of HTS tube vs. time for different relative primary current of SFCL 625-A [8][9].

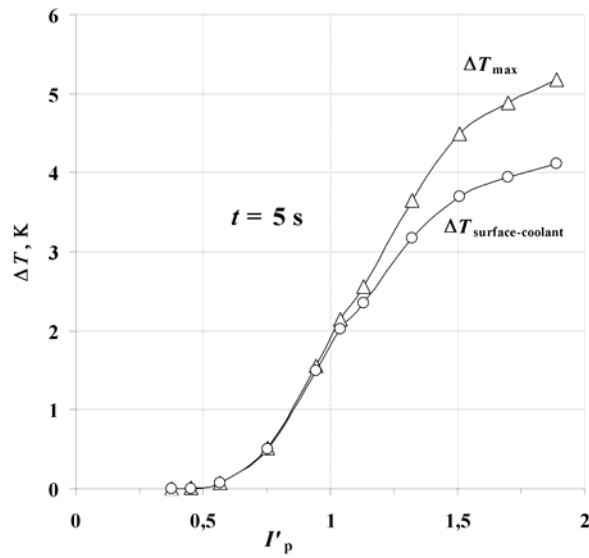


Fig. 12. Maximal increase of temperature in HTS tube after 5 s vs. relative primary current of SFCL 625-A [8][9].

As Fig. 12 shows, the difference of temperature between the surface of HTS and the liquid nitrogen rises no more than 4,1 K and then the condition of nucleate boiling and high heat transfer coefficient are maintained [8][9].

5. 2D/3D computations of V-I characteristics of inductive SFCL

Fig. 13 and Fig. 14 show the superconducting state and the resistive state V-I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 625-A and the percentage error for two standard (FLUX2D/3D [7]) B-H characteristics of the iron core: the “1.8 T/2000” one and the “2.5 T/3600/0.5” one.

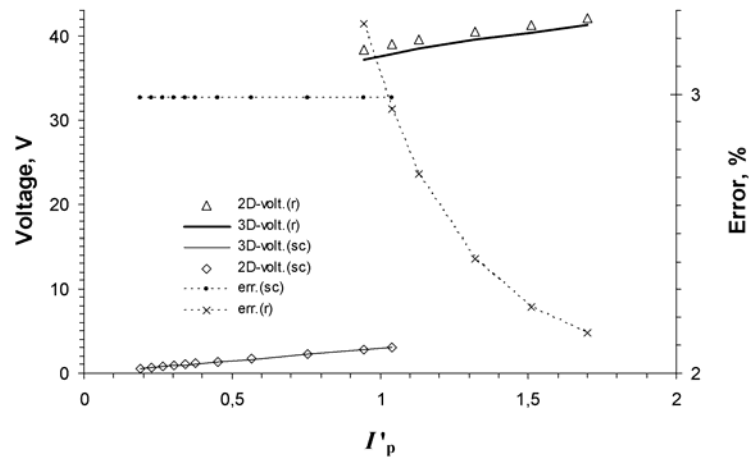


Fig. 13. Superconducting state (sc) and resistive state (r) V-I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 625-A and %error vs. I_p' for “1.8 T/2000” B-H [7] characteristic of iron core.

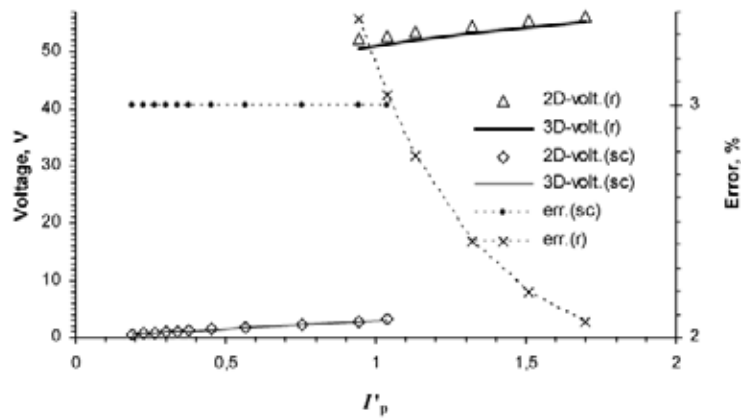


Fig. 14. Superconducting state (sc) and resistive state (r) V-I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 625-A and %error vs. I_p for “2.5 T/3600/0.5” $B-H$ [7] characteristic of iron core.

The percentage error for the superconducting state is approximately 3% and it is in the range of 2,07%-3,37% for the resistive state. Fig. 15 shows the superconducting state and the resistive state V-I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 625-A and the percentage error for real, experimentally verified [1] $B-H$ characteristics of the iron core. The percentage error for the superconducting state is approximately 3%, the same as presented in Fig. 13 and Fig. 14. The percentage error for the resistive state is in the range of 5,39%-6,09%, and it is significantly higher than the percentage errors presented in Fig.13 and Fig. 14. It can be explained by various interpretations of a spline saturation curve (basing on real $B-H$ characteristic of iron core) in the solvers of 2D module and of 3D module.

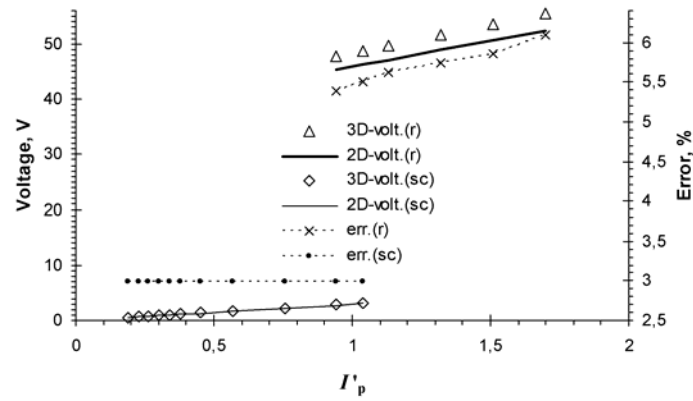


Fig. 15. Superconducting state (sc) and resistive state (r) V-I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 625-A and %error vs. I_p for real $B-H$ characteristic of iron core.

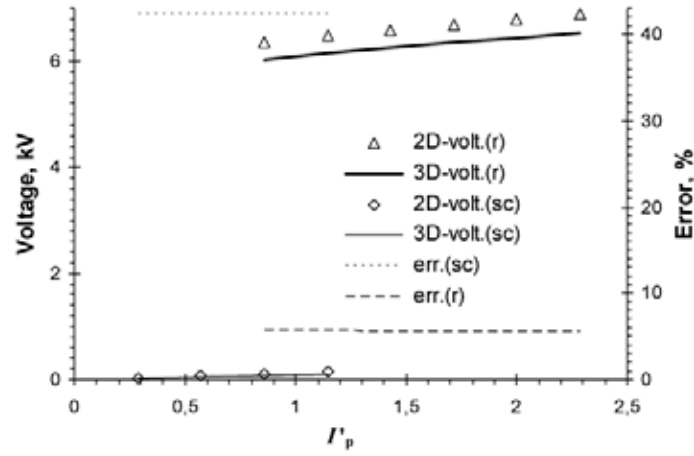


Fig. 16. Superconducting state (sc) and resistive state (r) V - I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 3.5 $\Omega/2$ kA and %error vs. I_p for “1.8 T/2000” B - H [7] characteristic of iron core.

Fig. 16 presents the superconducting state and the resistive state V - I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 3.5 $\Omega/2$ kA and the percentage error vs. I_p for the “1.8 T/2000” B - H [7] characteristic of the iron core. The percentage error for the superconducting state has constant value and is approximately 42%. Because of the constant value of the percentage error, all 2D results can be calibrated by only one 3D_value. The percentage error for the resistive state has almost constant value and is approximately 5.6%. If this level of the percentage error is not accepted by the person calculating, the 2D results can be calibrated by only one 3D result. So the 3D computation can be replaced by the 2D computation either directly or with only one point calibration.

TABLE III
TIME OF COMPUTATION OF V - I CHARACTERISTICS OF SFCL 3.5 $\Omega/2$ kA

numerical model	time
2D (all)	8 min
3D (all)	161 h 40 min
3D (superconducting state)	2 h
3D (resistive state)	159 h 40 min

Table III presents the time of computation of V - I characteristics (presented in Fig. 16) of the inductive SFCL 3.5 $\Omega/2$ kA. The computations were made for 8 points of the superconducting state V - I characteristic and for 8 points of the resistive state V - I characteristic. Not all of the computed points are presented in Fig. 11. The 3D computations lasted a couple of days. The 2D computations lasted only 8 minutes so they were near 1212 times faster than the 3D ones.

6. 2D/3D thermal computations

The schema of 2/3D computations is presented in Fig. 17. The experimental V - I characteristic of the SFCL has been used in FEM-circuit, magnetodynamic 2D numerical model of SFCL [1] to calculate the equivalent resistivity of HTS tube [8][9] vs. the relative

current of SFCL (4). The equivalent resistivity of HTS tube has been then used to compute the numerical $V-I$ characteristic of the SFCL in the FEM-circuit, magnetodynamic 3D numerical model.

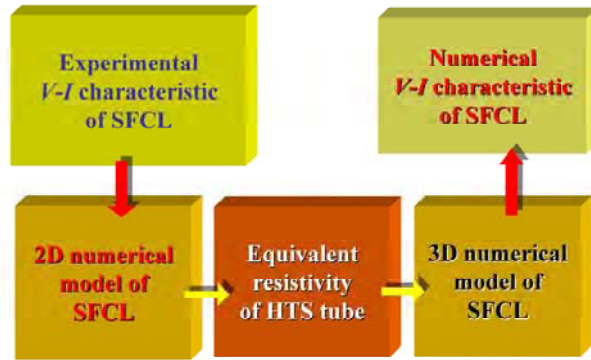


Fig. 17. Schema of numerical 2D/3D computations.

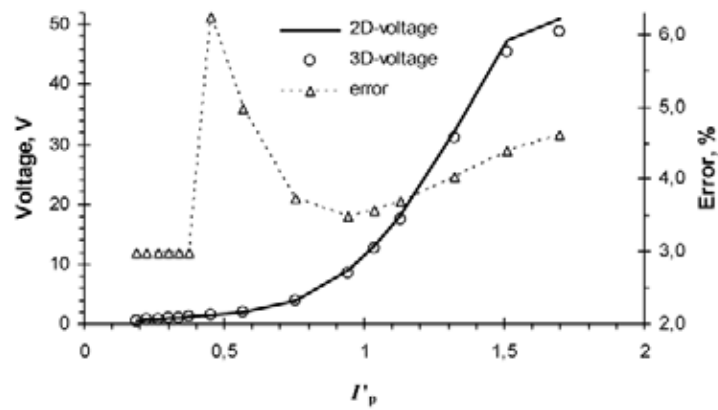


Fig. 18. 2D and 3D voltage of SFCL 625-A and %error vs. I_p .

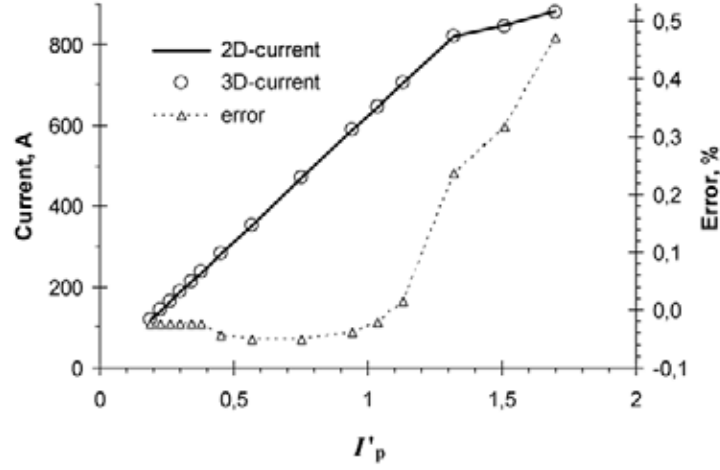


Fig. 19. 2D and 3D current of HTS tube of SFCL 625-A and %error vs. I'_p .

Fig. 18 shows the V-I characteristics of 2D and 3D numerical models of SFCL 625-A and the percentage error which is in the range 2,99%-6,23%.

The equivalent resistivity of HTS tube can be used to compute the current in HTS secondary winding of the limiter using the 2D and the 3D numerical model of the SFCL. The secondary current in the HTS winding, together with the equivalent resistivity of the secondary winding, can be used to estimate the power density in the secondary winding in the transient thermal numerical models of the inductive SFCLs [8]. Fig. 19 shows “2D” and “3D” current of HTS tube of SFCL 625-A and the percentage error vs. I'_p . The percentage error of the secondary winding current computation is very small in the range of -0,023% to 0,47%. Fig. 20 shows the percentage error of the power density in HTS tube of SFCL 625-A, which is very small, in the range of -0,047% to 0,94%.

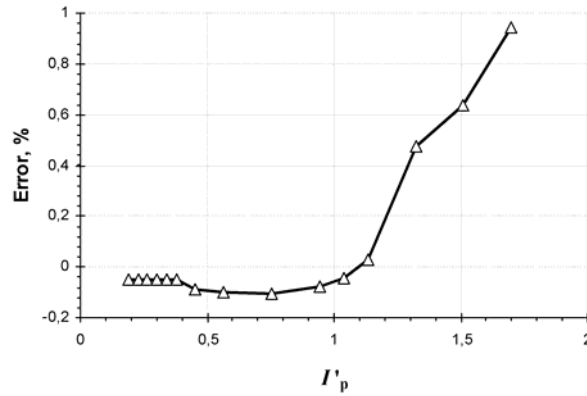


Fig. 20. 2D to 3D %error of power density in HTS tube of SFCL 625-A vs. I'_p .

7. SUMMARY

The computation results of 2D/3D numerical models of the inductive SFCL 625-A

and the inductive SFCL 3.5 $\Omega/2$ kA have been compared here. Because of the iron core, the inductive SFCLs are not axially symmetrical and should be modeled in the 3D-geometry. On the other hand, the 2D computations are approximately 1212 times faster than the 3D ones.

In thermal computations of the HTS tube, the time-consuming 3D computation of the secondary winding current and of the power density can be replaced by the 2D computation with the percentage error less than 1%.

In magnetodynamic computations of the $V-I$ characteristic, the 3D computation can be replaced by the 2D computation if the percentage error, in the range of 3%-6%, is acceptable. If it is not acceptable, the 2D results can be calibrated by only one 3D result because of almost constant value of the percentage error.

REFERENCES

- [1] S. Kozak and T. Janowski, "Physical and numerical models of superconducting fault current limiters," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 13, no. 2, pp. 2068-2071, 2003.
- [2] T. Janowski *et al.*, "Properties comparison of superconducting fault current limiters with closed and open core," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 13, no. 2, pp. 2072-2075, 2003.
- [3] T. Janowski *et al.*, "Bi-2223 and Bi-2212 tube for small fault current limiters," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 14, no. 2, pp. 851-854, 2004.
- [4] J. Kozak *et al.*, "The influence of superconducting fault current limiter structure on the $V-I$ characteristic," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 14, no. 2, pp. 811-814, 2004.
- [5] S. Kozak, "Numerical model of superconducting fault current limiter," *Przegląd Elektrotechniczny*, no. 11, pp. 1101-1105, 2004.
- [6] S. Kozak, „Ograniczanie prądów zwarciovych przy pomocy nadprzewodnikowych ograniczników prądu,” *Konferencja Naukowo Techniczna – ŁĄCZNIKI 2006*, str. 133-146, 2006.
- [7] User's Guide, CAD Package for Electromagnetic and Thermal Analysis using Finite Elements, FLUX Version 8.10, CEDRAT, 2003.
- [8] S. Kozak, "Thermal analysis of HTS tube of inductive SFCL," *6th Seminar & Workshop APPLICATIONS OF SUPERCONDUCTORS AoS-6*, Wydawnictwo LIBER DUO, pp. 75-81, 2005.
- [9] S. Kozak, T. Janowski, G. Wojtasiewicz, J. Kozak and B. A. Glowacki, "Experimental and numerical analysis of electrothermal and mechanical phenomena in HTS tube of inductive SFCL," *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 16, no. 2, pp. 711-714, 2006.



WPLYW POLA MAGNETYCZNEGO, TEMPERATURY I CZYNNIKÓW MECHANICZNYCH NA WARTOŚĆ KRYTYCZNEGO PRĄDU W TAŚMACH NADPRZEWODZĄCYCH BI-2223

Daniel GAJDA

Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur
ul. Gajowicka 85, 54-421 Wrocław
dangajda@op.pl

The influence of magnetic field, temperature, and mechanical factors on the value of critical current in Bi-2223 superconductive tapes

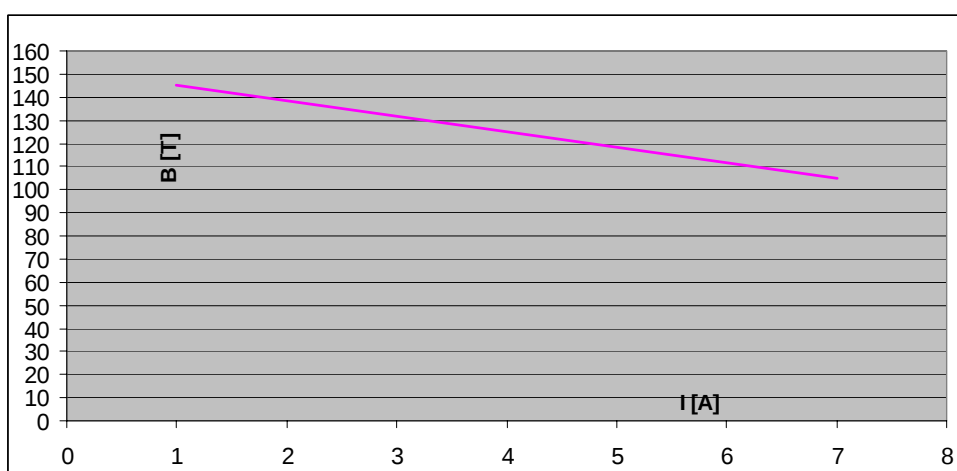
Abstract: The influence of magnetic field, temperature, and mechanical factors on the values of I_c and F_p parameters will be analysed. The influence of the magnetic field on the superconductive tape's properties will be examined. The sample having been placed in perpendicular as well as in parallel position in relation to the magnetic field. The radius of bend of the tape and its impact on the critical current magnitude and flux-pinning force will be determined, and the relation of the curve's change to the magnitude of critical current investigated. The research will also demonstrate the measurements of magnetic moments and magnetic hysteresis loop. This article will present the changes that took place during a number of contiguous tests. The research conducted in helium and nitrogen temperatures has revealed the length of the time period after which the superconductive tape loses its superconductive properties.

Keywords: critical current, superconductive tapes

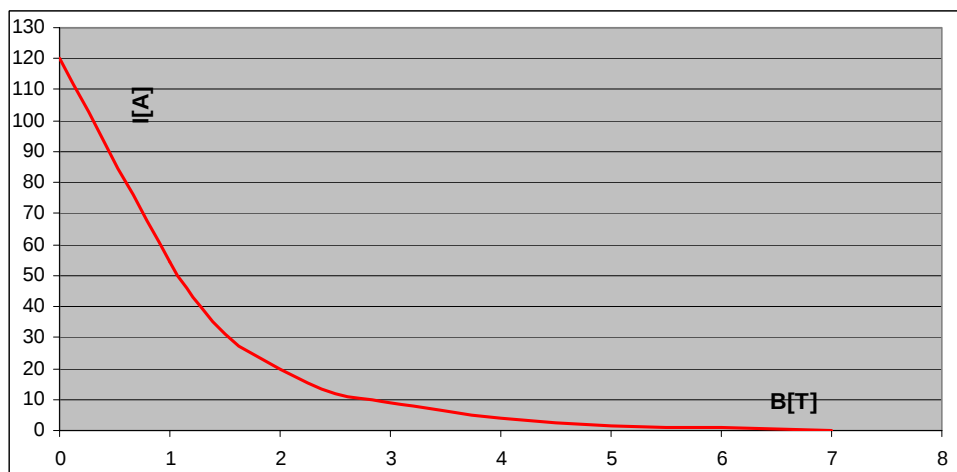
1. POMIARY WYKONANE W TEMPERATURZE AZOTOWE I HELOWEJ

Pomiary wykonane dla taśmy nadprzewodzącej w temperaturze helowej i azotowej, pozwoliły ustalić jaki wpływ ma temperatura 4,2 [K] na właściwości i parametry krytyczne taśmy. Rys. 1 i rys.2 przedstawiają uśrednione wyniki pomiarowe otrzymane dla pięciu próbek badanych w temperaturze 4,2 [K] i 77,3 [K]. Głównym czynnikiem badanym podczas pomiarów był prąd krytyczny (I_c). Przeprowadzone pomiary potwierdziły założenia teoretyczne, które zakładają wzrost wartości I_c z

obniżeniem temperatury. Jednak dokładne badania pozwoliły stwierdzić iż parametry taśmy BISCO mierzone w temperaturze helowej szybciej ulegają degradacji niż tej samej taśmy badanej w temperaturze azotowej np: prąd krytyczny taśmy wyniku trzykrotnego umieszczenia w temperaturze 4,2 [K] dla większości próbek spadł praktycznie do zera, natomiast I_C dla próbek tej samej taśmy zanurzone w ciekłym azocie straciły właściwości nadprzewodzące dopiero po szóstym umieszczeniu w $T= 77,3$ [K]. Na podstawie innych pomiarów wykonanych dla taśm typu Bi – 2223 i Bi – 2212 o mniejszym nominalnym prądzie krytycznym można zauważyć odwrotne zachowanie I_C . Różnica powyższa wynika w dużym stopniu prawdopodobnie z sposobu w jaki otrzymuje się taśmę (wygrzewanie, chłodzenie skład gazu w który zachodzi wygrzewanie i chłodzenie oraz tempo zmiany temperatury).



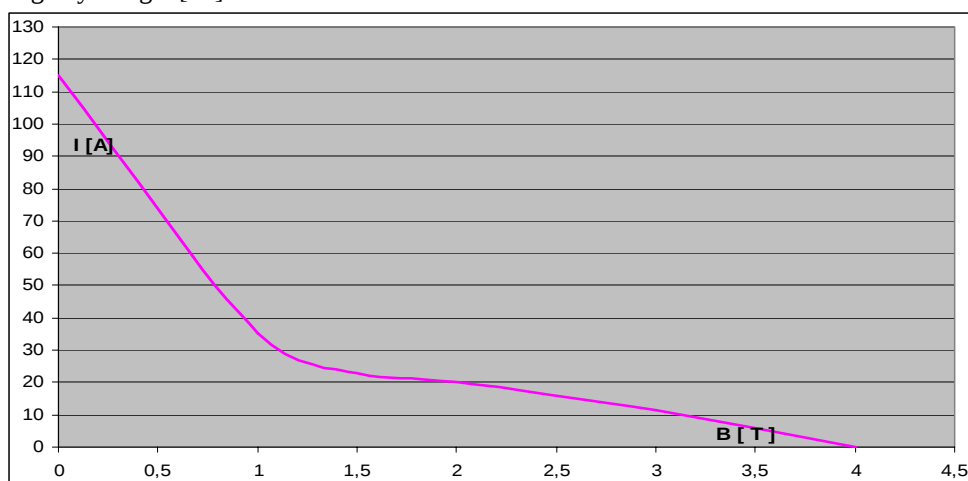
Rys. 1. Charakterystyka prądowo - polowa taśmy Bi – 2223 w $T=4,2$ [K]



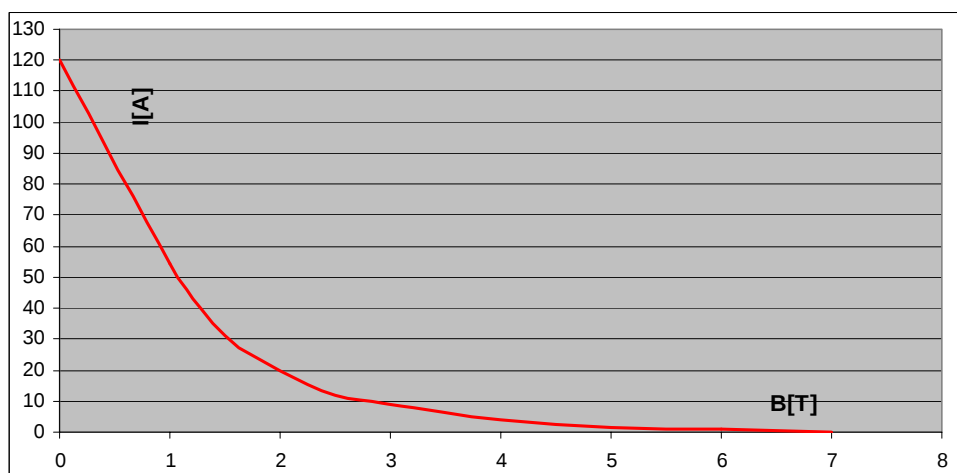
Rys. 2. Charakterystyka prądowo - polowa taśmy Bi – 2223 w $T=77,3$ [K]

2. WPŁYW POLA MAGNETYCZNEGO NA WARTOŚĆ PRĄDU KRYTYCZNEGO

Badaną taśmę ustawiano w dwóch kierunkach do pola magnetycznego równolegle zgodnie z kierunkiem przepływu prądu ($H \parallel I$) i prostopadle zgodnie z kierunkiem przepływu prądu ($H \perp I$). Otrzymane wyniki nie potwierdziły całkowicie założeń teoretycznych gdyż prąd krytyczny dla próbki umieszczonej równolegle do pola magnetycznego powinien być większy niż dla próbki umieszczonej prostopadle do pola magnetycznego. [1]



Rys. 3. Charakterystyka prądowo - polowa taśmy Bi – 2223 w $T=77,3$ [K]
gdy $H \parallel I$



Rys. 4. Charakterystyka prądowo - polowa taśmy Bi – 2223 w $T=77,3$ [K]
gdy $H \perp I$

Siła Lorentza posiada największą wartość gdy na próbka umieszczona jest w prostopadle polu magnetycznym. Odwrotna sytuacja występuje gdy na próbkę działa równoległe pole magnetyczne wtedy siła Lorentza równa jest zero. Prąd krytyczny w polu magnetycznym prostopadłym jest ograniczany przez siła Lorentza, która odpowiedzialna jest za zrywanie wirów i zmniejszenie wartości I_C . W polu magnetycznym równoległym siła Lorentza jest równa zero, więc nie występuje zerwanie wirów (I_C – powinno być maksymalne). Prawdopodobnie prąd krytyczny w równoległym polu magnetycznym powstaje w wyniku przecinania strumienia.[6] [1] Siła Lorentza wpływa znacząco na wartość siły pinningu, która z kolei określa wielkość I_C . Więc im większa siła pinningu tym większy prąd krytyczny.[2]

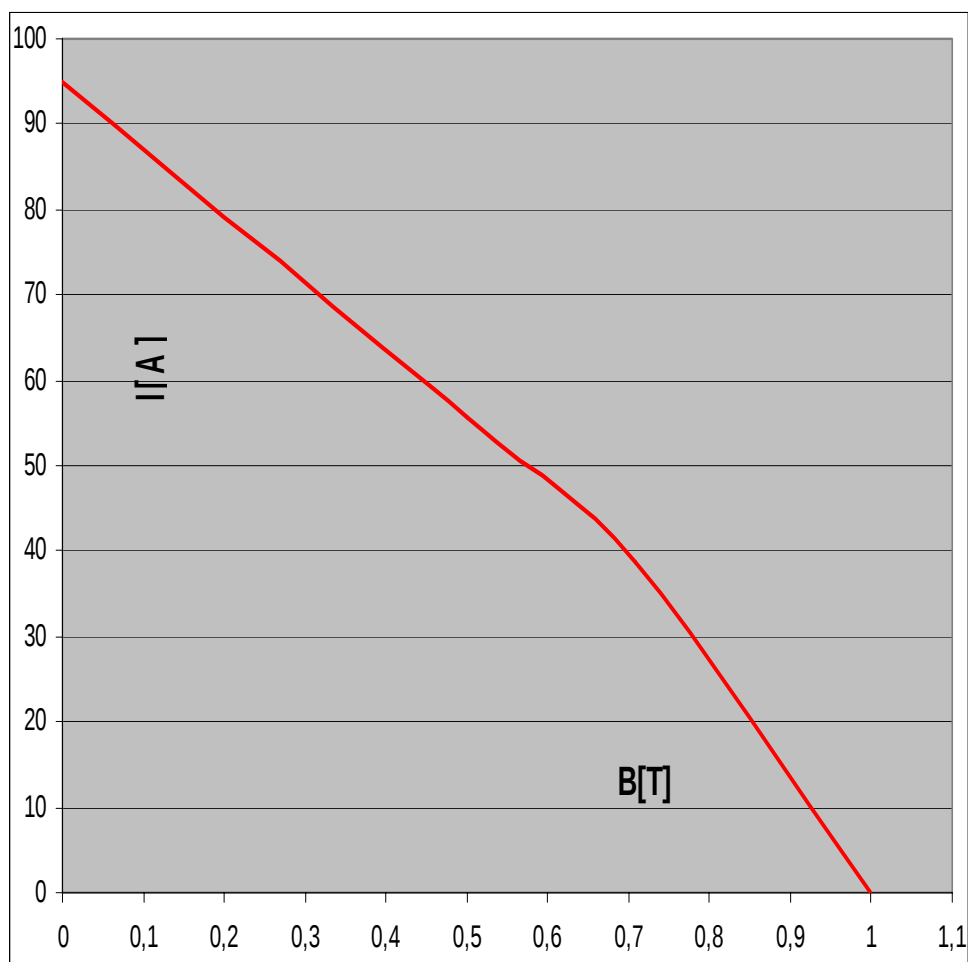
Niezgodność ta może wynikać prawdopodobnie z faktu iż materiały nadprzewodnikowe wysokotemperaturowe charakteryzują się dużą niejednorodnością struktury. Jednak na początku pomiarów prąd krytyczny bez obecności pola magnetycznego był taki sam zarówno w pozycji prostopadłej do pola magnetycznego jak i równoległej do pola magnetycznego.



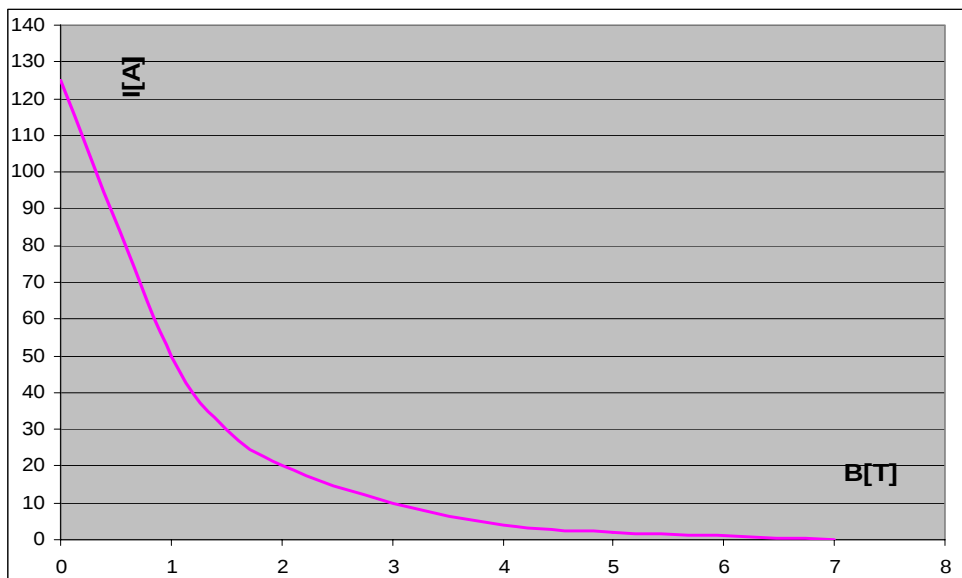
Rys. 5 . Zdjęcie z lewej strony przedstawia magnes biterowski 20 [T] używany podczas pomiarów prądu krytycznego. Z prawej strony zdjęcie przedstawia element wstawki do pomiarów prądu krytycznego w którym umieszczane są próbki podczas pomiarów.

Dalsze pomiary pozwoliły ustalić iż parametry taśmy nadprzewodnikowej umieszczonej równoległe do pola magnetycznego szybciej ulegają pogorszeniu niż taśmy umieszczonej

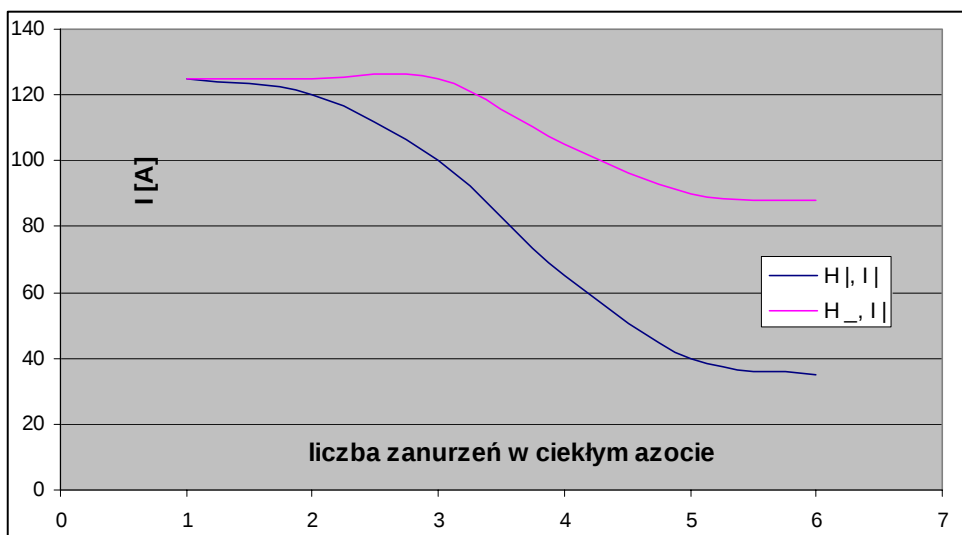
prostopadle do pola magnetycznego. Rys. 6 i rys.7 przedstawiają zmiany które zachodzą w wielkości I_C dla próbek wyniku kolejnego umieszczenia w temperaturze azotowej. Rys. 8 pokazuje dokładny przebieg degradacji wielkości prądu krytycznego spowodowany ponownym zanurzeniem próbki w ciekłym azocie przy zerowym polu magnetycznym.



Rys. 6. Charakterystyka prądowo - polowa taśmy Bi – 2223 w $T=77,3$ [K]
gdy $H \perp I$ - po trzecim zanurzeniu w ciekłym azocie

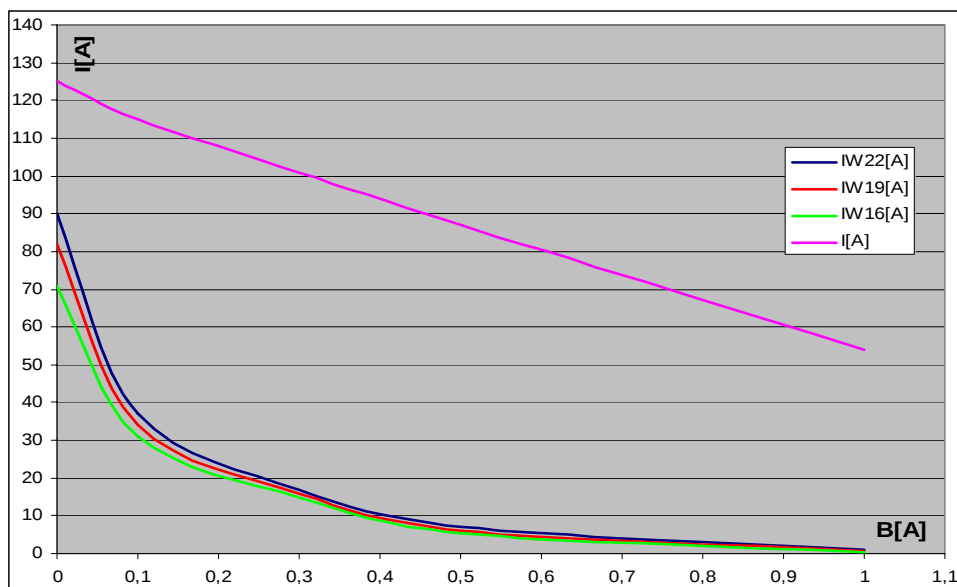


Rys. 7. Charakterystyka prądowo - polowa taśmy Bi – 2223 w $T=77,3$ [K]
gdzie $H_{\perp}, I_{\perp}$ - po trzecim zanurzeniu w ciekłym azocie



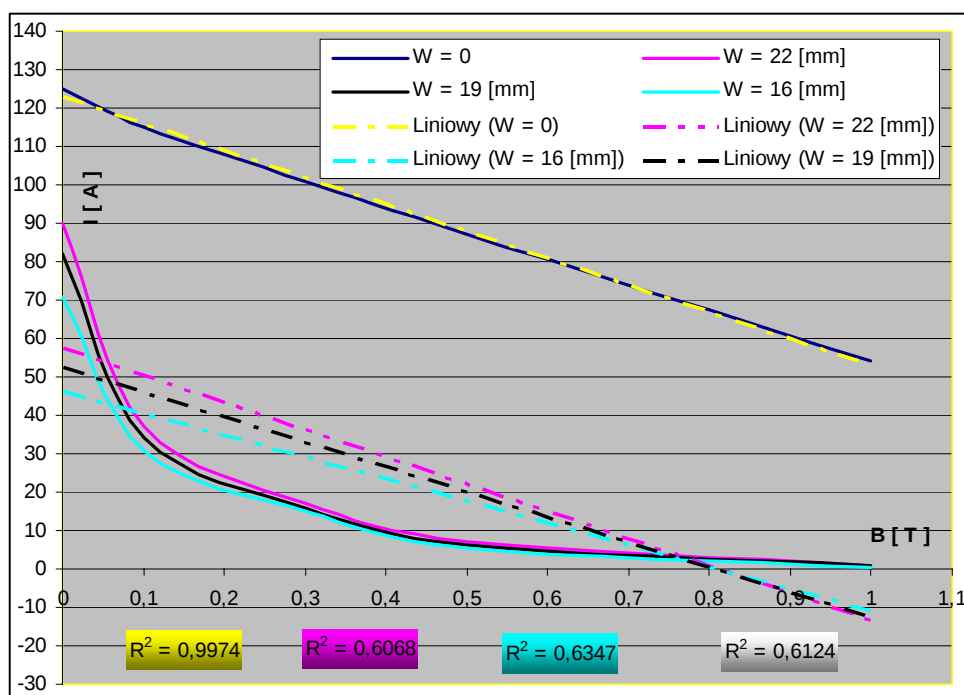
Rys.8. Zmiana wartości krytycznej prądu w Bi -2223 w zależności od liczby zanurzeń próbki w ciekłym azocie

3. WPŁYW WYGIĘCIA TAŚMY I POLA MAGNETYCZNEGO NA WARTOŚĆ I_C



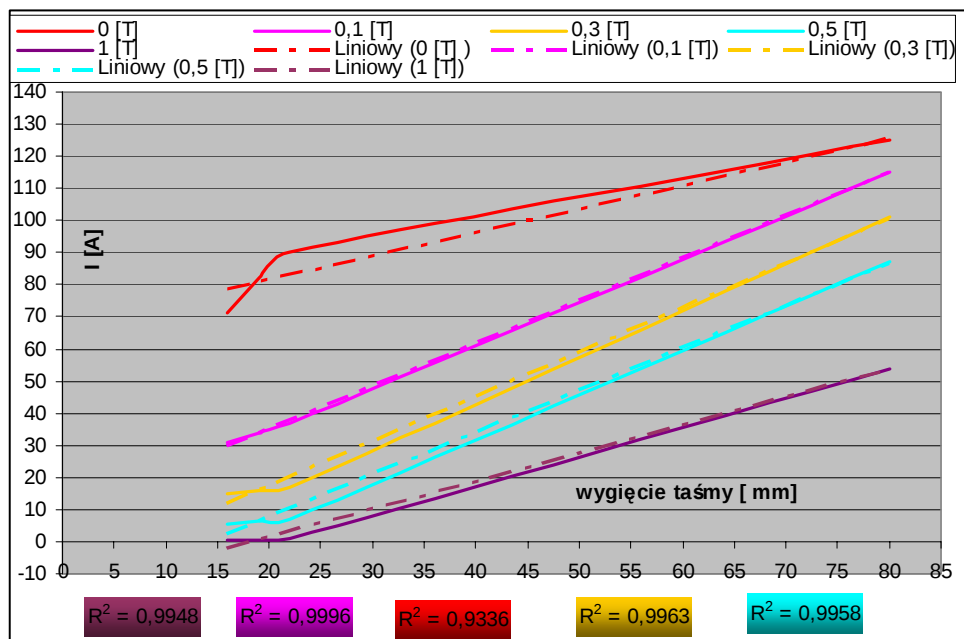
Rys.9 Charakterystyka prądowo – polowa (różowa linia przedstawia taśmę nie wygiętą, linie niebieska, czerwona, zielona przedstawiają taśmy wygiętą na połowie koła o średnicy d_N – 22 [mm], d_C – 19 [mm], d_Z – 16[mm]

Rys. 9 przedstawia wpływ wygięcia taśmy i pola magnetycznego na wartość I_C w taśmie nadprzewodzącej BISCO. Taśma była poddana wygięciu (d – średnica koła na który została wygięta taśma) $d = 22$ [mm], $d = 19$ [mm], $d = 16$ [mm]. Pomiaru pozwoliły zauważyć iż pole magnetyczne i wygięcie w znacznym stopniu zmniejszają wartość krytyczną prądu w taśmie. Ponadto wygięcie taśma powoduje uszkodzenia mechaniczne nadprzewodnika i matrycy. Należy także bardzo uważać aby podczas np.: nawijania taśma nie została wygięta lub zgięta, ponieważ spowoduje obniżenie parametrów nadprzewodzącej taśmy.



Rys. 10. Charakterystyka prądowo – polowa taśmy Bi – 2223 (dla stałe wygięcie taśmy)

Rys. 10 pozwala przeanalizować zmiany wartości prądu w zależności od przyrostu pola magnetycznego i przy stałej wartości wygięcia. Głównym zadaniem przeprowadzonej analizy była próba określenia wartości prądu taśmy nadprzewodnikowej. Jednak parametr R^2 udowodnił iż nie występuje zależność liniowa między zmianą prądu I_C i przyrostem pola magnetycznego dla wygiętej taśmy. Rys. 11 przedstawia zależność między prądem krytycznym a zmianą wygięcia taśmy dla stałej wartości pola magnetycznego. Otrzymane wyniki podczas analizy sugerują występowanie zależność linowej między prądem i wygięciem. Jednak aby potwierdzić w pełni taką tezę należało by wykonać dodatkowo jeszcze trzy serie pomiarów dla wygięć od 30[mm] do 70[mm] .



Rys. 11. Charakterystyka przedstawiająca zależność prądu od wygięcia dla taśmy Bi – 2223 (dla stałe pola magnetycznego)



Rys. 12. Zdjęcie taśmy nadprzewodnikowej- u góry kawałek taśmy używany podczas pomiarów w których badany był wpływ wygięcia na I_c , na dole kawałek taśmy używany podczas pomiarów bez wygięcia

4. WNIOSKI

Otrzymane wyniki pomiarowe pozwalają stwierdzić iż prąd I_c taśmy nadprzewodnikowej większości próbek maleje gdy przez taśmę przepuszczamy prąd większy od prądu krytycznego przy jednoczesnym podniesieniu temperatury od 77,3 [K] do 300 [K]. Kolejnym czynnikiem, który wywołuje obniżenie wartości I_c , dotyczy czasu w jakim próbka po wyciągnięciu z ciekłego azotu ogrzeje się do temperatury 300 [K]. Pomiary udowodniły iż gwałtowna zmiana temperatury od 77,3 [K] do 300 [K] wywołuje mniejszą degradację prądu krytycznego niż powolne ogrzewanie próbki. Należy zwrócić uwagę na bardzo istotny fakt związany z powstawaniem w taśmie bąbelków. Bąbelki te powstawały wyniku wnikania azotu między matrycę a nadprzewodnik, gdy następował wzrost temperatury azot ciekły ulegał rozprężaniu i przechodził w stan gazowy wyginając taśmę. Z powodu takiego efektu taśm ulegała całkowitemu zniszczeniu. Jednak w taśmach badanych obecnie ten efekt został wyeliminowany. Badania nad prądem krytycznym pozwoliły zauważyć iż znacznie poprawiła się jednorodność materiału nadprzewodzącego i powtarzalność pomiarów. Otrzymane wyniki pozwalają przypuszczać iż jest możliwe zbudowanie długiego jednorodnego przewodu lub taśmy wykonanej z nadprzewodnika wysokotemperaturowego.

LITERATURA

- [1] Leszczyński J., Korzeniewska E., Model Beana a krytyczna gęstość prądu w masywnych nadprzewodnikach wysokotemperaturowych, *III Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników ZN-3”*, Lublin - Nałęczów, 2001, str. 21 – 31.
- [2] Sosnowski J., Charakterystyki prądowo – napięciowe taśmy nadprzewodnikowych Bi-2223 z nanodefektami, *IV Seminarium „Zastosowania Nadprzewodników ZN-4”*, Lublin – Nałęczów, 2003, str. 126 -135.
- [3] Juszczak S, Gogołowicz M, *Własności magnetyczne nadprzewodników wysokotemperaturowych*, Skrypt Uniwersytetu Śląskiego nr 481, Katowice 1993
- [4] Paracchini C, Romani, The Resistance of a Superconducting BSCCO- 2223 Ag-Sheathed Tape as a Function of temperature, Current, and Magnetic Field, *Journal of Superconductivity*, Vol. 12, No 5, 1999
- [5] Głowacki B, Gilewski A, Rogacki K, Kursumovic A, Evetts J.E, Jones H, Henson R, Tsukamoto O, Characterizations of an optimized high current MgO/Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8,21} composite conductor using pulsed transport currents with pulsed magnetic fields, *Physica C*, 2003, 205-210, 384
- [6] Sosnowski J, *Nadprzewodnictwo i zastosowanie*, WIE Warszawa 2003

Streszczenie: W pracy przedstawione zostały czynniki wpływające na zmianę wartości prądu krytycznego w nadprzewodniku wysokotemperaturowym. Wykonane badania pozwoliły określić tempo zmiany prądu krytycznego w zależności od czynników zewnętrznych i ustalić wpływ poszczególnych czynników na degradację parametrów taśmy nadprzewodzącej.

VII SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 1- 3.06.2006



**ELEKTROMAGNESY NADPRZEWODNIKOWE –
KONSTRUKCJA ELEKTROMAGNESÓW
NADPRZEWODNIKOWYCH I POMIARY POLA
MAGNETYCZNEGO W CEWKACH
NADPRZEWODNIKOWYCH W TEMPERATURZE
HELOWEJ I POKOJOWEJ**

Daniel GAJDA

Politechnika Częstochowska

Wydział Elektryczny

Katedra Elektrotechniki

Studenckie Koło Naukowe SKNTTI

42 –200 Częstochowa ul. Armii Krajowej, tel. 0343278662 dangajda@op.pl

**The superconductor electromagnets – the construction of superconductor
electromagnets and measurements of magnetic field in superconductor coils in
temperature the helium**

Abstract: *This paper contains the description elements of superconductor electromagnet (six superconductor solenoids, cryogenic power connection, elements positioning instrument stalk, elements bearing superconductor solenoid, thermal screen). Moreover the measurements of critical current were introduced for superconductor wire NbT.,*

Keywords: *superconductor electromagnets, construction of superconductor coil, measurements of magnetic field of superconductor coils*

1.WSTĘP

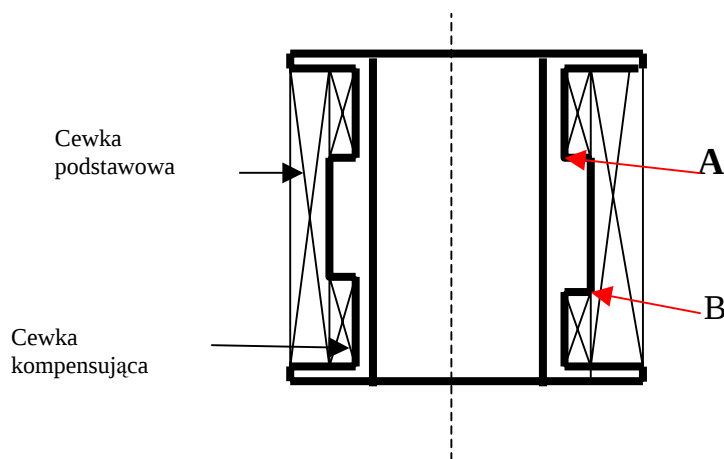
Elektromagnesy nadprzewodnikowe należą do grupy urządzeń, które wytwarzają bardzo silne pole magnetyczne rzędu nawet 20 T. Podstawowym elementem każdego elektromagnesu jest cewka, która generuje pole magnetyczne. Kształt cewki wpływa zasadniczo na rozkład i wartość pola magnetycznego. Wcześniejszych publikacjach

zostały określone eksperymentalnie czynniki wpływające na wartość pola magnetycznego w części roboczej cewki. Artykuł będzie poświęcony części technicznej czyli konstrukcji i wykonaniu elektromagnesu nadprzewodzącego oraz elementom umożliwiającym wykonywanie pomiarów pola magnetycznego w cewkach nadprzewodnikowych. Autor referatu wykonał cztery cewki bez uzwojeń kompensacyjne i dwie z uzwojeniami kompensacyjnymi wewnętrznymi. W pracy zostały opisane dokładnie metody nawijania cewek, impregnacji uzwojenia elektromagnesu oraz doprowadzenie prądowe. Ponadto wykonane zostały pomiary prądu krytycznego przewodu NbTi, które posłużyły do wyznaczania wartości prądu roboczego cewek nadprzewodnikowych. W artykule przedstawione zostaną także sposoby rozmieszczenia urządzeń w kriostacie takich jak czujniki określające poziom helu, ekrany cieplne, rurki doprowadzające hel, mocowanie cewek nadprzewodnikowych, doprowadzenie prądowe i napięciowe. Wyniku zastosowania sondy o następujących parametrach: długości 1,5[m] i średnicy 0,8[mm], należało wykonać pięć specjalistycznych elementów, które były odpowiedzialne za pozycjonowanie i przesuw sondy. Elementy te pełniły bardzo ważną rolę, ponieważ od tych części zależało poprawność wykonanych pomiarów pola magnetycznego. Mały błąd podczas przesuwania sondy wzdłuż linii głównej cewki mógł uniemożliwić porównanie pomiarów i obliczeń pola magnetycznego.

2. NAWIJANIE CEWEK I IMPREGNACJA UZWOJENIA

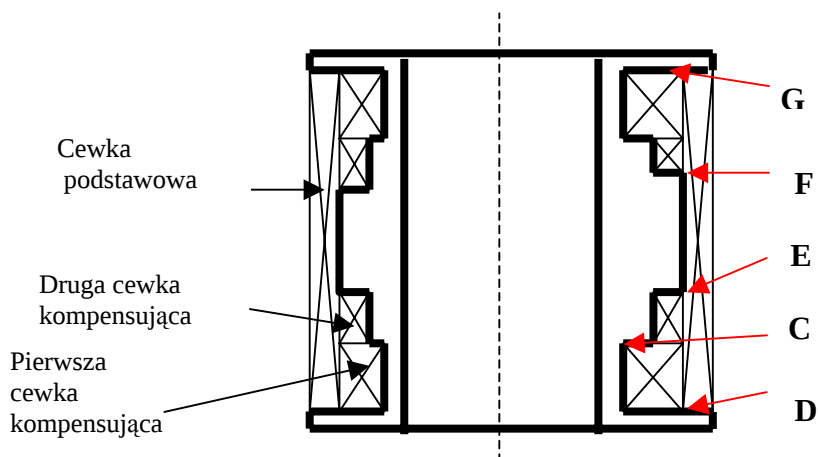
Karkas przed rozpoczęciem nawijania uzwojenia należy odpowiednio zabezpieczyć przed możliwością wystąpienia przebiccia w uzwojeniu. W tym celu należy umieścić w miejscu którym znajdzie się uzwojenie odpowiednią izolacją elektryczną wytrzymałą na niskie temperatury może być np.: izolacyjny papier lub szklana tkanina. Podczas nawijania należy zachować dużą czystość przewodu. Druć przed nałożeniem na karkas cewki należy dokładnie oczyścić za pomocą spirytusu izopropylowego lub tróchlorku. Uważać należy aby podczas nawijania nie dostały się między uzwojenia wiórki żelaza, które podczas pracy magnesu mogą spowodować uszkodzenie uzwojenia. Między zwojami można umieścić przekładki izolacyjne wykonane z nici, aby zminimalizować tarcie przewodów o siebie podczas pracy. W ten sposób zabezpieczamy drut przed możliwością utraty warstwy ochronnej wykonanej z reguły z emalii. Warstwy uzwojenia oddziela od siebie za pomocą odpowiednich przekładek wykonanych z papieru izolacyjnego. Obecnie często stosuje się do impregnacji uzwojenia żywicę epoksydową, ponieważ zapewnia ona dobre odprowadzanie ciepła oraz dobrze zabezpiecza uzwojenia. Podczas nawijania należy każdą warstwę uzwojenia posmarować dokładnie żywicą. Wybór rodzaju żywicy zależy od warunków w jakich będzie pracować cewka. Należy zwrócić szczególną uwagę na następujące czynniki: trwałość, lepkość, rozszerzalność cieplną, zachowanie pod wpływem ciepła, przyczepność do izolacji przewodu, zachowanie w niskich temperaturach, płynność. Powyższe czynniki mają decydujące znaczenie gdyż niewłaściwe dobranie ich może spowodować pękanie żywicy, a w konsekwencji zniszczenie cewki. W sześciu cewkach badawczych została użyta do impregnacji standardowa żywica epoksydowa z odpowiednim utwardzaczem. Pomiary wykonane w helu potwierdziły iż impregnacja została wykonana prawidłowo, ponieważ nie wystąpiły pęknięcia w żywicy. Okazało się również iż taśma klejąca bardzo cienka także sprawdza się doskonale jako impregnacja uzwojenia (brak pęknięć). Sposób nawijania cewek badawczych był następujący. Został wykonany specjalny wałek o średnicy równej średnicy cewki, który podczas nawijania został wsunięty do środka cewki. W wałku został

umieszczone pokrętło. Wyniku ruchu pokrętła uzwojenie nadprzewodnikowe mocno naciągnięte za pomocą odpowiedniego obciążenia nawijane było na karkas cewki. Karkas, wałek i pokrętło były przymocowane odpowiednio do tokarki. W przypadku pierwszych czterech cewek metoda nawijania była taka sama przewód nakładany był wyniku ruchu cewki wokół własnej osi oraz przy jednoczesnym przesuwie cewki w poziomie. Nawijanie było rozpoczynane od jednego końca cewki i kończyło się na drugim, operacja ta była powtarzana w zależności od ilości warstw. Nawinięcia cewek kompensacyjnych wymagało odpowiedniej kolejności nawijania uzwojeń kompensacyjnych. Dodatkowe cewki były nawijane tym samym drutem co główna cewka. W przypadku cewki piątej nawijanie zostało rozpoczęte od punktu A. Po nawinięciu pierwszej cewki kompensacyjnej, rozpoczęte zostało nawijanie głównej cewki. W punkcie B przerwane zostało nawijanie cewki głównej i rozpoczęte nawijanie drugiej cewki kompensacyjnej. Po skończeniu nawijania cewki kompensacyjnej zostało dalej kontynuowane nawijanie uzwojenie główne.



Rys 1 Schemat cewki

W cewce szóstej nawijanie zostało rozpoczęte od punktu C, wyniku tej operacji najpierw została nawinięta mniejsza cewka kompensacyjna. Kolejnym krokiem było nawinięcie drugiej cewki kompensacyjnej (dłuższej), które zostało kontynuowane od punktu D. Po nawinięciu uzwojenia cewki kompensacyjnej drugiej przewód z punktu E został przełożony do punktu F gdzie rozpoczęte zostało nawijanie kolejno drugiej i pierwszej cewki kompensacyjnej. Po zakończeniu nawijania cewek kompensacyjnych od punktu G zostało nawijane uzwojenie główne.



Rys.2 Schemat cewki

3. CZUJNIKI OKREŚLAJĄCE POZIOM HELU W KRIOSTACIE

Czujnikami które zostały użyte do określania poziomu helu były rezystory firmy Brady. Rezystory te zbudowane są z pasty grafitowej otoczonej rurką ceramiczną. Druty wypuszczone do przyłączania przewodów są odpowiednio przymocowywane. Ponadto oporniki zawierają odpowiednie wypełniacze kompensujące zależność temperaturową do kilku stopniach ($T = 25\text{ K}$). Główną cechą która wpływa na zastosowanie tych elementów jest ich stabilność i powtarzalność. Działają w następujący sposób - obniżenie temperatury powoduje wzrost rezystancji. Podczas pracy cewek w helu do określania poziomu helu zostały użyte dwa oporniki. Jeden został umieszczony 10 cm nad cewką, a drugi 20 cm nad cewką. Z reguły do określania poziomu helu używa się trzech oporników. Drugi rezystor posiadał w temperaturze helowej $R = 355\ \Omega$, a w temperaturze pokojowej $R = 252\ \Omega$. Pierwszy rezystor w temperaturze helowej posiadał opór równy $R = 202\ \Omega$, a w temperaturze pokojowej $R = 39\ \Omega$. Poniższa charakterystyka dokładnie obrazuje zmianę rezystancji w zależności od czasu i zmniejszającej się temperatury.

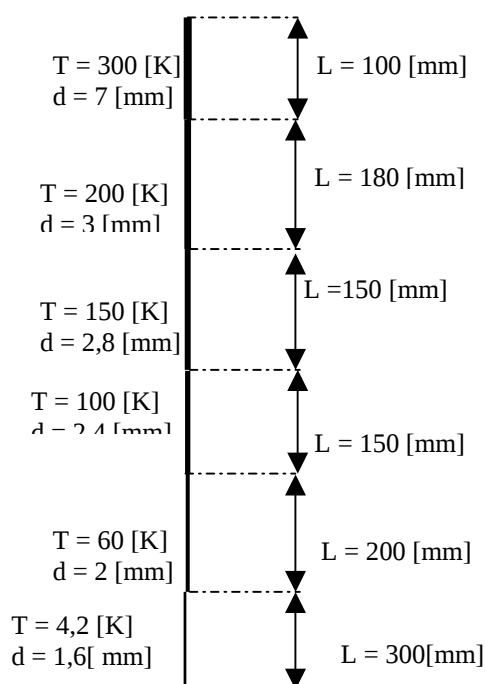
Procedura postępowania była następująca, kriostat był zalewany do momentu gdy opór na oporniku pierwszym nie osiągnął wartości $R = 202\ \Omega$. Wtedy dolewanie zostawało przerwane, gdyż oznaczało to iż kriostat został zalany i można prowadzić pomiary. Dolewanie helu do kriostatu wykonywane było gdy opór rezystora drugiego miał mniejszą wartość niż $355\ \Omega$. Oznaczało to iż hel obniżył swój poziom na tyle że może ulec uszkodzeniu cewka i drut nadprzewodnikowy.



Rys 3. Rezystor pełniący rolę wskaźnika poziomu helu

4. DOPROWADZENIE PRĄDOWE

Doprowadzając prąd do cewki od temperatury pokojowej do temperatury helowej należy odpowiednio dobrać średnicę przewodu tak aby zminimalizować jednocześnie ogrzewanie przewodu i maksymalnie zmniejszyć ilość cieczy potrzebnej na ochłodzenie doprowadzenia prądowego. Doświadczalne cewki były zasilane specjalnie zaprojektowanym doprowadzeniem prądowym wykonanym z przewodów miedzianych o różnych średnicach w zależności od temperatury w której miały pracować. Długość doprowadzenia prądowego wynosiła około 110 [cm]. Długość została podzielona na sześć odcinków o różnej długości i średnicy. Na każdym z tych odcinków została ustalona średnia temperatura pracy. Za pomocą odpowiednich wzorów została określona w zależności od temperatury i długości średnica przewodu.



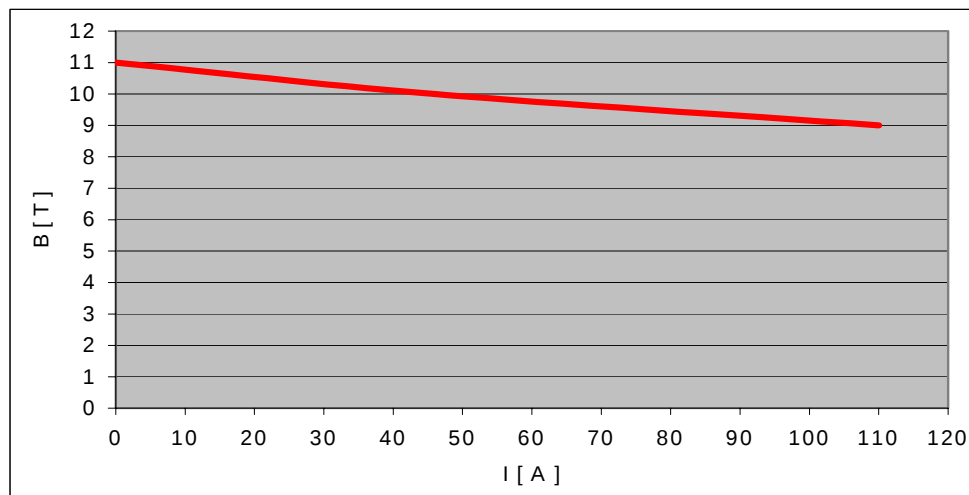
Rys 4. Doprowadzenie prądowe

Przewody nadprzewodnikowe cewki były łączone z doprowadzeniem miedzianym za pomocą lutowania cynowego. Kontakty takie najlepiej wykonać jednak za pomocą zgniotu na zimno, gdyż wtedy w nadprzewodniku tworzą się dodatkowe centra pinningu, które znacząco poprawiają wartość dopuszczalnego prądu. Aby wzmocnić taki kontakt należy go w kilku miejscach zgrzać.

5. BUDOWA I WŁASNOŚCI DRUTU NADPRZEWODZĄCEGO TYPU NbTi

Przewód użyty w prowadzonych doświadczeniach składa się z pięciu filamentów nadprzewodnikowych o średnicy 0,05 [mm] otoczone matrycą miedzią, która stanowi

około 60 % całego przewodu. Dodatkowo drut nadprzewodnikowy pokryty jest emalią odporna na niskie temperatury, która stanowi osłonę dielektryczną. Przed



Rys. 5. Charakterystyka przedstawia zależność pola magnetycznego od stałego prądu dla NbTi

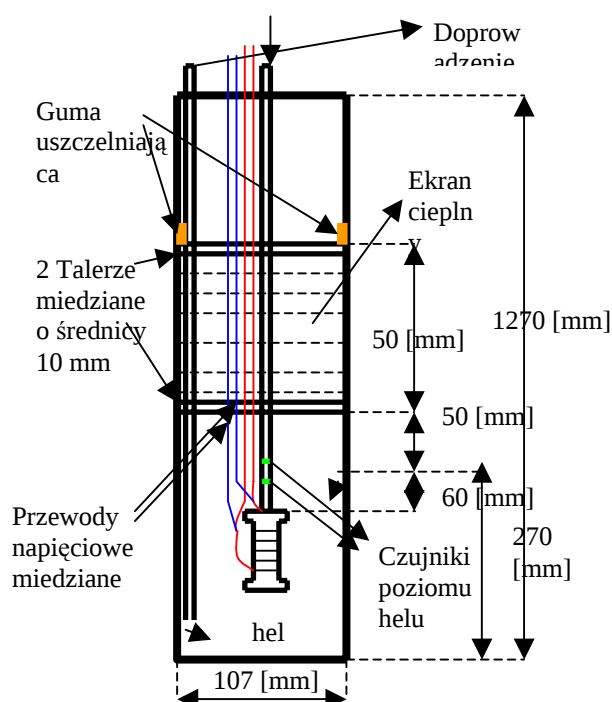
przystąpieniem do nawinięcia cewek zostały wykonane pomiary krytycznego prądu w zależności od pola magnetycznego, które pozwoliły określić dopuszczalną wartość prądu roboczego. Rysunek 5 przedstawia zmianę prądu krytycznego w zależności od pola magnetycznego zewnętrznego. Źródłem pola był magnes bitterowski 15 [T]. Można zauważyć iż drut w polu 5 [T] nie traci swoich własności nadprzewodnikowych. Przewód nadprzewodnik traci swoje własności dopiero w polach magnetycznych o wartości 9 [T] i 10 [T]. Prąd krytyczny wynosi dla pola równego 9 [T] około 110 [A], a dla pola równego 10 [T] około 45 [A]. Natomiast w polu magnetycznym równym 11 [T] przewód bez przepływu prądu znajdował się w stanie normalnym. Na bazie tych pomiarów można stworzyć charakterystykę zależności pola magnetycznego od dopuszczalnej wartości prądu, która jest niezbędna do określenia możliwości posiadanego drutu oraz pracy cewki.

6. KRIOSTAT POMIAROWY – ROZKŁAD ELEMENTÓW BADAWCZYCH

Pomiary były prowadzone w kriostatcie helowym zalewowym wykonanym ze stali nierdzewnej z płaszczem azotowym. Poniższy schemat przedstawia rozkład elementów użytych w czasie pomiarów oraz miejsce usytuowania cewki nadprzewodnikowej. Zużycie helu na zalanie każdej cewki wynosiło około 5 litrów. Zalewanie magnesów było prowadzone wyłącznie od dołu cewki aby w największym stopniu można było wykorzystać właściwości cieczy kriogenicznej i zmniejszyć parowanie czynnika chłodzącego. Wymiana cewek nadprzewodnikowych wykonywana była przez wyciągnięcie z kriostatu całego zawieszenia magnesu.

Każda cewka posiadała wywiercone i nagwintowane otwory. Dodatkowo została wykonana cienka tulejka z stali nierdzewnej z wywierconymi otworami w tym samym miejscu jak w cewce. Tulejka ta ponadto posiadała u góry specjalne otwór o średnicy równej rurce

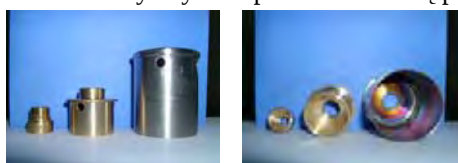
głównego zawieszenia nagwintowany. Wymiana cewki więc polegała na przykręceniu za pomocą śrub cewki do tulejki, a później na przykręceniu tulejki i cewki do rurki zawieszenia głównego. Rurka zawieszenia głównego była wykonana ze stali nierdzewnej o średnicy 14 mm na dolnym końcu posiadała gwint a górnym była odpowiednio zakończona aby umożliwić umieszczenie elementów pozycjonujących sondę pomiarową. Na rurce głównej umocowany był ekran cieplny oraz czujniki poziomu helu. Ponadto rurka zawieszenia magnesu była przymocowana do kołnierza wykonanego z mosiądzu za pomocą spawania. Wyniku czego była nieruchoma i bardzo szczelna. Ekran cieplny został wykonany z pianki poliuretanowej. Zastosowanie ekranu spowodowało zmniejszenie zużycia helu i spowolniło jego parowanie podczas pracy. Kriostaty wyposażone w ekrany cieplne mogą utrzymywać temperaturę helową nawet przez 14 h natomiast kriostaty bez ekranu cieplnego mogą temperaturę helową zachowywać przez 4 h



Rys 6 Kriostat w którym przeprowadzane były pomiary pola magnetycznego cewek

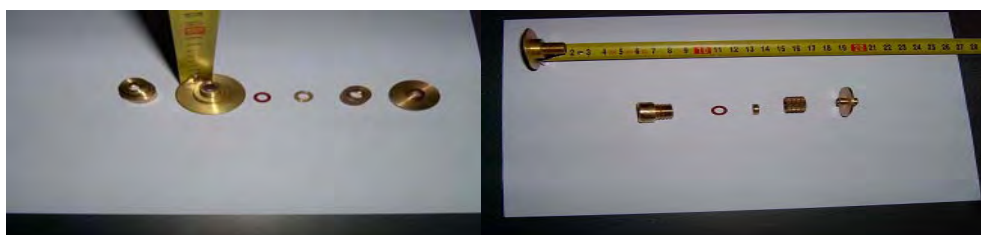
7. POZYCJONOWANIE I PRZESUW SONDY DO MIERZENIA POLA MAGNETYCZNEGO

Poniższy układ prowadzący i pozycjonujący sondę został zaprojektowany w Międzynarodowym Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur. Był on konieczny aby móc przesuwac sondę pomiarową z dużą dokładnością. Przesuw

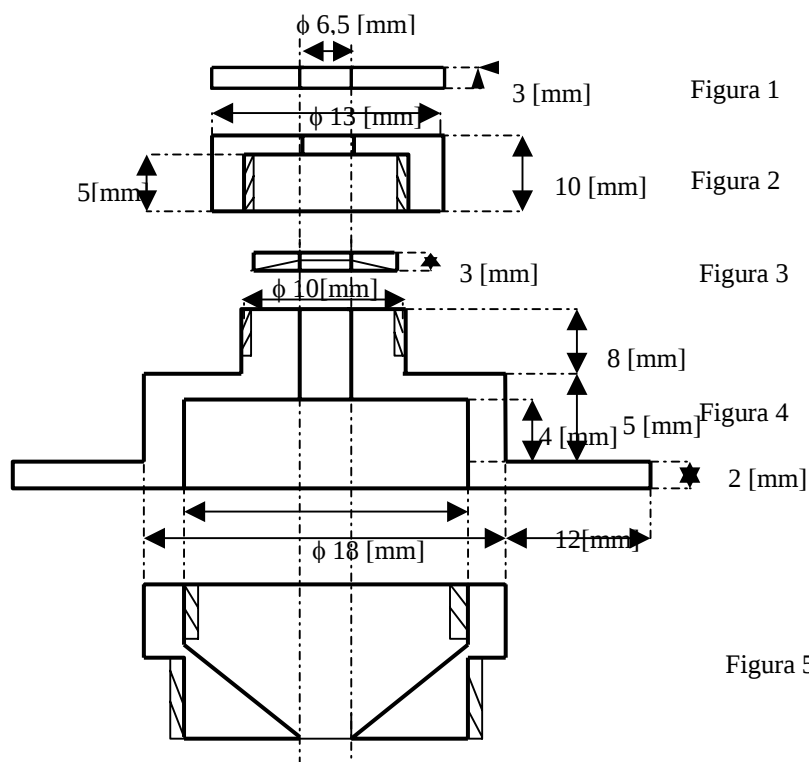


Rys 7. Elementy pierwszy z lewej strony odpowiada za pozycjonowanie sondę w cewce umieszczonej w helu, dwa pozostałe elementy są odpowiedzialne za mocowanie cewki do zawieszenia głównego

sondy podczas pomiarów odgrywa kluczową rolę, ponieważ pole magnetyczne w cewce zmienia się wraz z odległością od centrum magnesu. Figura 1 – element ten był przymocowywany do rurki sady pomiarowej na określonej wysokości w zależności od długości cewki. Jedną stroną figura 1 dotykała skali (w postaci taśmy z podziałką o długości 40 [cm]) przez co przesuw sady mógł być bardzo dokładny. Figura 2 i 3 – głównym zadaniem tych elementów było utrzymywanie sady pomiarowej w określonym wcześniej miejscu tak aby się sama nie przesuwiała i nie wprowadzała błędów podczas pomiarów. Figura 3 wchodzi razem z oringiem do figury 2 która od wewnętrznej strony jest na gwintowana tak aby mogła być przekręcona do figury 4. Figura 4 – element ten pełni rolę łącznika pomiędzy rurką zawieszenia magnesu a elementami usztywniającymi sondę. Na górnej części zewnętrznej jest on nagwintowany tak aby można było przykręcić figurę 3, a na dole jest on przylutowany do zawieszenia cewki aby wyeliminować

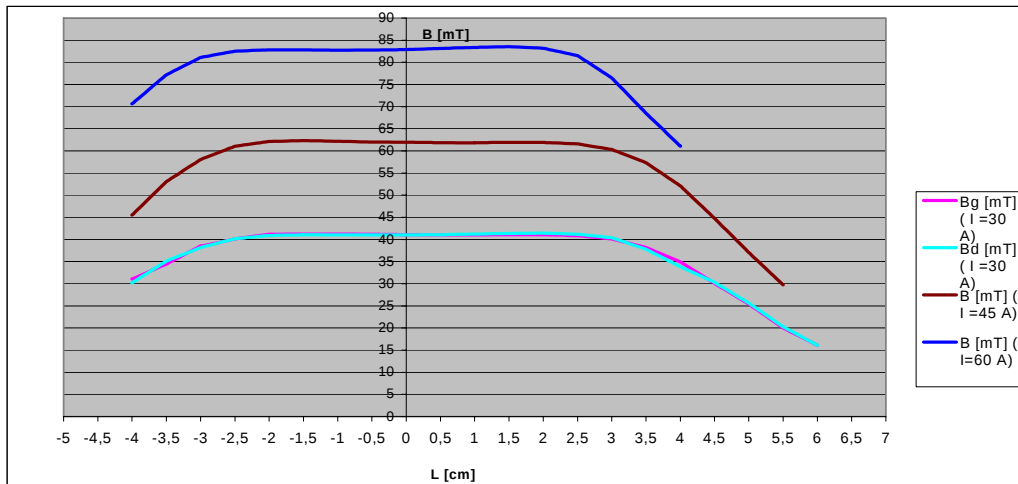


Rys 8. Elementy układu pozycjonującego i utrzymującego sondę



Rys 9. Schemat budowy elementów pozycjonujących i utrzymujących sondę

8. POMIARY WYKONANE W TEMPERATURZE HELOWEJ DLA CEWKI NADPRZEWODNIKOWYCH



Rys 10. Charakterystyka przedstawia pole magnetyczne cewki nadprzewodnikowej z uzwojeniami kompensacyjnymi wewnętrznymi w zależności od wartości prądu.

Wnioski

W artykule opisana została budowa elektromagnesu i cewek nadprzewodnikowych. Na podstawie powyższej publikacji można stwierdzić iż budowa elektromagnesu nadprzewodnikowego jest bardzo złożona i skomplikowana. Wymaga od konstruktora bardzo dużej wiedzy z dziedzin mechaniki, termodynamiki i nadprzewodnictwa. Głównym problemem, który pojawia się podczas projektowania magnesów jest poprawność wzorów i zależności teoretycznych, oraz błędów które powstają między wynikiem otrzymanym metodą pomiarową i obliczeniową. Rozkład pola magnetycznego w niektórych urządzeniach jest bardzo istotny np. : NMR lub MRI. Więc należy dokładnie określić przyczyny, które mogą spowodować różnicę między pomiarami i obliczeniami pola magnetycznego. W tym celu należy wykonać kilka różnych modeli cewek nadprzewodnikowych i wykonać dokładne pomiary pola magnetycznego wewnątrz i na zewnątrz cewki w temperaturze 300 [K] i 4,2 [K]. Wykonany został klucz nadprzewodnikowy, który miał za zadanie zamknąć obwód. Podczas testowania klucza były sprawdzane dwa czynniki stała czasowa oraz dopuszczalny prąd grzejnika. Na podstawie otrzymanych pomiarów można stwierdzić, iż najlepsze wyniki można otrzymać dla prądu o wartości $50 \cdot 10^{-3}$ [A]. Wyższe prądy grzejnika powodują zmianę w budowie strukturalnej klucza nadprzewodnikowego i po wyłączeniu prądu grzejnika przewód nie przechodzi w stan nadprzewodnikowy.



Rys 11. Cewki nadprzewodnikowe użyte podczas pomiarów

LITERATURA

- [1] Bazan C; Trojnar K, *Wytwarzanie silnych pól magnetycznych*, Wrocław 1978, Materiały IBS i NT.
- [2] Brechna G, *Magnetyczne systemy swerchprowodjasie*, Berlin 1973
- [3] Cieśla A, *Analiza stanów pracy separatora matrycowego z elektromagnesem nadprzewodnikowym jako źródło pola*, Wydawnictwo AGH, Kraków 1996
- [4] Gajda D, Cewki nadprzewodnikowe – pomiary w temperaturze pokojowej, V Seminarium „Zastosowania nadprzewodników”, Lublin – Nałęczów 24 – 26.VI.2004. str. 243-251
- [5] Kozak S, *Elektromagnesy nadprzewodnikowe dla separatorów magnetycznych OGMS*, Prace Instytutu Elektrotechniki zeszyt 206, 2000

Streszczenie: Praca poświęcona jest projektowaniu i budowie magnesów nadprzewodnikowych. Ponadto w artykule przedstawiony został sposób prowadzenia pomiarów stałego pola magnetycznego w temperaturze helowej. W pracy pokazane zostały pomiary prądu krytycznego dla drutu nadprzewodnikowego typu NbTi z którego wykonane zostały uzwojenia cewek nadprzewodnikowych.



NUMERYCZNA ANALIZA DYFUZJI MAGNETYCZNEJ W PŁYTCE NADPRZEWODNIKOWEJ

Michał MAJKA¹⁾, Paweł SURDACKI²⁾

¹⁾Instytut Elektrotechniki w Warszawie,

Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych w Lublinie

04-703 Warszawa, Pożaryskiego 28, m.majka@iel.waw.pl

²⁾Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii

20-618 Lublin, ul. Nadbystrzycka 38A, p.surdacki@pollub.pl

The numerical analysis of magnetic diffusion in superconducting plate

Abstract: The numerical model of the magnetic field diffusion in the superconductor one-dimensional slab placed in sinusoidal external magnetic field have been presented in the paper. In the model the electric resistivity of a superconducting material has constant value. The nonlinear magnetic proprieties of superconductor tube became approximate the linear relationship between magnetic field strength and the magnetic flux density. The time evolutions of the magnetic field density inside the superconductor slab are discussed.

Keywords: high- T_C superconductor, superconducting fault current limiter, magnetic diffusion.

1. WSTĘP

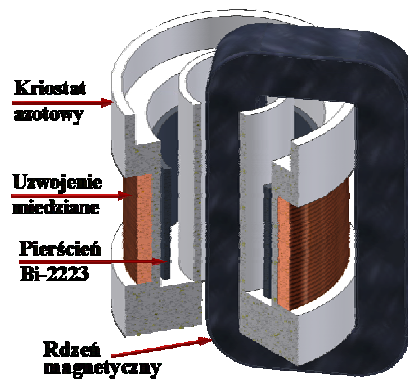
Specyficzne właściwości nadprzewodników umożliwiają budowę ograniczników prądów zwarciovych w sieciach elektroenergetycznych [1, 2]. Nadprzewodnikowy ogranicznik prądu (NOP) typu indukcyjnego, nazywany również ogranicznikiem z ekranowanym rdzeniem, posiada budowę oraz sposób działania podobny do transformatora. Na rys. 1 przedstawiono budowę ogranicznika prądu tego typu, składającego się z rdzenia magnetycznego oraz dwóch uzwojeń: pierwotnego i wtórnego. Uzwojenie pierwotne wykonane z miedzi, włączone jest bezpośrednio do obwodu chronionego, uzwojenie wtórne w postaci pierścienia z nadprzewodnika wysokotemperaturowego jest zwarte. Ze względu na konieczność zapewnienia

pierścieniowi z nadprzewodnika temperatury pracy niższej od temperatury krytycznej T_c (dla BSCCO-2232 $T_c = 110\text{K}$), pierścień nadprzewodnikowy umieszczony jest w kriostacie azotowym wypełnionym ciekłym azotem. Kriostat wykonany jest najczęściej z materiału izolacyjnego (tworzywo sztuczne).

Pracy ogranicznika prądu typu indukcyjnego towarzyszy proces przejściowy, polegający na utracie właściwości ekranowania pola magnetycznego przez pierścień nadprzewodnikowy ogranicznika pod wpływem zmiennego pola magnetycznego wytworzonego przez jego uzwojenie pierwotne. Proces ten ma charakter dyfuzyjny polegający na rozprzestrzenianiu się pola magnetycznego wewnątrz materiału nadprzewodnikowego pierścienia [3, 4].

Prezentowany w artykule numeryczny model dyfuzji pozwala na uzyskanie przybliżonych przebiegów indukcji magnetycznej w pierścieniu nadprzewodnikowym ogranicznika. Model wykonano w oparciu o parametry pierścienia nadprzewodnikowego wykonanego z nadprzewodnika wysokotemperaturowego Bi-2223 o prądzie krytycznym 625 A w temperaturze 77 K. Średnica wewnętrzna pierścienia nadprzewodnikowego wynosi 59 mm, wysokości 50 mm, grubości ścianki 2,5 mm [1].

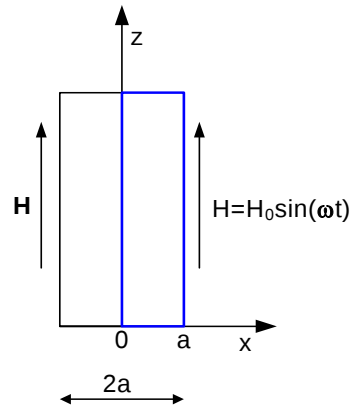
Rys. 1. Budowa NOP typu indukcyjnego [1]



2. MODEL NUMERYCZNY DYFUZJI MAGNETYCZNEJ W PŁYTCE NADPRZEWODNIKOWEJ

Dla celów numerycznej analizy procesu dyfuzji magnetycznej uproszczono geometrię pierścienia nadprzewodnikowego do postaci jednowymiarowej płyty rozpatrywanej w prostokątnym układzie współrzędnych o grubości $2a$ w kierunku osi x , przy założeniu nieskończonych wymiarów płyty w kierunku osi y oraz z (rys. 2). W modelu przyjęto, że wymiar charakterystyczny płyty – a , jest równy grubości ścianki rzeczywistego pierścienia nadprzewodnikowego wchodzącego w skład modelu fizycznego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu [1, 3, 5].

Rys. 2. Jednowymiarowy model płyty nadprzewodnikowej umieszczonej w zewnętrznym polu magnetycznym



Założono, że uzwojenie pierwotne ogranicznika jest nieskończenie długie i wytwarza jednorodne pole magnetyczne na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej przyjęto sinusoidalnie zmienne pole magnetyczne wytworzone przez miedziane uzwojenie pierwotne ogranicznika.

Wartość maksymalna B_m indukcji magnetycznej na powierzchni pierścienia nadprzewodnikowego została obliczona na podstawie prawa przepływu:

$$B_m = \frac{\mu_0 \cdot n_{cu} \cdot I_{cu}}{h_{cu}} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m} \cdot 236 \cdot 2,65 A}{0,049 m} = 16,039 \text{ mT}, \quad (1)$$

w którym:

μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni,

n_{cu} – liczba zwojów miedzianego uzwojenia pierwotnego ogranicznika,

h_{cu} – wysokość miedzianego uzwojenia pierwotnego ogranicznika,

I_{cu} – amplituda prądu w uzwojeniu pierwotnym ogranicznika.

Zachowanie się nadprzewodników II rodzaju, w tym nadprzewodników wysokotemperaturowych, w zewnętrznym polu magnetycznym opisuje nieliniowa zależność pomiędzy zewnętrznym natężeniem pola magnetycznego, a indukcją magnetyczną w nadprzewodniku. W postaci wektorowej zależność ta przyjmuje postać:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2)$$

gdzie :

$\mathbf{B}$ – wektor indukcji magnetycznej [T],

μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni [H/m],

$\mathbf{H}$ – wektor natężenia pola magnetycznego [A/m],

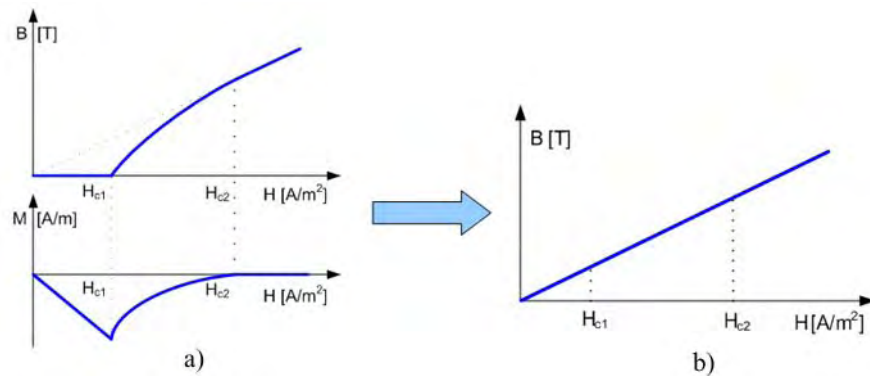
$\mathbf{M}$ – magnetyzacja [A/m].

Nadprzewodniki II rodzaju charakteryzują się dwoma wartościami krytycznego natężenia pola magnetycznego, dolną H_{c1} oraz górną H_{c2} (rys. 3a). Nadprzewodnik znajdujący się w polu magnetycznym o natężeniu niższym od H_{c1} jest idealnym diamagnetykiem. Dzięki wzbudzonej na powierzchni prądom, całkowicie wypycha strumień magnetyczny na zewnątrz. Indukcja magnetyczna we wnętrzu nadprzewodnika jest w tym przypadku równa zero. Pomiędzy dolnym a górnym polem krytycznym nadprzewodnik znajduje się w stanie mieszanym, pole magnetyczne wypychane jest z jego wnętrza tylko częściowo. Powyżej górnego pola krytycznego H_{c2} nadprzewodnik przechodzi do stanu normalnego. Indukcja we wnętrzu nadprzewodnika jest liniowo proporcjonalna do natężenia pola magnetycznego na jego powierzchni. Magnetyzacja jest równa zero.

W przypadku, gdy zewnętrzne pole magnetyczne na powierzchni nadprzewodnika H jest dużo większe w porównaniu z magnetyzacją M ($H \gg M$), indukacja magnetyczna B staje się liniowo proporcjonalna do natężenia pola magnetycznego H , co może zostać zapisane w postaci równania wektorowego:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} . \quad (3)$$

Powyższe równanie (3) może zostać użyte jako przybliżenie nieliniowej zależności indukacji magnetycznej od natężenia pola (rys. 3b) [3].



Rys. 3. Indukcja magnetyczna B oraz magnetyzacja M w funkcji zewnętrznego natężenia pola magnetycznego H dla nadprzewodników II rodzaju.

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe posiadają nieliniową zależność pomiędzy natężeniem pola elektrycznego i gęstością prądu opisywaną przez potęgowe prawo Rhynera [3, 4]. W rozpatrywanym modelu założono, że rezystywność materiału nadprzewodnikowego ma stałą wartość równą rezystywności przy której przepływ krytycznej gęstości prądu J_c przez materiał nadprzewodnikowy wywołuje założoną wartość natężenia pola elektrycznego $E_c = 1 \mu\text{V/cm}$ (równ. 4):

$$\rho = \frac{E_c}{J_c} = \frac{1 \frac{\mu V}{cm}}{5 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2}} = 2 \cdot 10^{-11} \Omega \cdot m. \quad (4)$$

Ogólne nieliniowe równanie dyfuzji magnetycznej w materiale nadprzewodnikowym dane jest równaniem (5). W równaniu tym indukcja magnetyczna w materiale nadprzewodnikowym posiada nieliniową charakterystykę w funkcji natężenia pola magnetycznego, rezystywność materiału nadprzewodnikowego opisana jest nieliniową zależnością w funkcji gęstości prądu.

$$\nabla \times (\rho(J) \nabla \times \mathbf{H}) = - \left(\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{H})}{\partial t} \right). \quad (5)$$

Przy założonej liniowości indukcji magnetycznej w funkcji zewnętrznego natężenia pola magnetycznego oraz stałej wartości rezystywności materiału nadprzewodnikowego, równanie (5) może zostać zapisane w uproszczonej formie, w postaci liniowego równania dyfuzji magnetycznej [3]:

$$D_m \left(\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} \right) = \frac{\partial B_z}{\partial t}. \quad (6)$$

W równaniu tym współczynnik dyfuzyjności magnetycznej D_m określający zdolność rozprzestrzeniania się pola magnetycznego w materiale nadprzewodnikowym ma stałą wartość proporcjonalną do rezystywności materiału nadprzewodnikowego.

$$D_m = \frac{\rho}{\mu_0} = \frac{2 \cdot 10^{-11} \Omega \cdot m}{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}} = 1,59 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}. \quad (7)$$

W celu dokonania analizy procesu dyfuzji pola magnetycznego w jednowymiarowej płycie nadprzewodnikowej, liniowe równanie dyfuzji magnetycznej dla geometrii płaskiej (równ. 6) rozwiązano numerycznie przy użyciu metody Cranka-Nicolsona. Metoda ta umożliwia numeryczne rozwiązywanie równań różniczkowych cząstkowych typu parabolicznego.

Model numeryczny wykorzystujący procedurę CrankNicolson napisaną w języku programowania Pascal [6] został wykonany przy użyciu graficznego środowiska programowania Delphi. W napisanym programie istnieje możliwość wprowadzenia parametrów geometrycznych i materiałowych pierścienia nadprzewodnikowego, określenia parametrów konstrukcyjnych uzwojenia pierwotnego ogranicznika oraz płynącego w nim prądu (rys. 4-5).

Drążenie magnetyczne w pierśc. NBP - Model liniowy

Parametry uzwojenia pierwotnego ogranicznika

Parametry konstrukcyjne uzwojenia pierwotnego ogranicznika

Liczba zwojów - n [zwoje]	240
Wysokość uzwojenia pierwotnego - h [mm]	49

Parametry prądu w uzwojeniu pierwotnym I₀ [A/m²sr(π)]

Maksymalna wartość prądu w uzwojeniu - I _m [A]	2.65
Częstotliwość prądu - f [Hz]	50
Pulsacja - omega [rad/s]	314,159
Okres - T ₀ [ms]	20,00

Przebieg prądu w uzwojeniu pierwotnym

Czas obserwacji - t [ms]	40	Wykres - I(t)
--------------------------	----	---------------

Indukcja magnetyczna na powierzchni pierścienia HTS

Na podstawie prawa przepływu

Maksymalna wartość indukcji magnetycznej - B _m [mT]	16,039
--	--------

Przebieg indukcji magnetycznej na powierzchni pierścienia HTS

Czas obserwacji - t [ms]	40	Wykres - B(t)
--------------------------	----	---------------

Wstecz
 Dalej

Wzrost magnetyzmu w pierśc. NCP - Model liniowy

Charakterystyczne wielkości dyfuzji

Współczynnik dyfuzyjności magnetycznej - D_m [m ² /s]	1.59E-5
Głębokość wnikańia - δ [mm]	0.3183
Stosunek grubości pierśc. do głęb. wnikańia - a/δ	7.8540
Stosunek głęb. wnikańia do grubości pierśc. - δ/a	0.1273

Rozwiązanie numeryczne równania dyfuzji

Obliczenia w wartościach:

- ☒ bezwzględnych - B [mT], x [mm]
- ☐ względnych - B/B_{max} [-], x/a [-]

Liczba podprzedziałów przedziału x/a - $0 \leq x/a \leq$	10
Krok dyskretyzacji w kierunku osi x - Δx	0.50 mm
Czas obserwacji rozwiązywania - t_{max} [mikros]	40

Krok dyskretyzacji w kierunku osi t - Δt

☐ 1 mikros ☐ 10 mikros ☐ 100 mikros ☒ 1 milisek.

Rozwiąz równania dyfuzji

Kontrola poprawności rozwiązania [OK lub BLAD]: **OK**

☒ Tablica wyników ☒ Wykres B(t)
☒ Amplituda B(t) ☒ Kąt fazowy B(t)

Wstecz Koniec



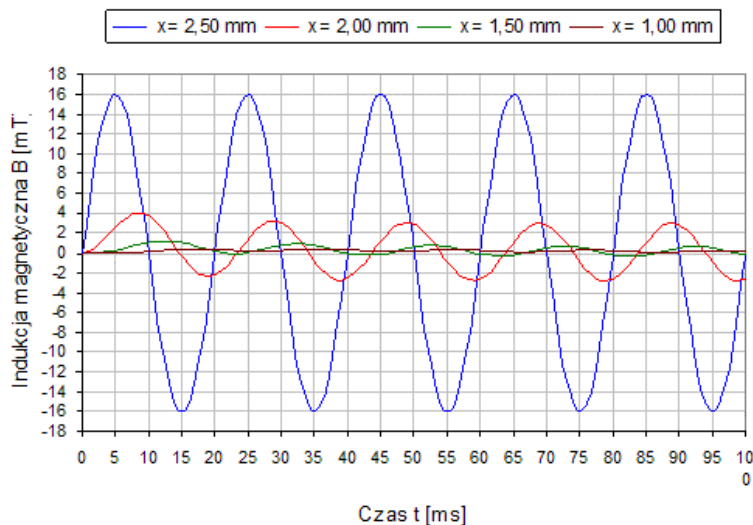
186

W wyniku numerycznego rozwiązania liniowego równania dyfuzji magnetycznej otrzymano przebiegi indukcji magnetycznej w wybranych punktach położonych wewnątrz modelowanej płyty nadprzewodnikowej w wybranym przedziale czasu (rys. 6 - 7).

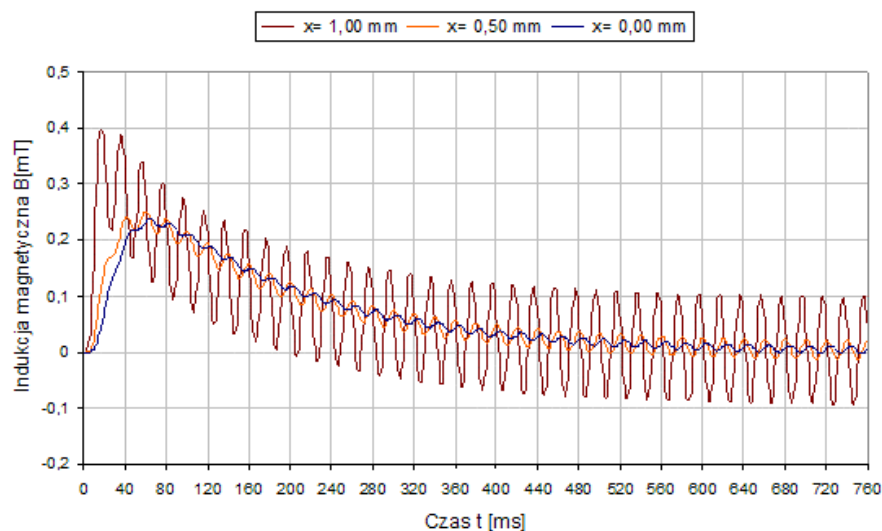
Przebieg indukcji magnetycznej w punkcie $x = 2,5$ mm, odpowiada przebiegowi indukcji magnetycznej na powierzchni modelowanej płyty nadprzewodnikowej. Punkt $x = 0$ mm odpowiada środkowi płytki nadprzewodnikowej. W odniesieniu do rzeczywistego pierścienia nadprzewodnikowego, punkt $x = 0$ mm odpowiada wewnętrznej powierzchni pierścienia.

Na zamieszczonych przebiegach indukcji magnetycznej (rys. 6 - 7) widoczne jest zmniejszanie się wartości amplitudy indukcji magnetycznej wraz z wnikaniem do wnętrza modelowanej płytki nadprzewodnikowej. Maksymalna wartość amplitudy indukcji magnetycznej równa 16,039 mT występuje na powierzchni płytki nadprzewodnikowej ($x = 2,5$ mm). Jest ona równa maksymalnej wartości indukcji magnetycznej wytworzonej przez uzwojenie miedziane ogranicznika. W miarę wnikania indukcji magnetycznej do wnętrza modelowanej płyty nadprzewodnikowej wartość amplitudy indukcji magnetycznej szybko maleje.

Wyraźnie widoczne występowanie składowej aperiodycznej przebiegów indukcji magnetycznej oraz opóźnienie czasowe przebiegów indukcji magnetycznej w punktach położonych wewnątrz modelowanej płytki nadprzewodnikowej w stosunku do sinusoidalnie zmiennego przebiegu indukcji magnetycznej na powierzchni modelowanej płytki nadprzewodnikowej (punkt $x = 2,5$ mm). W miarę wnikania indukcji magnetycznej do wnętrza modelowanej płyty nadprzewodnikowej rośnie przesunięcie fazowe pomiędzy przebiegami.



Rys. 6. Przebiegi indukcji magnetycznej w wybranych punktach położonych wewnątrz modelowanej płytki nadprzewodnikowej



Rys. 7. Przebiegi indukcji magnetycznej w wybranych punktach położonych wewnątrz modelowanej płytki nadprzewodnikowej

3. PODSUMOWANIE

W celu uzyskania przybliżonych przebiegów indukcji magnetycznej w pierścieniu nadprzewodnikowym w wykonanym modelu numerycznym rozwiązano jednowymiarowe równanie dyfuzji magnetycznej. W równaniu tym współczynnik dyfuzyjności określający szybkość rozprzestrzeniania się pola magnetycznego posiada stałą wartość proporcjonalną do wartości rezystywności materiału nadprzewodnikowego. Założenie stałej wartości współczynnika dyfuzyjności jest znacznym uproszczeniem, ponieważ w rzeczywistych układach zależy on silnie od lokalnych wartości prądu i natężenia pola magnetycznego.

Prezentowany model został wykonany w oparciu o parametry fizyczne wybranego pierścienia nadprzewodnikowego, ale dzięki możliwości łatwej zmiany poszczególnych parametrów obliczeń możliwe jest uzyskanie wyników dla pierścieni nadprzewodnikowych o innych parametrach geometrycznych i materiałowych.

LITERATURA

- [1] Janowski T., Stryczewska H.D., Kozak S., Malinowski H., Wojtasiewicz G., Surdacki P., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J., *Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu*, Wydawnictwo Drukarnia LIBER, Lublin 2002.
- [2] Paul W., Chen M., Lanker M., Rhyner J., Braun D., Lanz W., Fault current limiter based on high temperature superconductors – different concepts, test results, simulations, applications. , *Physica C*, vol. 354, pp. 27-33, 2001.

- [3] Cha Y.S., Magnetic diffusion and dissipation in high- T_C superconductors subjected to sinusoidal applied field, *Physica C*, vol. 361, pp. 1-12, 2001.
- [4] Surdacki P., Modeling of the magnetic field diffusion in the high- T_C superconducting tube for fault current limitation, *Physica C*, vol. 387, pp. 234-238, 2003.
- [5] Kozak S., Numerical model of inductive SFCL, III Seminar, *Applications of Superconductors*, Lublin - Nałęczów, pp. 121–126, 2001.
- [6] Marciniak A., Gregulec D., Karczmarek J., *Podstawowe procedury numeryczne w języku Turbo Pascal*, Wydawnictwo „Nakom”, Poznań 1997.

Streszczenie: W pracy przedstawiono numeryczny liniowy model dyfuzji pola magnetycznego w jednowymiarowej płycie nadprzewodnikowej umieszczonej w sinusoidalnie zmiennym, zewnętrznym polu magnetycznym. W modelu tym założono stałą wartość rezystywności materiału nadprzewodnikowego. Nieliniowe właściwości magnetyczne materiału nadprzewodnikowego zostały aproksymowane liniową zależnością pomiędzy natężeniem pola magnetycznego a indukcją magnetyczną.

Słowa kluczowe: nadprzewodnik wysokotemperaturowy, nadprzewodnikowy ogranicznik prądu, dyfuzja magnetyczna.

VII SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 1- 3.06.2006



MATERIAŁY NADPRZEWODNIKOWE DO ZASTOSOWAŃ SILNOPRĄDOWYCH

Łukasz MASZEWSKI, Paweł SURDACKI

Politechnika Lubelska
Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
Nadbystrzycka 38a
E-mail: maho_net@o2.pl, p.surdacki@pollub.pl

Superconducting materials for high-current applications

Abstract: In this paper, the most important superconducting materials have been characterized, which could be used in high current devices like superconducting cables, superconducting fault current limiters, magnetic energy storages, transformers, motors and generators. Physical properties, especially critical parameters, fabrication methods and possibilities of applications of low temperature superconductors (Nb-Ti alloy and intermetallics compounds Nb_3Sn , Nb_3Al) - cooled in liquid helium, high temperature superconductors (compounds Bi-2223, Bi-2212 and yttrium compound YBCO) – cooled in liquid nitrogen, and for medium temperature superconductor MgB_2 – cooled with mechanical cryocooler in medium range of temperature have been described.

Keywords: : superconducting materials, high-current superconducting devices.

1. WSTĘP

Nadprzewodniki można podzielić na trzy rodzaje: niskotemperaturowe (LTS) chłodzone ciekłym helem, wysokotemperaturowe chłodzone ciekłym azotem (HTS), oraz średniotemperaturowe (MTS) chłodzone w średnim zakresie temperatur przy użyciu kriochłodziarek mechanicznych. Do najistotniejszych zagadnień określających przydatność nadprzewodników do zastosowań w urządzeniach silnoprządowych należą: metody wytwarzania, budowa wewnętrzna przewodów, właściwości takie jak gęstość prądu krytycznego, górna indukcja krytyczna czy wytrzymałość mechaniczna.

2. NADPRZEWODNIKI SILNOPRĄDOWE

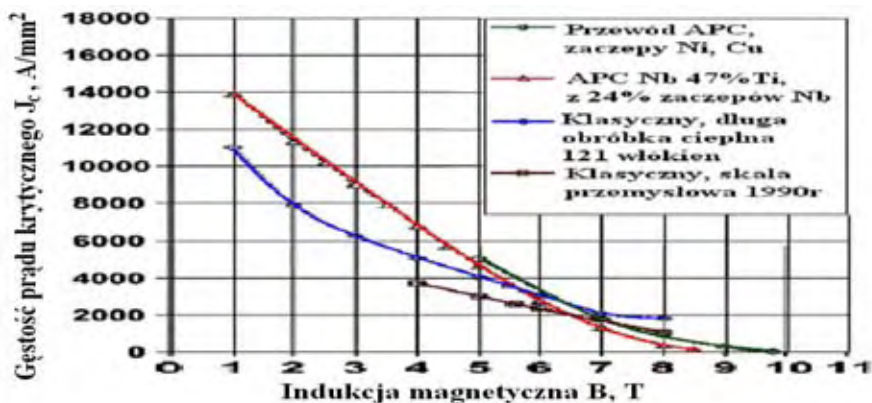
2.1. Nadprzewodnik Nb-Ti

Stop metaliczny Nb-Ti utrzymuje nadprzewodnictwo do temperatury krytycznej 9 K przy zerowej indukcji i gęstości prądu. Ze względu na najszersze zastosowania silnoproudowe, można stwierdzić że materiał ten był pionierem wśród nadprzewodników. Już w 1960 roku odkryto, że ma wysokie pole krytyczne (11 T w temperaturze 4,2 K i 14 T w 2 K), dobrze współpracuje z miedzią, a przewody mają odpowiednią giętkość [1].

Metoda wytwarzania proszkowo – rurkowa polega na kilkuetapowej obróbce mechanicznej i termicznej rurki miedzianej wraz z umieszczonym wewnątrz proszkiem NbTi. Modyfikacją jest wytwarzanie drutów ze sztucznymi centrami zaczepu strumienia magnetycznego (APC – artificial pinning centres), dla których na początku procesu następuje włączenie dodatkowego metalu przez układanie na przemian warstw Nb-Ti i metalu

Przy pomocy tej metody wyprodukowano nadprzewodnik Nb-Ti o dużej długości, z gęstością prądu krytycznego J_c przekraczającą wartość osiąganą w przewodach konwencjonalnych w polu 2-7 T. Początkowo, w silnym polu o indukcji 6 – 8 T jakość przewodów APC nie była zbyt dobra, jednak próbki z ferromagnetycznymi centrami zaczepu w miejsce niobowych wykazały doskonale właściwości także w silnych polach.

Wysoka gęstość prądu krytycznego jest najważniejszym parametrem definiującym technologiczną wartość stopu Nb-Ti. Najlepsze wartości J_c zarówno dla przewodów konwencjonalnych jak i APC Nb-Ti pokazano na rys. 2.1. Na wykresie zaznaczono także ostatnie optymalizacje przy pomocy przedłużania czasu obróbki cieplnej, przez co osiągnięto J_c ponad 4×10^9 A/m² w 5 T i 4,2 K. Najlepszy materiał typu APC osiągnął wartość jeszcze wyższą, bo $4,6 \times 10^9$ A/m². Tak znaczne polepszenie zostało dokonane dzięki dobremu zrozumieniu i usunięciu ograniczeń zewnętrznych, najpierw przez badania materiałów jednowłókniastych w laboratoriach a następnie poprawę kontroli niestabilności włókien w przewodach wielowłókniastych.



Rys. 2.1. Porównanie krytycznej gęstości prądu w zależności od zewnętrznego pola magnetycznego dla przewodów klasycznych i ze sztucznymi centrami zaczepu APC [2]

2.2. Nadprzewodnik Nb₃Sn

Temperatura krytyczna tego materiału wynosi 18,3 K przy zerowej indukcji i gęstości prądu. Prototyp w formie drutu Nb₃Sn wykonany w 1961 roku był pierwszym

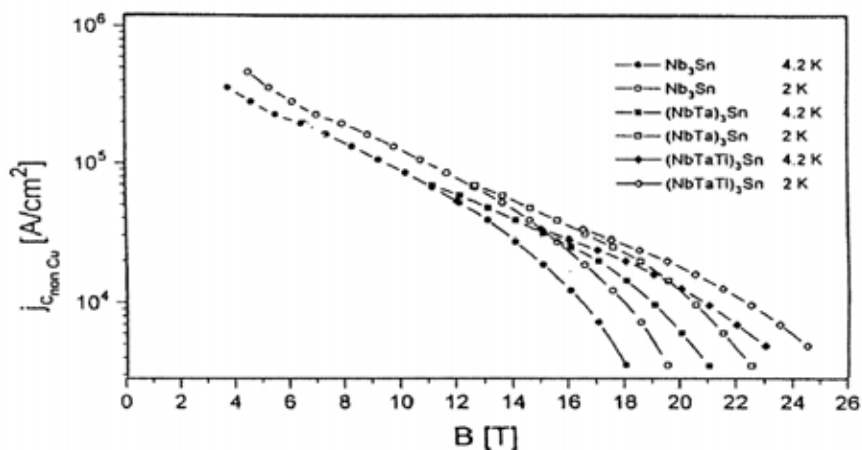
nadprzewodnikiem który wykazywał nadprzewodnictwo w wysokim polu magnetycznym. Jego indukcja krytyczna H_{c2} osiągała ~ 30 T w temperaturze 2 K, znacznie przekraczając wartość dla stopu Nb-Ti, dzięki czemu stał się on najlepszym materiałem do zastosowań w urządzeniach z silnymi polami magnetycznymi [1]. Jego rozwój był początkowo ograniczany głównie przez fakt, że jest to kruchy związek międzymetaliczny, który mógł być wówczas wykonany tylko w postaci taśmy, podczas gdy Nb-Ti jest giętkim stopem umożliwiającym budowę urządzeń o różnych konfiguracjach. Jednakże, począwszy od lat 70 – tych, w wielu laboratoriach praktyczne przewody wielowłókniste Nb_3Sn były pomyślnie wykonywane metodą „brązu”, dzięki której były i są budowane np. magnesy NMR.

Można wyróżnić cztery główne metody jego wytwarzania:

- proszkowo rurkowa („powder in tube”) polega na wypełnieniu rurek niobu proszkiem $NbSn_2$ i umieszczeniu w matrycy miedzianej
- metoda brązu, w której pręt czystego niobu jest umieszczony w matrycy z brązu (CuSn) i obrabiany
- metoda wewnętrznej cyny („internal tin”) , wewnątrz matrycy miedzianej umieszcza się pręty niobu wokół pręta cyny stanowiącego dodatkową stabilizację wiązki
- metoda „modified jelly roll”, polega na nakręcaniu dwóch równoległych warstw niobu i miedzi na pręt cyny, kształtowaniu sześciokątnych prętów i umieszczaniu ich w ostatniej matrycy miedzianej.

Obecnie dwoma głównymi kierunkami rozwoju Nb_3Sn są magnesy akceleratorów dla fizyki wysokich energii oraz zastosowania w generacji energii w syntezie termojądrowej. Trzecim kierunkiem, rzadziej opisywanym są magnesy wysokich pól magnetycznych NMR (Nuclear Magnetic Resonance)[1].

Z zależności $J_c(B)$ materiałów Nb_3Sn wynika że poprzez drobne domieszki w składzie chemicznym, można podwyższyć osiągane wartości gęstości prądu krytycznego w zewnętrznym polu magnetycznym. Wpływ domieszek tytanu i tantalu jest szczególnie widoczny powyżej indukcji 12 T w temp 2 K i 4,2 K



Rys. 2.2. Gęstość prądu krytycznego poza miedzią $J_{c \text{ (nie Cu)}}$ w funkcji zewnętrznej indukcji magnetycznej [1]

2.3. Nadprzewodnik Nb_3Al

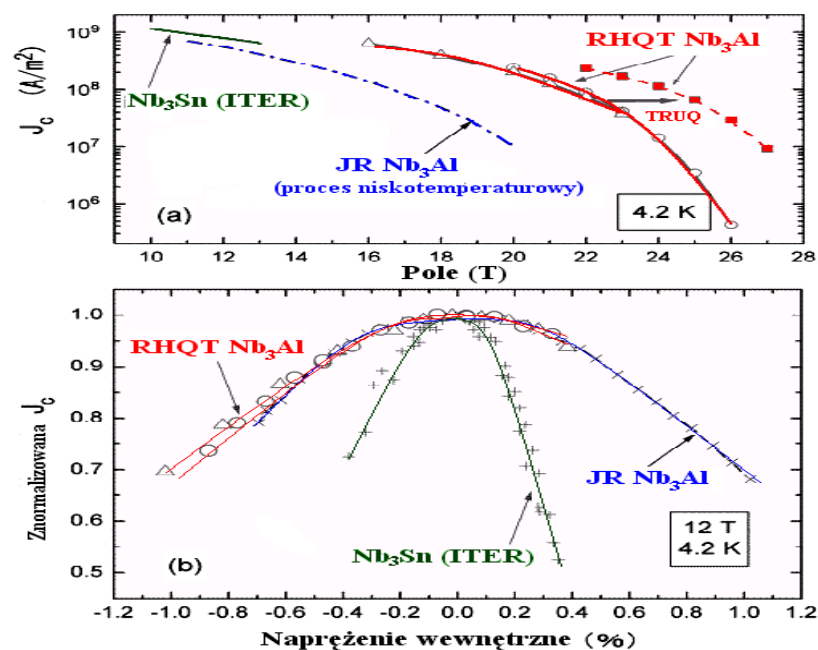
Nadprzewodnik ten posiada temperaturę krytyczną 18,9 K przy zerowej indukcji i gęstości prądu. Projekt reaktora syntezy termojądrowej ITER wymagający zredukowania czułości na naprężenia w żyłach nadprzewodnikowych w warunkach operacyjnych doprowadził do znacznego rozwoju materiałów alternatywnych do Nb_3Sn . W polu o zakresie 12-13 T (wymaganego dla cewek toroidalnych) wyprodukowano przewody Nb_3Al z porównywalnymi wartościami gęstości prądu krytycznego J_c .

Wykonanie nadprzewodnika Nb_3Al polega na przygotowaniu drutu o ostatecznych rozmiarach z oddzielnymi składnikami [3], a następnie na poddaniu go obróbce cieplnej aż do uzyskania struktury A15.

Najważniejsze metody jego wytwarzania:

- „jelly roll” (JR) - naprzemienne warstwy aluminium i niobu są nawijane na pręt miedziany i wkładane do otworów w matrycy miedzianej
- „rod in tube” (RIT) - pręty aluminium umieszcza się w rurce niobu i poddaje obróbce mechanicznej
- „clad chip extrusion” (CCE) - trójwarstwowa folia z aluminium/niobu/ i aluminium jest cięta na kawałki i umieszczana w rurce mosiężnej
- proszkowa (PM) - proszek aluminium i niobu jest umieszczany w rurce miedzianej i poddawana obróbce przez rozciąganie i ściskanie do uzyskania drutu jednowłóknistego o grubości warstwy aluminium 100nm.

Po etapach obróbki mechanicznej następuje obróbka cieplna, która może się odbywać jednym z 3 sposobów – niskotemperaturowym, wysokotemperaturowym lub procesem transformacyjnym



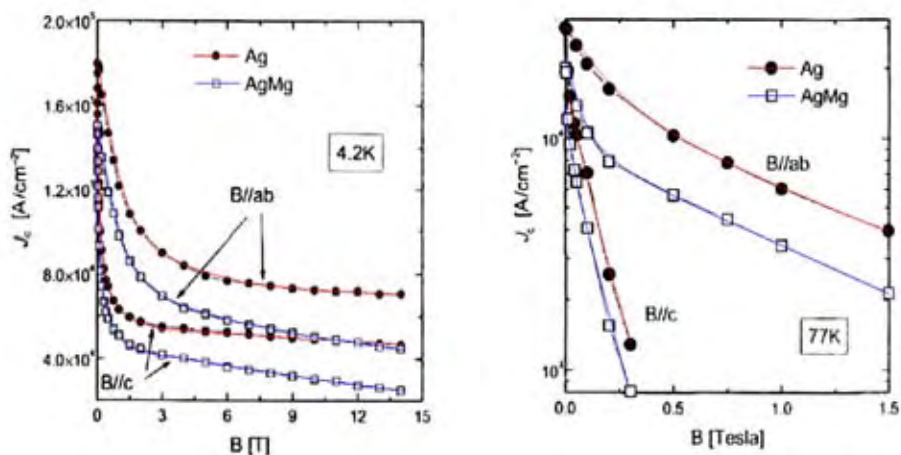
Rys. 2.3. Porównanie materiałów RHQT Nb_3Al z konwencjonalnym Nb_3Al i Nb_3Sn
 a) Zależność J_c (nie w Cu) od pola magnetycznego, b) tolerancja naprężenia [3]

Z charakterystyki $J_c(B)$ i w zależności od naprężeń jakim jest poddawany przewód wynika że najlepsze właściwości wykazują przewody otrzymywane w procesie transformacyjnym. Są one lepsze zarówno od tego samego materiału otrzymanego metodą niskotemperaturową jak i od Nb_3Sn stosowanego w budowie międzynarodowego reaktora syntezy jądowej ITER

2.4. Nadprzewodnik Bi-2223

Nadprzewodnik bizmutowy o najwyższych obecnie potencjalnych możliwościach zastosowań przemysłowych to $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ (Bi-2223) [4]. Posiada temperaturę krytyczną 110 K przy zerowej indukcji i gęstości prądu, jest materiałem wysokotemperaturowym 1 generacji, stabilizuje się go przez domieszkowanie ołowiem. Pomimo złożoności struktury krystalicznej, udało się wytworzyć przewody wielowłókniste otoczone powłoką srebra o długościach przekraczających 1 km. Taśmy mogą wytrzymać duże pola magnetyczne kilkunastu tesli przy temperaturze poniżej 40 K, a powyżej tej temperatury mogą także pracować jako urządzenia o niższym polu magnetycznym np. kable energetyczne. Jest to przewaga nad drugim nadprzewodnikiem bizmutowym Bi-2212, który posiada niższą wartość T_c i co za tym idzie gorszą zależność pola w wysokich temperaturach.

Metoda wytwarzania proszkowo-rurkowa polega na zgromadzeniu proszku Bi-2212 w rurce srebrnej (ponieważ srebro nie wchodzi w reakcję z proszkiem), po etapach obróbki mechanicznej następuje obróbka cieplna która powoduje ostateczną przemianę fazową struktury Bi-2212 do Bi-2223. Taśmy Bi-2223 wytwarzane metodą proszkowo-rurkową (Powder-in-Tube) były przez ponad 10 lat poddawane ciągłym ulepszeniom w celu polepszenia ich sprawności [5]. Gęstości prądów krytycznych we włóknach HTS zostały podwyższone do $J_c \sim 7 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ przy temperaturze 77 K i zerowym polu magnetycznym w małych próbkach. Wadą ekonomiczną jest wymóg użycia srebra jako materiału matrycy. Opłacalny koszt obliczono na 10 \$/kAm dla pełnej skali produkcji, obecnie koszty wynoszą 200 - 300 \$/kAm, jednak wkrótce powinny zostać obniżone do 25-30 \$/kAm.



Rys. 2.4. Porównanie gęstości prądu krytycznego J_c w zależności od zewnętrznego pola magnetycznego dla taśm z powłoką Ag i AgMg [4]

Najłatwiejszy sposób zwiększenia twardości powłoki to zamiana srebra na jego stop o podobnych właściwościach przy formowaniu struktury Bi,Pb(2223). Zazwyczaj stosowane domieszki do powłoki srebra to magnez, tytan lub mangan. Rurki wykonane z tych stopów mogą być wypełniane proszkiem i wyżarzane w standardowym procesie PIT. Największy wpływ na zwiększenie mikrotwardości ma domieszkowanie magnezem. Z porównania zależności krytycznej gęstości prądu w funkcji temperatury i pola $J_c(B)$ dla taśm Bi-2223 w temp 4,2 K i 77K wynika że konsekwencją zastosowania powłoki AgMg poprawiającej wytrzymałość na naprężenia mechaniczne jest obniżenie osiąganej J_c (rys. 2.4). Występuje także różnica w charakterystykach zależna od kierunku przyłożenia pola magnetycznego - materiał Bi-2223 jest więc silnie anizotropowy.

2.5. Nadprzewodnik Bi-2212

W ciągu pierwszej połowy lat 90 większość badań nad materiałami HTS była poświęcona rozwojowi przewodów $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi-2223) metodą proszku w rurce, jednak w ciągu ostatnich kilku lat znacznie zwiększyło się zainteresowanie nadprzewodnikiem $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi-2212), powodując powstanie różnorodnych technologii produkcji [6]. Pomimo niższej temperatury krytycznej T_c około 95 K (przy zerowych wartościach J i B) dla materiału Bi-2212 w porównaniu z Bi-2223 (110 K), ten pierwszy posiada zaletę większej kontroli nad przekształceniami chemicznymi. Proste warunki wytwarzania pozwalają użyć łatwiejszych w wykonaniu prekursorów Bi-2212, a proces produkcji przewodów nie wymaga wieloetapowej obróbki termomechanicznej, przez co wykonanie jest bardziej efektywne ekonomicznie.

Dzięki temu powstało więcej sposobów wytwarzania z których np. „dip coating” polega na nakładaniu warstwy nadprzewodnika na taśmę srebrną i osuszaniu, taśmy typu „PAIR” otrzymuje się przez powlekanie srebrną folią nadprzewodnika i obróbkę, drut „ROSAT” charakteryzuje stała anizotropia bez względu na kierunek zewnętrznego pola magnetycznego dzięki zamontowaniu wiązek co 120 stopni wewnątrz przewodu. W średnim zakresie temperatur (20-60 K), gęstości prądu przewodu Bi-2212 mają wartości znacznie przewyższające gęstości prądu przewodów Bi-2223, nawet w wysokich polach magnetycznych, natomiast powyżej 60 K nie mogą pracować przy zbyt dużej indukcji pola zewnętrznego.

Trzeba jednak rozważyć dwie kwestie dla tego zastosowania. Po pierwsze, aby produkcja była opłacalna, współczynnik kosztów do jakości musi zostać zredukowany poniżej wartości 10 \$/kAm od obecnej 50 \$/kAm. Po drugie trzeba rozwinąć praktyczne metody kontroli obróbki cieplnej w środowisku przemysłowym. Inżynierska gęstość prądu krytycznego J_{eng} dla materiału Bi-2212 może osiągać ponad $2,5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ w temperaturze 4,2 K i polu o indukcji znacznie powyżej 20 T. Jest to duża zaleta nad nadprzewodnikami niskotemperaturowymi osiągającymi taką wartość jedynie w temperaturze $T = 1,8 \text{ K}$ [1]. Wynika z tego, że duże wartości pola magnetycznego nie ograniczają wartości J_c dla nadprzewodników wysokotemperaturowych. Czynnikiem ograniczającym może powstawać raczej z niskiej wytrzymałości mechanicznej powłoki srebrnej, która musi wytrzymać duże wartości sił Lorentza przy indukcji $B > 20 \text{ T}$.

2.6. Nadprzewodnik powlekany YBCO

Szósty omawiany nadprzewodnik to materiał wysokotemperaturowy 2-giej generacji powlekany $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) z temperaturą krytyczną 94 K przy zerowej indukcji i gęstości prądu. Ma on budowę warstwową, a proces wytwarzania polega na etapach: produkcji substratu w formie taśmy, osadzaniu warstwy buforowej w procesie

niskopróżniowym, powlekaniu warstwą YBCO i osuszaniu, formowaniu warstwy nadprzewodzącej przez naświetlanie i natlenianie, przecinanie na taśmy o odpowiedniej szerokości

Ze wszystkich wysokotemperaturowych związków nadprzewodnikowych struktura $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) ma największe możliwości dla osiągnięcia wysokiej wartości gęstości prądu w polu magnetycznym [7]. Problemy występują nieodłącznie z krystalograficzną strukturą tego materiału, która formuje niewystarczająco przyległe ziarna, aby zapewnić silne sprzężenie granic ziaren. Jest to przeciwieństwo do nadprzewodników bizmutowych wykazujących silne sprzężenie ziaren, ale jednocześnie dużo słabsze zakotwiczenie międzyziarniste. Dlatego też konwencjonalne procesy proszkowo - metalurgiczne wytwarzania taśm materiałów bizmutowych są nieodpowiednie dla YBCO.

Materiały powlekane korzystają z technologii cienkich warstw dla umieszczenia epitaksjalnej warstwy nadprzewodnikowej na wysoko teksturowanym dwuosiowym podłożu substratu. Jest to złożona struktura tlenkowa wspierana metalicznie. Koszty przewodów powlekanych, szczególnie tych nie wykonywanych metodami próżniowymi osiągają wartości 10 \$/kAm, dużo mniej niż efektywna jakość cenowa dla miedzi. Z powodu znacznie wyższego pola nieodwracalności materiałów YBCO w porównaniu z nadprzewodnikami bizmutowymi, druga generacja drutów HTS oferuje także możliwość osiągnięcia wyższych temperatur operacyjnych w danym polu magnetycznym.

Wszystkie przewody powlekane zawierają elastyczny substrat, najlepiej z mocnego i antyferromagnetycznego metalu, zazwyczaj o grubości $\sim 50 \mu\text{m}$, na górze którego znajduje się funkcjonalna bariera tlenkowa albo warstwa buforowa, zwykle o grubości mniejszej niż około $0,5 \mu\text{m}$. Na niej jest ułożona 1-3 μm warstwa nadprzewodzącego YBCO. Przewód uzupełnia kilku mikrometrowa warstwa ochronna złota i grubsza stabilizacyjna warstwa miedzi. W powlekanych taśmach o grubości YBCO $\sim 3 \mu\text{m}$ stwierdzono krytyczną inżynierską gęstość prądu $J_{\text{eng}}(77 \text{ K}, 0 \text{ T})$ około $3 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ na całym przekroju przewodu [7]. Domieszkowanie wapniem może spowodować zwiększenie gęstości prądu krytycznego J_c wewnątrz ziaren nawet do około $5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$.

2.7. Nadprzewodnik MgB_2

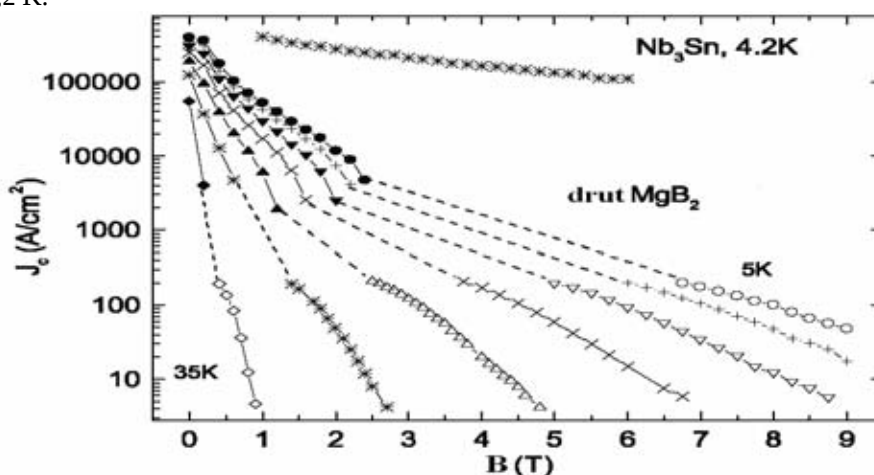
Na początku roku 2001 w Japonii odkryto, że już wiele lat wcześniej wyprodukowany materiał dwuborek magnezu MgB_2 wykazuje nadprzewodnictwo z temperaturą krytyczną $T_c = 39 \text{ K}$ [1]. Choć prace badawcze stosunkowo niedawno się zaczęły, otrzymywane materiały MgB_2 już wykazują korzystne właściwości, sugerujące przydatność do zastosowań magnetycznych. Pole nieodwracalności elementów masywnych, drutów i taśm nawojowych jest porównywalne z osiąganym dla stopu $\text{Nb}(47\% \text{ wagi})\text{Ti}$ w temperaturze ciekłego helu ($4,2 \text{ K}$) i indukcji 8 T [8].

Istnieją dwa główne sposoby wytwarzania tego materiału: technika zewnętrzna „ex situ” w której używa się przereagowanego proszku MgB_2 do wypełnienia rurki i obróbki oraz technika wewnętrzna „in situ”, w której wykorzystuje się mieszanek surowych proszków Mg i B jako centralnego rdzenia który przereagowuje podczas obróbki do utworzenia MgB_2 .

W dobrze połączonych cienkich warstwach zanotowano wartości gęstości prądu krytycznego J_c nawet 10^{11} A/m^2 . Tak więc widać, że w temperaturze poniżej 25 K nie ma gęstości prądu ani bariery górnego pola krytycznego dla zastosowań MgB_2 . Dzięki temu druty MgB_2 mogły się stać dobrą alternatywą dla drutów nawojowych z nadprzewodników niskotemperaturowych lub bizmutowych pracujących w temperaturach poniżej 25 K [1]. Kolejna zaleta MgB_2 , to koszty składników – zarówno Mg i B , jak i warstw stabilizacyjnej

miedzi i dyfuzyjnej żelaza, które są bardzo niskie. Analiza wykazuje, że nawet po odpowiednim oczyszczeniu materiałów, koszty będą kilkakrotnie mniejsze, niż dla nadprzewodników na bazie niobu.

Zależność gęstości prądu krytycznego od pola w różnych temperaturach pracy drutu MgB_2 pokazuje rys. 2.7. Dla porównania pokazane są także dane dla Nb_3Sn w temperaturze 4,2 K.



Rys. 2.7. Zależność gęstości prądu krytycznego od indukcji $J_c(B)$ dla drutu MgB_2 [9]

Pomimo że na pierwszy rzut oka widać przewagę nadprzewodnika niskotemperaturowego, to jednak te pierwsze spostrzeżenia są bardzo złudne. Po pierwsze, chociaż wartości gęstości prądu krytycznego J_c są niższe od tych dla Nb_3Sn przy 4-5 K, to wartości te nie są takie małe, zważywszy, że są to próbki z wysoce czystym MgB_2 . W dodatku przy temperaturze 20 K Nb_3Sn nie jest już w stanie nadprzewodzącym ($J_c = 0$) podczas gdy gęstość prądu J_c MgB_2 wciąż jest pokaźna dla niskich i średnich pól magnetycznych. Po drugie, zależność gęstości prądu krytycznego od indukcji i temperatury $J_c(H, T)$ jest zewnętrzną właściwością, która może być zwiększona przez odpowiedni dobór zanieczyszczeń i defektów, które będą się zachowywać jak centra zaczepu strumienia magnetycznego. Domieszki tytanu i miedzi pozwoliły na osiągnięcie gęstości prądu krytycznego J_c wynoszącej 10^{10} A/m^2 w niskiej temperaturze i polu magnetycznym, co daje także nadzieję na podwyższenie gęstości prądu J_c przez domieszkowanie próbek także w wysokich polach magnetycznych.

Od niedawna możemy obserwować możliwości materiału nadprzewodnikowego MgB_2 skierowane na zminimalizowanie strat przemiennoprądowych dla istniejących zastosowań, takich jak transformatory czy też całkowicie nowatorskie urządzenia elektryczne. Jako czynnik chłodzący dla nadprzewodnika MgB_2 przyjęto ciekły wodór. Fakt ten jest korzystny dla możliwości zastosowań w lotnictwie i przestrzeni kosmicznej. Szczególnie istotne użycie drutów MgB_2 było związane z przepustami prądowymi o niskiej konduktywności termicznej dla satelity ASTRA-2 [1].

3. PODSUMOWANIE

W miarę rozwoju technologii urządzeń nadprzewodnikowych zmienia się specyfika przewodów wykorzystywanych do ich uzwojeń. Przewody nadprzewodnikowe przeznaczone do konkretnego zastosowania muszą charakteryzować się odpowiednimi cechami. W przypadku elektromagnesów do wytwarzania silnych pól magnetycznych, ograniczeniem dla szerszego wykorzystania materiałów wysokotemperaturowych jest mała gęstość prądu krytycznego, ale za to górują nad przewodami niskotemperaturowymi możliwością pracy w górnym natężeniu pola krytycznego.

Wymagania stawiane przez urządzenia silnoproudowe określają jakie parametry przewodów są potrzebne przy budowie urządzeń takich jak: nadprzewodnikowe ograniczniki prądów zwarciovych, nadprzewodnikowe zasobniki energii, silnik, generatory, kable, transformatory czy akceleratory cząstek lub urządzenia rezonansu magnetycznego. Najistotniejsze parametry to wymagana gęstość prądu krytycznego J_c , indukcja i temperatura pracy, prąd krytyczny, występujące naprężenia i wymagane koszty. Jeśli chodzi o dokładne parametry krytyczne materiałów nadprzewodnikowych to występują rozbieżności w wartościach tych parametrów zależnie od źródeł literaturowych. Może być to spowodowane drobnymi różnicami w technologii produkcji lub początkowym składzie chemicznym surowców albo w sposobie pomiarów.

Tab. 1. Wymagania przewodów nadprzewodnikowych do zastosowań w urządzeniach przemysłowych [10]

Zastosowanie	J_c (A/m ²)	B (T)	Temperatura (K)	I_c (A)	Długość (m)	Naprężenie (%)
SFCL	$10^8 - 10^9$	0.1 - 3	20 - 77	$10^3 - 10^4$	1000	0,2
SMES	10^9	4 - 5	20 - 77	500	1000	0,2-0,3
Silnik	10^9	4 - 5	20 - 50	> 1.000	1000	0,2
Generator	10^9	5 - 10	20 - 77	10^4	1000	0,2
Kabel przesyłowy	$10^8 - 10^9$	< 0.2	65 - 77	100 na włókno	100	0,4
Transformator	10^9	0.1 - 0.5	65 - 77	$10^2 - 10^3$	1000	0,2

Praktyczny limit zastosowań nadprzewodników jest wyznaczany przez indukcję pola nieodwracalności (irreversibility field) B_{irr} , w którym zaczepianie strumienia jest traczone, a gęstość prądu krytycznego J_c spada do zera. Jest to wielkość indukcji pola, przy której siła Lorentza przekracza siłę kotwiczenia, i generalnie zwiększa się ona przy zmniejszaniu wartości temperatury. Materiały HTS można więc stosować tak naprawdę znacznie poniżej ich górnej indukcji krytycznej, tzn. w obszarze ograniczonym przez linię indukcji nieodwracalności. Rozbieżność ta jest znacznie mniejsza w przypadku materiałów średnio i niskotemperaturowych.

Porównując koszty materiałów można powiedzieć że nadprzewodniki HTS posiadają najniższe koszty chłodzenia ale jednocześnie najwyższe koszty wytwarzania. Z kolei najtańszym materiałem w produkcji jest MgB_2 ze względu na dostępność składników i nieskomplikowany proces wytwarzania.

Zasadniczym ograniczeniem zastosowań nadprzewodników niskotemperaturowych w skali przemysłowej jest konieczność oziębiania do temperatury wrzenia ciekłego helu (4,2 K). Wyższa temperatura krytyczna T_c umożliwia obniżenie kosztów chłodzenia,

a zatem kosztów inwestycyjnych i eksploatacyjnych urządzeń kriogenicznych. Uzasadnia to przeznaczanie dużych środków na badania w celu odkrycia nowych związków wykazujących nadprzewodnictwo w coraz wyższych temperaturach.

Odkrycie wysokotemperaturowych nadprzewodników, które pracują w wyższych temperaturach, chłodzone ciekłym azotem (77 K) otworzyło drogę do bardziej opłacalnej ekonomicznie realizacji projektów urządzeń, ograniczeniem jest jednak ich kruchość i znaczny koszt produkcji.

Optymalizacja parametrów materiałów nadprzewodnikowych spowodowała rozwój nadprzewodnictwa średniotemperaturowego z chłodzeniem za pomocą kriochłodziarek mechanicznych o regulowanym zakresie temperatur.

Szczególne cechy nadprzewodników pozwalają na budowę urządzeń elektrycznych o parametrach nieosiągalnych przy zastosowaniu materiałów konwencjonalnych. Z każdym rokiem przybywa firm zajmujących się tą nowoczesną technologią, odkrywane są nowe doskonalsze materiały, nadprzewodzące w coraz wyższych temperaturach i osiągające coraz lepsze parametry użytkowe.

4. LITERATURA

- [1] Larbalestier D.C., Scanlan R., Malozemoff A.P., Superconducting Materials for Large Scale Applications, *Proceedings of the IEEE*, vol.92, no.10, oct.2004, pp. 1639- 1652
- [2] Cooley L., Lee P., Larbalestier D.C., Processing of low Tc conductors: the alloy NbTi w: Cardwell A. D., and Ginley D. S., *Handbook of Superconducting Materials*, vol. I - *Superconductivity, materials and processes*, pp. 603-638
- [3] Strona dotycząca nadprzewodnika Nb₃Al:
<http://akahoshi.nims.go.jp/eng/takeuchi/takeuchi.html>
- [4] Grasso G., Processing of high Tc conductors: the compound Bi,Pb(2223) w: Cardwell A. D., and Ginley D. S., *Handbook of Superconducting Materials*, vol. I - *Superconductivity, materials and processes*, pp. 479-538
- [5] Hott R., *Material aspects of high temperature superconductors for applications*, preprint, Forschungszentrum Karlsruhe, Institut fur Festkorperphysik, Germany 2003
- [6] Duperray G., Herrmann P.F., Processing of high Tc conductors: the compound Bi(2212) w: Cardwell A. D., and Ginley D. S., *Handbook of Superconducting Materials*, vol. I - *Superconductivity, materials and processes*, pp. 449-478
- [7] MacManus-Driscoll J.L., Processing of high Tc conductors: the compound YBCO w: Cardwell A. D., and Ginley D. S., *Handbook of Superconducting Materials*, vol. I - *Superconductivity, materials and processes*, pp. 565-576
- [8] Cooley L.D., Eom C.B., Hellstrom E.E., and Larbalestier D.C., *Potential Application of Magnesium Diboride for Accelerator Magnet Application*, preprint
- [9] Canfield P.C., Bud'ko S.L., Finnemore D.K., An overview of the basic physical properties of MgB₂, *Physica C* 385 (2003), pp. 1-7
- [10] Larbalestier D., Gurevich A., Feldman D.M., Polyanskii A., High Tc superconducting materials for electric power applications, *Nature*, vol 414, 15 Nov. 2001

Materiały nadprzewodnikowe do zastosowań silnoprządowych

Streszczenie: W pracy scharakteryzowano najważniejsze materiały nadprzewodnikowe, które są lub mogą być stosowane w urządzeniach silnoprządowych, takich jak kable nadprzewodnikowe, nadprzewodnikowe ograniczniki prądu, zasobniki energii, transformatory, silniki i generatory. Omówiono właściwości fizyczne (ze szczególnym uwzględnieniem parametrów krytycznych), metody wytwarzania i możliwości zastosowań nadprzewodników niskotemperaturowych (stop Nb-Ti oraz związki międzymetaliczne Nb₃Sn, Nb₃Al) - chłodzonych ciekłym helem, nadprzewodników wysokotemperaturowych (związki oparte na bizmucie Bi-2223 i Bi-2212 oraz na itrze YBCO) - chłodzonych ciekłym azotem oraz nadprzewodnika średnotemperaturowego - dwuborku magnezu MgB₂, chłodzonego kriochłodziarką mechaniczną w pośrednim zakresie temperatur. Dokonano porównania wymagań stawianych materiałom nadprzewodnikowym przez urządzenia energetyczne oraz zestawiono i porównano parametry materiałowe omawianych nadprzewodników silnoprządowych.

Słowa kluczowe: materiały nadprzewodnikowe, silnoprządowe urządzenia nadprzewodnikowe.

VII SEMINARIUM I WARSZTATY
ZASTOSOWANIA NADPRZEWODNIKÓW

Kazimierz Dolny, 1- 3.06.2006



UKŁADY PRZEKSZTAŁTNIKOWE NADPRZEWODNIKOWYCH ZASOBNIKÓW ENERGII

Konrad MOGIELIŃSKI, Paweł SURDACKI

Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii
Nadbystrzycka 38a, 20-618 Lublin, cradle666@tlen.pl p.surdacki@pollub.pl

Power converters for superconducting magnetic energy storages

Abstract: Power converters for superconducting magnetic energy storages are such devices without which the energy storage itself would not practically have any application. Their basic task is to provide energy to the superconducting coil during the charging process and giving it back during the discharging process. The power converter enables power conditioning, that is ensuring its desirable parameters. The paper characterizes power converters for superconducting magnetic energy storages and the analysis of the chosen device has also been conducted.

Keywords: Superconducting Magnetic Energy Storage, Power Conditioning System

1. WSTĘP

Układ przekształtnikowy łączy zasobnik z siecią elektroenergetyczną i odbiornikami energii i powinien być zaprojektowany tak, aby energia zgromadzona w cewce nadprzewodnikowej mogła być oddana do sieci jak najszybciej bez pogorszenia jakości tej energii. W pracy przedstawiono podstawowe typy układów przekształtnikowych nadprzewodnikowych zasobników energii, oraz przeanalizowano pracę układu złożonego z falownika VSI połączonego z przerywaczem DC/DC. Analizowany układ pozwala na połączenie nadprzewodnikowego zasobnika energii z siecią elektroenergetyczną, kompensację mocy biernej, kompensację harmonicznych prądu, oraz efektywne ładowanie i rozładowywanie cewki nadprzewodnikowej [1], [6], [8].

2. KONCEPCJA NADPRZEWODNIKOWYCH ZASOBNIKÓW ENERGII

Zasada działania nadprzewodnikowego zasobnika energii jest relatywnie prosta i bazuje na podstawach magazynowania energii w polu magnetycznym generowanym przez przepływ prądu stałego w cewce nadprzewodnikowej. Dzieje się to w sposób praktycznie bezstratny, gdyż przemianie pola elektrycznego w magnetyczne nie towarzyszą żadne straty energii. Ilość zgromadzonej energii W zależy od indukcyjności cewki L i prądu przez nią płynącego I [4]:

$$W = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I^2 \quad (1)$$

Energia ta może być przechowywana w zasobniku bez strat do momentu, kiedy będzie potrzebna.

Z technicznego punktu widzenia, nadprzewodnikowe zasobniki energii posiadają dużą liczbę zalet [4]:

- krótki czas reakcji rzędu dziesiątek milisekund,
- wysoką sprawność powyżej 90% (brak strat przy przemianie energii pola magnetycznego w pole elektryczne i odwrotnie),
- możliwość niezależnej regulacji mocy czynnej i biernej,
- wydajność systemu poprawy mocy (PCS - Power Conditioning System) oraz moc zasobnika mogą być dobierane niezależnie w szerokim zakresie,
- brak mechanizmów ruchomych w zasobniku (nie licząc kriochłodziarki) pozwala na długi okres eksploatacji,
- stan naładowania zasobnika można łatwo określić przez pomiar napięcia,
- zasobnik można rozładować do poziomu kilku procent pojemności znamionowej.

Zasobniki nadprzewodnikowe mają także kilka ograniczeń:

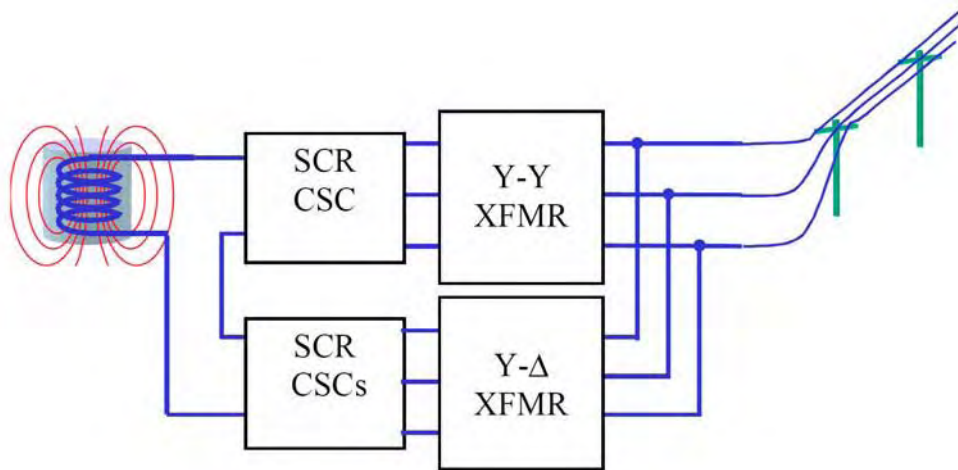
- energia stale pobierana przez układ chłodzenia zależy od wielkości elektromagnesu nadprzewodnikowego (pojemności zasobnika) i wynosi co najmniej kilka procent pojemności zasobnika na dzień. Dlatego ogólna sprawność układu w dużym stopniu zależy od czasu cykli pracy,
- oddawana moc maleje ze spadkiem energii w zasobniku (ograniczone napięcie przekształtnika).

3. CHARAKTERYSTYKA UKŁADÓW PRZEKSZTAŁTNIKOWYCH NADPRZEWODNIKOWYCH ZASOBNIKÓW ENERGII

3.1. Układ przekształtnikowy oparty na falowniku prądu

Topologię z falownikiem prądu wprowadzono we wczesnych etapach rozwoju nadprzewodnikowych zasobników energii i bazuje ona na sześciopulsowym falowniku prądu opartym na tyrystorach SCR (Silicon Control Rectifier). Dwa falowniki prądu połączono ze sobą szeregowo po stronie stałoprądowej i podłączono do cewki nadprzewodnikowej. Wyjścia falowników złączono przy pomocy dwóch transformatorów.

System może sterować mocą czynną i bierną niezależnie, wykorzystując asymetryczne kąty załączające. Niestety wyniki działania systemu nie są satysfakcjonujące. Przebiegi prądu zawierają duże ilości harmonicznych, co powodowane było sześciopulsowym działaniem każdego falownika [6]. Schemat blokowy systemu PCS opartego na falowniku prądu pokazuje rys. 1.

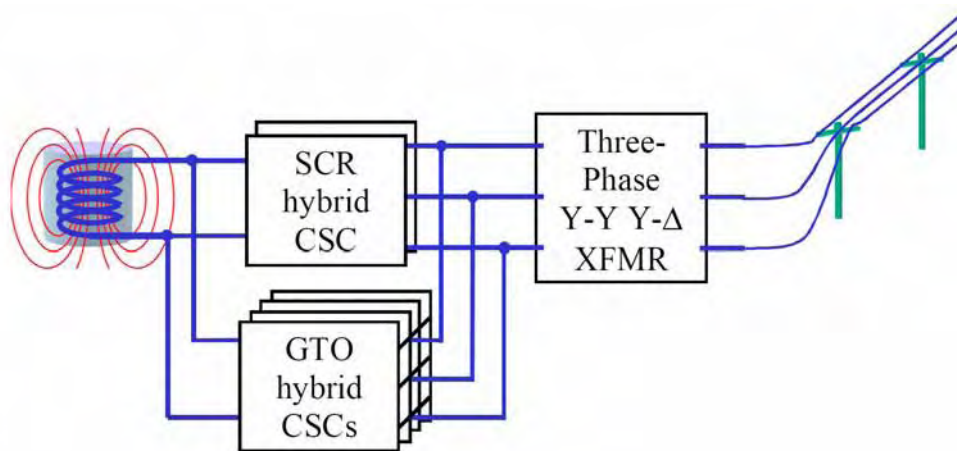


Rys. 1. Schemat blokowy zasobnika połączonego z siecią elektroenergetyczną za pomocą falowników prądu; SCR CSC - falownik prądu oparty na tyrystorach typu SCR, XFMR - transformator dopasowujący [6]

Taki układ może sterować przepływem energii, zmieniając kąty załączenia pomiędzy dwoma falownikami prądu opartymi na tyrystorach poprzez dwa trójfazowe transformatory. Metoda ta wprowadza poważne ograniczenie w sterowaniu mocy biernej powodowane ograniczonymi kątami załączenia tyrystorów.

3.2. Układ przekształtnikowy oparty na hybrydowym falowniku prądu

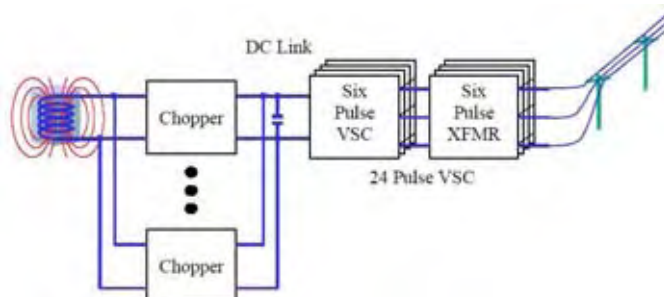
Rozwiązaniem tego problemu miały być układy hybrydowe oparte na tyrystorach SCR (Silicon Control Rectifier) i GTO (Gate Turn-Off Thyristor) rozszerzające obszar sterowania przepływu mocy czynnej i biernej (rys. 2) [5], [7]. Różnica pomiędzy układem z sześciopulsowym falownikiem CSI (Current Source Inverter) a układem hybrydowym wynika ze sposobu połączenia przekształtników. Pierwszy układ wykorzystuje szeregowe połączenie wejść i wyjść przekształtników, podczas gdy w drugim układzie zastosowano połączenie równoległe. Połączenie równoległe wykonano przed transformatorem, co spowodowało zredukowanie prądu przepływającego przez transformator i redukcję niektórych harmonicznych. Aby wytrzymać dużą moc, układ kondycjonowania energii wymaga użycia wielu hybrydowych przekształtników. Falowniki oparte na tyrystorach SCR używa się do kompensacji prądów opóźniających, falowniki oparte na tyrystorach GTO - do prądów wyprzedzających. Generalnie, obciążalność tyrystorów GTO jest niższa od tyrystorów SCR. Dlatego kombinacja falownika opartego na tyrystorach SCR z dwoma falownikami opartymi na tyrystorach GTO jest najbardziej pożądana dla jednego modułu kondycjonera mocy.



Rys. 2. Schemat blokowy układu opartego na falowniku hybrydowym; SCR hybrid CSC - hybrydowy falownik prądu oparty na tyrystorach SCR, GTO hybrid CSCs - hybrydowe falowniki prądu zbudowane z tyrystorów GTO (Gate Turn-Off Thyristor), 3-phase XFMR - transformator trójfazowy [6]

3.3. Układ przekształtnikowy oparty na falowniku napięcia i przerywaczu DC/DC

Zupełnie inną metodę wykorzystuje układ poprawiania jakości mocy oparty na przerywaczu DC/DC i falowniku napięcia (rys. 3). W tym układzie przerywacz DC/DC zamienia prąd stały cewki nadprzewodnikowej na napięcie stałe wykorzystywane następnie jako napięcie wejściowe falownika napięcia (VSI). Falownik napięcia wykorzystuje cztery pulsy (połówki) z sześciopulsowego falownika napięcia. Połączenie stałoprądowe przekształtników można traktować jako bufor pomiędzy siecią elektroenergetyczną a cewką zasobnika. Zapewnia to dobrą izolację cewki nadprzewodnikowej od zakłóceń płynących z sieci elektroenergetycznej. Układ taki nie wymaga aż tak dużych mocy jak układ z falownikiem prądu, redukuje natomiast harmoniczne prądu po stronie sieci elektroenergetycznej. Prąd cewki nadprzewodnikowej, która jest sztywnym źródłem prądowym, jest zamieniany na napięcie za pomocą licznych dwukwadrantowych przekształtników DC/DC [6]. Zasobnik podłączony jest do przerywacza DC/DC pozwalającego na dwukierunkowy przepływ energii złączem stałoprądowym. Złącze to połączone jest ze stałoprądową stroną trójfazowego falownika napięcia, który połączony jest bocznikowo z siecią zasilającą przez trzy cewki linii przemiennoprądowej.



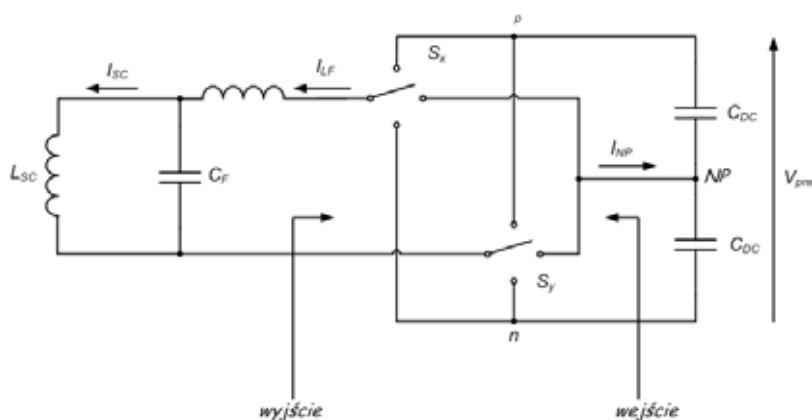
Rys. 3. Schemat blokowy układu opartego na falowniku napięcia i przerywaczu DC/DC; chopper - przerywacz DC/DC, six pulse VSC - sześciopulsowy falownik napięcia, six pulse XFMR - transformator sześciopulsowy, DC link - złącze stałoprądowe [6]

Sekcja DC/AC układu kondycjonera mocy ma taką samą topologię jak bocznikowy aktywny filtr mocy [7]. Konfiguracja taka odseparowuje cewkę zasobnika od sieci i redukuje efekty wystawienia zasobnika na zakłócenia sieci elektroenergetycznej.

Powyższy układ poprawy jakości mocy umożliwia kontrolowany dwukierunkowy przepływ mocy czynnej, dostarcza zarówno pojemnościową jak i indukcyjną moc bierną i może pełnić funkcje związane z jakością dostarczanej energii. Dzięki takiemu rozwiązaniu kilka różnych zadań, takich jak kompensacja mocy biernej, redukcja harmonicznych, czy „wygładzanie” obciążeń impulsowych, może być wykonywanych w tym samym czasie. Obecność zasobnika energii pozwala układowi na kompensację zjawiska migotania wprowadzanego przez urządzenia impulsowe. Sekcja filtra aktywnego układu kondycjonera pozwala na kompensację mocy biernej, redukcję harmonicznych prądu i eliminację niezrównoważenia prądu obciążenia. Kompensacja migotań powoduje wygładzanie zmian mocy źródłowej powodowanych włączaniem i wyłączaniem odbiornika. Podczas tych stanów przejściowych układ PCS dostarcza mocy równej różnicy mocy chwilowej obciążenia i jej wartości średniej. Falownika napięcia (VSI) używa się do bezpośredniego sterowania prądami w cewkach linii AC. W ten sposób prądy źródłowe mają kształt dokładnie taki, jak zrównoważone i sinusoidalne przebiegi odniesienia w każdych warunkach pracy. W konsekwencji osiąga się zrównoważone i sinusoidalne prądy źródłowe z jednostkowym współczynnikiem mocy, nawet przy zakłóceniach napięcia pochodzących z sieci. Zrównoważone i sinusoidalne przebiegi prądów źródłowych generowane są przez układ sterowania przepływem mocy.

4. ANALIZA UKŁADU PRZEKSZTAŁTNIKOWEGO ZŁOŻONEGO Z FALOWNIKA VSI I PRZERYWACZA DC/DC

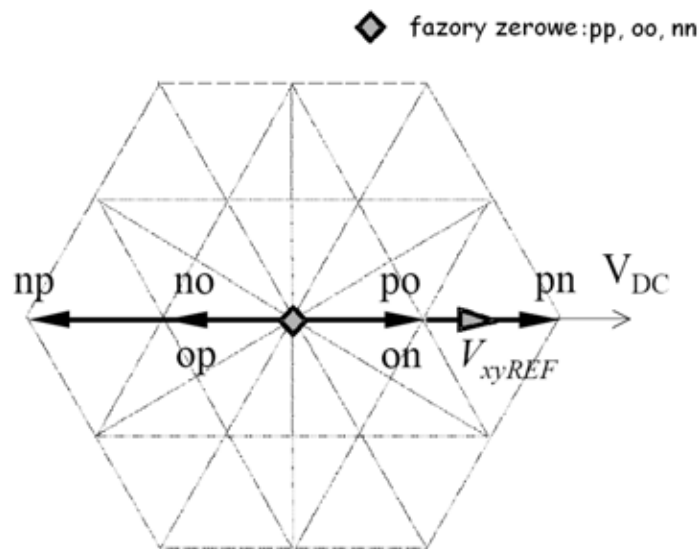
4.1. Sterowanie przerywacza DC/DC



Rys. 4. Schemat zastępczy przerywacza DC/DC oparty na przełącznikach [3]

Na rys. 4. zamieszczono schemat zastępczy trójfazowego przerywacza DC/DC.

Jego zadaniem jest sterowanie przepływem mocy do i z cewki nadprzewodnikowej. Obwód jest dwukierunkowy i na rys. 4. strona z cewką nadprzewodnikową będzie zdefiniowana jako wyjście, strona zaś łącząca się z falownikiem VSI nazwana zostanie wejściem. Prąd w cewce płynie zawsze w tę samą stronę, ponieważ to napięcie kondensatora V_{sc} na filtrze determinuje przepływ mocy. Napięcia wyjściowe przekształtnika wytwarzane przez różne dozwolone kombinacje przełączeń przedstawiono w formie przestrzeni fazorów napięć na rys. 5.



Rys. 5. Przestrzeń fazorów napięć przerywacza DC/DC [3]

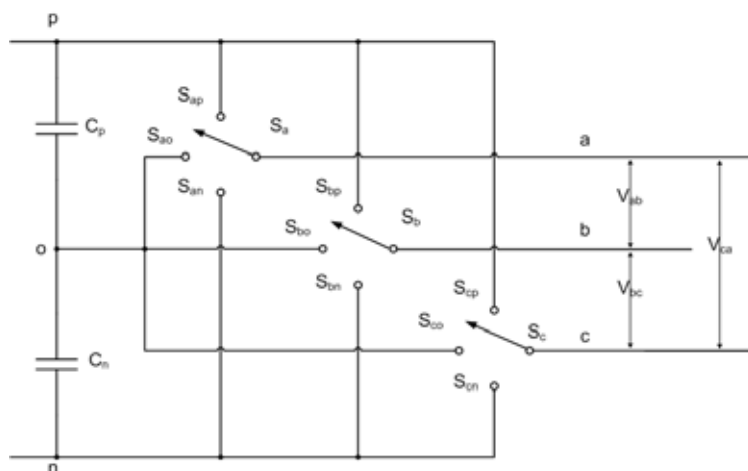
Mimo, że przekształtnik DC/DC steruje napięciem złącza stałoprądowego (DC-link), oznaczenia przestrzeni fazorowej zostały przyjęte tak, aby zachować zgodność z oznaczeniami przyjętymi dalej dla falownika napięcia [3].

Fazory napięć są nazywane zgodnie z kombinacjami przełączeń, które wymuszają te napięcia. Na przykład na rys. 4. przełącznik S_x jest połączony z szyną p , a przełącznik S_y połączono z punktem środkowym o , natomiast fazor napięcia wyjściowego oznaczono jako po . Ogólnie mamy dziewięć fazorów: dwa duże (pn i np), które tworzą napięcia przeciwnej polaryzacji o wartości równej napięciu złącza stałoprądowego (DC-link) V_{pn} , cztery małe fazory (po , on , no , op) o wartości równej $V_{pn}/2$ i trzy fazory zerowe (pp , oo , nn).

Zadaniem przekształtnika jest wytwarzanie fazora odniesienia V_{xyREF} , który jest fazorem napięcia DC i jest zawsze osadzony na osi V_{DC} pokazanej na rys. 5.

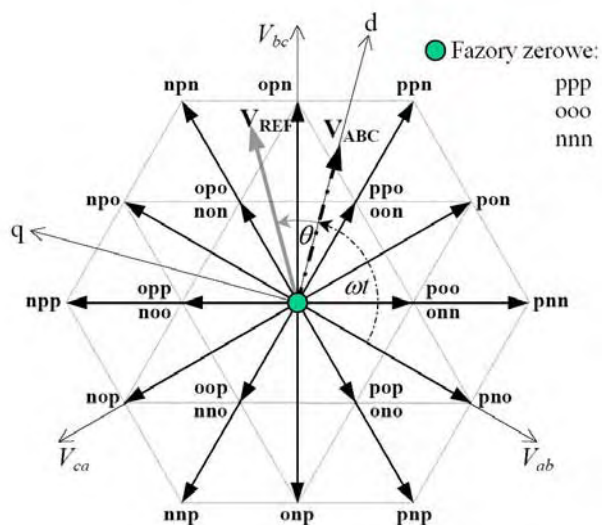
4.2. Sterowanie falownika napięcia VSI

Schemat zastępczy trójfazowego falownika VSI (Voltage Source Inverter) przedstawiono na rys. 6.



Rys. 6. Schemat zastępczy trójpoziomowego falownika napięcia VSI [6]

Napięcia wyjściowe przekształtnika V_{ab} , V_{bc} , V_{ca} wytwarzane przez możliwe kombinacje przełączeń można przedstawić na jednej płaszczyźnie fazowej (rys. 7).



Rys. 6. Przestrzeń fazorów napięć falownika [7]

Nazwy fazorów reprezentują dopuszczalne stany przełączników, np.: **pon** reprezentuje stan, gdy przełącznik S_a połączone jest z szyną **p** (positive dc), S_b z punktem neutralnym, a S_c z szyną **n** (negative dc). Ostatecznie otrzymujemy 27 fazorów stanów:

sześć dużych fazorów o wartości równej $\frac{2 \cdot V_{pn}}{\sqrt{3}}$ sześć średnich fazorów o wartości równej

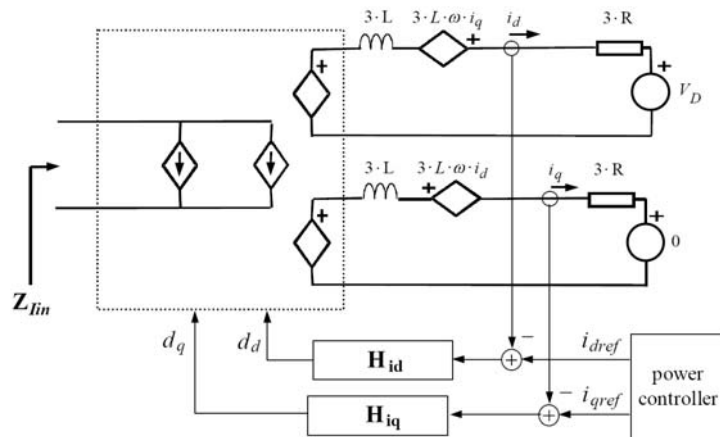
V_{pn} , dwanaście małych fazorów o wartości równej $\frac{V_{pn}}{\sqrt{3}}$ i trzy fazory zerowe [3]. Fazory

napięć wytworzone przez odpowiednie przełączenia są składowymi fazora napięcia wyjściowego.

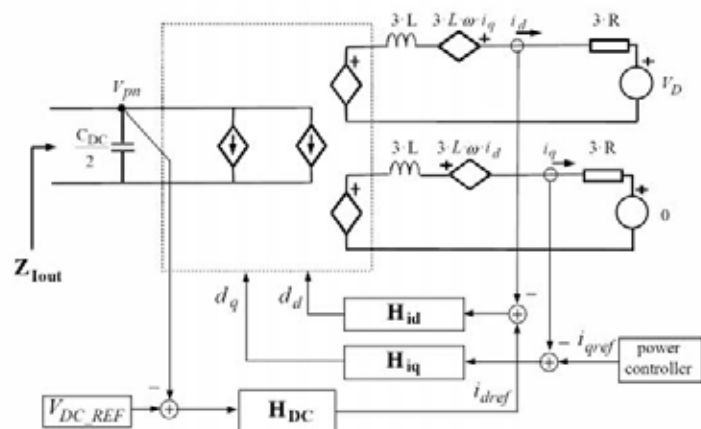
Trójfazowe napięcie wyjściowe można przedstawić za pomocą wirującego fazora powstającego z odpowiedniego złożenia fazorów wyjściowych w obrębie cyklu roboczego. Nie wszystkie kombinacje fazorów dają te same rezultaty. Zawartość harmoniczných napięcia wyjściowego, wielkość tętnień prądu wyjściowego i liczba przełączeń znacznie zależy od rodzaju modulacji. Spośród wszystkich rodzajów modulacji najprostszą i najwydajniejszą jest metoda wykorzystująca kombinację najbliższych fazorów.

Podczas rozładowywania cewki nadprzewodnikowej (rys. 8), przekształtnik pracuje w trybie falownika. Przerzywacz prądu stałego (pracujący w trybie podwyższania napięcia) reguluje napięcie stałe na złączu stałoprądowym DC, natomiast napięcie przemienne na wyjściu falownika determinowane jest przez sieć elektroenergetyczną. Zadaniem falownika jest regulowanie wartości i kąta fazowego trójfazowych prądów wyjściowych, tym samym sterując ilością mocy czynnej i biernej dostarczanej do sieci.

Przy ładowaniu cewki nadprzewodnikowej przekształtnik pracuje w trybie trójfazowego prostownika podwyższającego napięcie (tryb „boost”), którego zadaniem jest sterowanie napięciem na złączu stałoprądowym DC (rys. 9).



Rys. 8. Sterowanie falownika w trybie przesyłania energii do sieci [3]; H_{id} - regulator prądu wejścia sterującego d, H_{iq} - regulator prądu wejścia sterującego q, power controller - sterownik mocy



Rys. 9. Sterowanie przekształtnika pracującego w trybie prostownika [3]; H_{id} - regulator prądu wejścia sterującego d, H_{iq} - regulator prądu wejścia sterującego q, power controller - sterownik mocy, H_{DC} - regulator napięcia złącza stałoprądowego

5. PODSUMOWANIE

Układy przekształtnikowe nadprzewodnikowych zasobników energii są urządzeniami, bez których sam zasobnik nie miałby praktycznie zastosowania. Łączy on cewkę zasobnika z siecią elektroenergetyczną, stanowi swoisty interfejs. Może także być buforem pomiędzy siecią elektroenergetyczną a zasobnikiem. Jego podstawowymi zadaniami jest dostarczanie energii do zasobnika podczas procesu ładowania i oddawanie energii do sieci podczas procesu rozładowywania. Układ przekształtnikowy jest niezbędny, ponieważ cewka nadprzewodnikowa jest urządzeniem stałoprądowym, a w sieci elektroenergetycznej występuje prąd przemienny. Ponadto poziomy prądów i napięć sieci i zasobnika mogą znacznie od siebie odbiegać. Rola układu przekształtnikowego na tym się nie kończy. Dzięki układowi przekształtnikowemu możliwe jest kondycjonowanie mocy, czyli zapewnianie pożądanych jej parametrów.

LITERATURA (REFERENCES)

- [1] Carroll E. I., Power electronics for very high power applications, London, September 1998, ABB Semiconductors AG, preprint
- [2] Casadei D., Grandi G., Rossi C., A Parallel Power Conditioning System with Energy Storage Capability for Power Quality Improvement in Industrial Plants, Dipartimento Di Ingegneria Elettrica Università degli Studi di Bologna, preprint
- [3] Celanovic N., Lee D.H., Peng D., Borojevic D., Lee F.C., Control Design for Superconductive Magnetic Energy Storage Power Conditioning System, The Bradley Department of Electrical and Computer Engineering Virginia Polytechnic Institute and State University, preprint

- [4] Fleisher T., Technology assessment of superconducting magnetic energy storage, *The proceedings of the IEA Symposium on Use of Superconductivity in Energy Storage*, Forschungszentrum Karlsruhe, Germany, October 1994, pp. 350-355
- [5] Juengst K. P., Status and future planning of SMES projects in Europe, *ISTEC Journal*, vol. 12, no. 3, 1999, pp. 29-35, www.istec.or.jp/Web21/index-E.html
- [6] Lee D. H., *A Power Conditioning System for Superconductive Magnetic Energy Storage based on multi-level Voltage Source Converter*, Virginia Polytechnic Institute and State University, PhD Thesis, 1999, <http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-071399-122308>
- [7] Sannino A., Svensson J., Larsson T., Power-electronic solutions to power quality problems, *Electric power systems research*, no. 66, 2003, pp. 71-82
- [8] Superczynski M. J., *Analysis of the power conditioning system for a superconducting magnetic energy storage unit*, Virginia Polytechnic Institute and State University, MSc Thesis, 2000

Streszczenie: Układy przekształtnikowe nadprzewodnikowych zasobników energii są urządzeniami, bez których sam zasobnik nie miałby praktycznie zastosowania. Ich podstawowym zadaniem jest dostarczanie energii do zasobnika podczas procesu ładowania i oddawanie energii do sieci podczas procesu rozładowywania. Dzięki układowi przekształtnikowemu możliwe jest kondycjonowanie mocy, czyli zapewnianie pożądaných jej parametrów. W pracy scharakteryzowano układy przekształtnikowe nadprzewodnikowych zasobników energii oraz przeprowadzono analizę wybranego układu.

Słowa kluczowe: nadprzewodnikowe zasobniki energii, układy przekształtnikowe



NUMERYCZNY MODEL REZYSTANCYJNYCH NADPRZEWODNIKOWYCH OGRANICZNIKÓW PRĄDU

Michał ŁANCZONT, Tadeusz JANOWSKI²

Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
Nadbystrzycka 38A, 20-618 Lublin,
m.lanczont@pollub.pl, tadeuszj@eltecol.pol.lublin.pl

Numerical model of resistive fault current limiters

Abstract: Resistive fault current limiters are the construction operate base on basic features of superconductivity, dependency of resistance of superconductive materials from their critical parameters. For operation of resistive FCL the most important is value of current density flowing through the superconducting element of the limiter. There is possible to describe mathematic and numerical model of resistive FCL and regard influence of current density in superconducting material and its temperature on their resistance. Paper present proposed mathematical and numerical model of resistive FCL, computer program to simulate it and proposition of equivalent circuit.

Keywords: resistive fault current limiters, numerical model, equivalent circuit, computer simulation

1. WSTĘP

Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu są urządzeniami zabezpieczającymi szybkiego reagowania [1]. Są zdolne do ograniczenia pierwszego najsilniejszego piku prądu zwarciovego. Jednakże nie jest wskazane aby samodzielnie ograniczały prąd awaryjny, ponieważ mogły by ulec uszkodzeniu. Nie są zdolne do zaabsorbowania całej mocy wydzielanej w czasie ograniczania prądu zwarciovego. Z tego względu urządzenia te pracują wspólnie z konwencjonalnymi urządzeniami zabezpieczającymi, ograniczając jedynie pierwsze piki prądu awaryjnego.

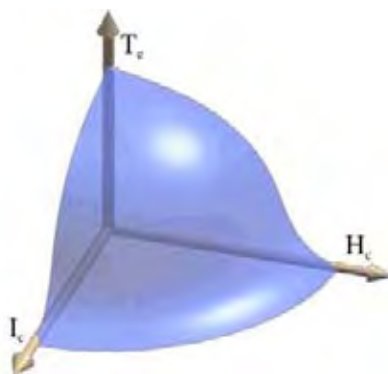
Opracowanych zostało szereg różnych rodzajów nadprzewodnikowych ograniczników prądu. Można je podzielić na trzy główne grupy: rezystancyjne, indukcyjne i hybrydowe.

Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu mogą być modelowane komputerowo na podstawie kilku metod numerycznych w różnych środowiskach symulacyjnych. Analizując pracę ogranicznika prądu w sieci energetycznej można zauważyć że numeryczną symulację pracy takiego ogranicznika można przeprowadzić na podstawie analizy kilku następujących po sobie stanów nieustalonych [4].

2. REZYSTANCYJNY NADPRZEWODNIKOWY OGRANICZNIK PRĄDU

Rezystancyjne nadprzewodnikowe ograniczniki prądu są podstawowym i pierwszym z opracowanych rozwiązań [1]. Ich zasada działania opiera się na podstawowej właściwości nadprzewodnictwa, zanikowi oporu elektrycznego gdy materiał zostanie schłodzony poniżej do temperatury niższej od jego temperatury krytycznej [2, 3]. Materiał pozostanie w stanie nadprzewodzącym aż nie zostaną przekroczone dopuszczalne parametry, prąd, temperatura i natężenie zewnętrznego pola magnetycznego, definiujące płaszczyznę nadprzewodnictwa, jak pokazano na Rys. 1. W przypadku rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu parametrami decydującymi o działaniu ogranicznika są temperatura T elementu nadprzewodzącego ogranicznika oraz prąd płynący przez ten element.

Można wyszczególnić dwa typy rezystancyjnych nadprzewodnikowych ograniczników prądu, z bocznikującym rezystorem i bez bocznikującego rezystora, jak pokazano na Rys. 2ab.



Rys. 1. Płaszczyzna nadprzewodnictwa



Rys. 2. Rezystancyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu;
a. bez rezystora bocznikującego
b. z rezystorem bocznikującym

W pierwszym przypadku, rys. 2a, ogranicznik jest zbudowany z cewki nawiniętej z drutu lub taśmy nadprzewodnikowej połączonej z zabezpieczanym obwodem poprzez przepusty prądowe. W drugim rozwiązaniu, rys. 2b, cewka nadprzewodnikowa jest

zbocznikowana rezystorem. Dzięki takiemu układowi w czasie przepływu prądu awaryjnego cewka nadprzewodnikowa ogranicznika nie ulegnie uszkodzeniu spowodowanego przepływem dużego prądu. Wynika to z tego że pojawienie się prądu awaryjnego, wielokrotnie większego od prądu znamionowego, powoduje wyjście nadprzewodnika do stanu rezystywnego. Rezystancja cewki nadprzewodnikowej jest dużo większa od rezystancji rezystora bocznikującego, dlatego prąd wybierze „łatwiejszą” drogę poprzez rezystor bocznikujący.

Ograniczniki rezystancyjne są nadal z powodzeniem stosowane [1], pomimo pojawienia się innych rozwiązań nadprzewodnikowych ograniczników prądu. Są budowane układy do pracy w sieciach jedno i trójfazowych, w oparciu o nadprzewodniki nisko i wysokotemperaturowe. Ograniczniki rezystancyjne są proste w budowie, niezawodne w działaniu, łatwo zbudować ogranicznik o wybranych parametrach, możliwa jest również późniejsza modyfikacja parametrów. Do wad tego rozwiązania należy zaliczyć konieczność stosowania przepustów prądowych, oraz prace obwodu nadprzewodzącego na dużym prądzie, przez element nadprzewodnikowy przepływa prąd awaryjny, w związku z tym istnieje niebezpieczeństwo uszkodzenia.

3. MODEL NUMERYCZNY – ZAŁOŻENIA

Opracowując model numeryczny rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu zostały przyjęte pewne założenia [5]:

- Cykl pracy ogranicznika został podzielony na cztery części – znamionowa, przejściowa wyjście z nadprzewodnictwa, awaryjna ograniczanie prądu awaryjnego i przejściowa powrót do nadprzewodnictwa.
- Poszczególne cykle pracy są modelowane jako stany nieustalone obwodu elektrycznego.
- Pomijany jest wpływ przepustów prądowych
- Indukcyjność ogranicznika jest pomijalnie mała
- Wielkością sterującą zachowaniem się ogranicznika jest wartość skuteczna prądu płynącego przez element nadprzewodzący ogranicznika
- Wartość rezystancji ogranicznika jest funkcją nieliniową zależną od prądu płynącego przez cewkę nadprzewodnikową oraz jej temperatury
- Uwzględniana jest sprawność – moc chłodząca układu kriogenicznego

W oparciu o wyszczególnione powyżej warunki został opracowany model matematyczny ogranicznika rezystancyjnego oraz napisany program komputerowy wizualizujący pracę takiego ogranicznika.

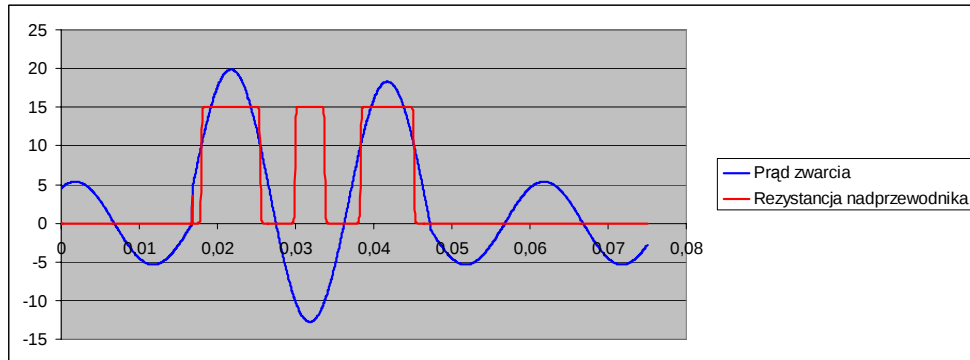
4. MATEMATYCZNY MODEL PRACY REZYSTANCYJNEGO NADPRZEWODNIKOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU

Nadprzewodnikowy ogranicznik prądu działa jak przełącznik sterowany prądowo włączający w obwód dodatkową rezystancję. Opis matematyczny ogranicznika rezystancyjnego może zostać zapisany w postaci nieliniowego równania rezystancji ogranicznika w funkcji natężenia prądu płynącego przez element nadprzewodzący ogranicznika oraz temperatury tego elementu.

Opis matematyczny zależności rezystancji nadprzewodnika od prądu płynącego przez nadprzewodnik dobrze opisuje równanie 1.

$$R_n(I_n) = \frac{R_{nu}}{e^{\frac{I_c - |I_n|}{|\Delta I_n|}} + 1} \quad (1)$$

Zależność ta bada różnicę pomiędzy prądem nadprzewodnika, a wartością krytyczną prądu tego materiału. Jeżeli wartość krytyczna zostanie przekroczona rezystancja nadprzewodnika osiągnie wartość maksymalną równą rezystancji nadprzewodnika w stanie rezystywnym. Równanie to uwzględnia również dynamikę zmiany, przebiegu prądu ogranicznika. Przebieg prądu płynącego przez ogranicznik i rezystancję ogranicznika wyznaczoną na podstawie równania 3 pokazano na rys. 3.



Rys. 1. Przebieg prądu i rezystancji ogranicznika, $I_c=15A$

Jak można zauważyć wzrost rezystancji następuje gdy gradient przyrostu prądu jest duży, lub gdy zostanie przekroczona wartość krytyczna natężenia prądu. Jak widać na wykresie zmiany rezystancji mają przebieg „impulsowy”. Z przeprowadzonej analizy wynika że równanie 1 dobrze opisuje pojawienie się stanu rezystywnego w nadprzewodniku pod wpływem płynącego przez element prądu. Niestety nie sprawdza się przy opisie matematycznym pracy ogranicznika prądu. Konieczna jest modyfikacja równania 1 w celu uzyskania rzeczywistego przebiegu zmian rezystancji materiału nadprzewodnikowego w ograniczniku rezystancyjnym.

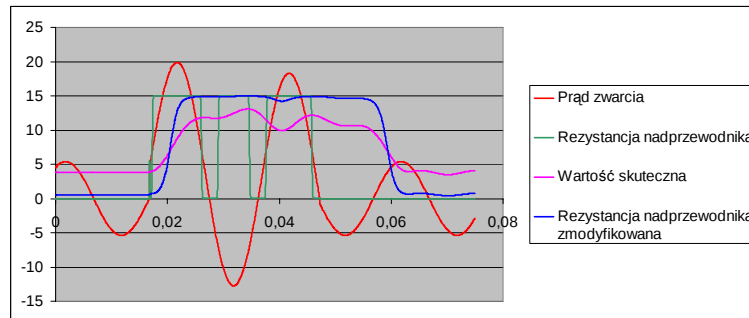
Wydaje się że wartością sterującą „zadziałaniem” ogranicznika będzie wartość skuteczna prądu, a nie chwilowa. Konieczne wydaje się również uwzględnienie wpływu temperatury materiału nadprzewodzącego na wartość krytyczną prądu.

Równanie opisujące zależność rezystancji materiału nadprzewodzącego od prądu płynącego przez ten materiał został zmodyfikowany do postaci:

$$R_n(I_n) = \frac{R_{nu}}{e^{I_c(T) - I_{nsk}} + 1} \quad (2)$$

Przebieg zmian rezystancji nadprzewodnika na podstawie równania 2 przedstawiono na rys. 4. Jak można zauważyć wadą modelu numerycznego opartego na równaniu 2 będzie wolniejszy czas reakcji na pojawienie się prądu awaryjnego.

Uwzględnienie wpływu temperatury na wartość krytyczną prądu nadprzewodnika będzie miało decydujące znaczenie przy opracowywaniu modelu matematycznego dla ogranicznika rezystancyjnego zbudowanego z wykorzystaniem taśm lub kabli nadprzewodnikowych.



Rys. 2. Przebieg zmian rezystancji nadprzewodnika, porównanie odwzorowania równania 1 i równania 2

W znamionowym stanie pracy ogranicznika prąd płynie przez nici nadprzewodnikowe umieszczone w matrycy srebrnej. Pojawienie się prądu awaryjnego większego od prądu krytycznego powoduje wzrost rezystancji nadprzewodnika, a co za tym idzie prąd będzie płynął w większości przez matrycę. Jeżeli wpływ temperatury nie został by uwzględniony to nici nadprzewodnikowe wróciły by do stanu nadprzewodzącego i prąd w większości popłynął by znowu nićmi. Uwzględniając nagrzewanie się taśmy eliminujemy oscylację prądu pomiędzy nićmi nadprzewodzącymi a matrycą. Zależność pomiędzy wartością krytyczną prądu nadprzewodnika, temperaturą opisuje równanie 3.

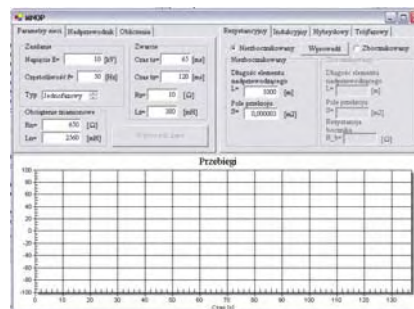
$$I_c(T) = I_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (3)$$

Zmian temperatury wyliczana jest na podstawie wydzielanej w taśmie energii cieplnej wywołanej przepływem prądu, na podstawie równania 4.

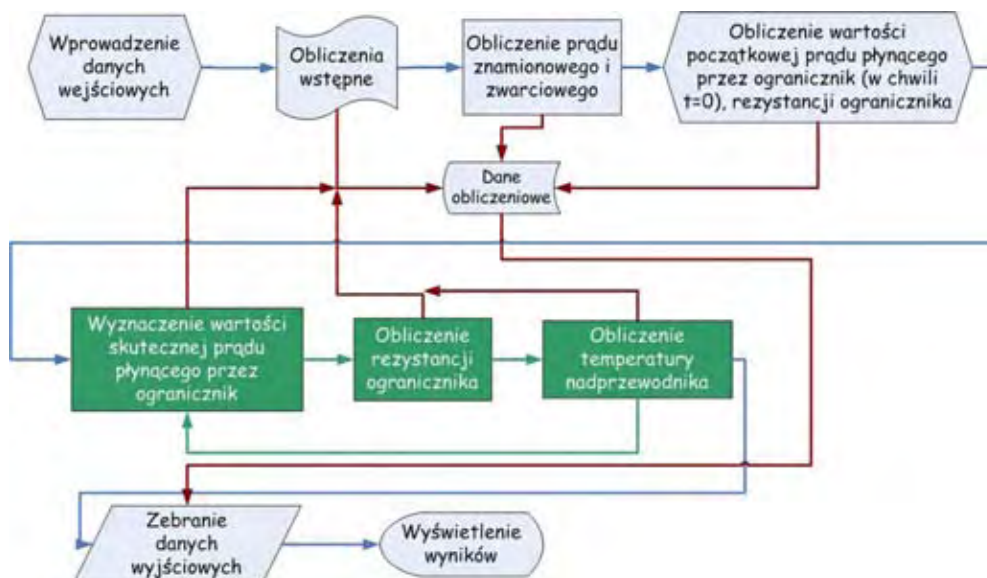
$$\Delta T = \frac{R_{ogr} \int i^2(t) dt}{C_w m} \quad (4)$$

5. KOMPUTEROWA SYMULACJA PRACY OGRANICZNIKA

Na podstawie zaproponowanego modelu matematycznego został opracowany model numeryczny i na jego bazie napisany program komputerowy, jak pokazano na rys. 5. Program został podzielony na moduły wykonujące poszczególne zadania obliczeniowe, jak pokazano na rys. 6.



Rys. 3 Program obliczeniowy



Rys. 4 Blokowy schemat obliczeń

Program obliczeniowy można podzielić na cztery główne człony:

- Pobieranie danych i obliczenia wstępne
- Wyznaczanie rezystancji ogranicznika
- Obliczanie prądu awaryjnego–ograniczonego
- Wizualizacja wyników obliczeń

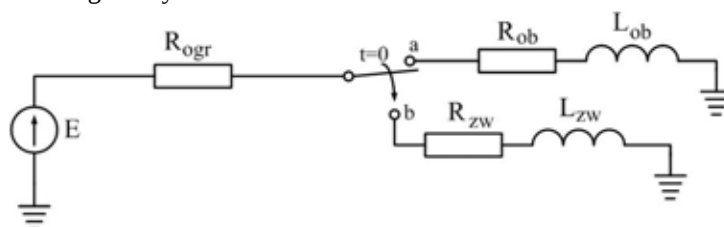
Dodatkowym zewnętrznym elementem obliczeniowym jest moduł definiujący liczby zespolone i wykonujący obliczenia na nich.

5.1 Obliczenia wstępne

Użytkownik wprowadza dane definiujące parametry obliczeń:

- Sieci energetycznej
- Zwarcia
- Ogranicznika
- Materiału nadprzewodnikowego
- Układu chłodzącego

Na podstawie podanych parametrów wykonywane są obliczenia wstępne, w tym wyznaczenie przebiegu prądu znamionowego i awaryjnego oraz wartość początkową rezystancji ogranicznika. Przebiegi prądu obliczane są jak przebiegi w stanach nieustalonych. Symulacja numeryczna wykonywana jest na podstawie schematu zastępczego pokazanego na rys. 7.



Rys. 5. Schemat symulowanego obwodu

W jednym cyklu pracy można zdefiniować trzy zakresy:

- I. W obwodzie płynie prąd znamionowy, element nadprzewodnikowy ogranicznika jest w stanie nadprzewodzącym
 - II. W obwodzie pojawia się prąd awaryjny, element nadprzewodnikowy ogranicznika przechodzi do stanu rezystywnego
 - III. Zanika prąd awaryjny w obwodzie zaczyna płynąć prąd znamionowy, element nadprzewodzący ogranicznika powraca do stanu nadprzewodzącego
- Prąd płynący w obwodzie jest opisany trzema niezależnymi równaniami 5, 6 i 7 [4].

$$i_{nom}(t) = \frac{E}{Z_{ob}} \sin(\omega t - \varphi_{ob}) \quad (5)$$

$$i_{zw}(t) = \frac{E}{Z_{zw}} \sin(\omega t - \varphi_{zw}) + \left[\frac{E}{Z_{ob}} \sin(-\varphi_{ob}) - \frac{E}{Z_{zw}} \sin(-\varphi_{zw}) \right] \cdot e^{-\frac{R_{zw}}{L_{zw}}(t-t_{zw})} \quad (6)$$

$$i_{pow}(t) = \frac{E}{Z_{ob}} \sin(\omega t - \varphi_{ob}) + \left[\frac{E}{Z_{ob}} \sin(-\varphi_{ob}) - \frac{E}{Z_{zw}} \sin(-\varphi_{zw}) \right] \cdot \left(1 + e^{-\frac{R_{zw}}{L_{zw}}(t-t_{zw})} \right) \cdot e^{-\frac{R_{ob}}{L_{ob}}(t-t_{pow})} \quad (7)$$

5.2 Wyznaczanie rezystancji ogranicznika

Rezystancja ogranicznika wyznaczana jest na podstawie równania 2, przy uwzględnieniu wpływu temperatury, na podstawie równania 3, na wartość prądu krytycznego materiału, na podstawie wartości skutecznej prądu płynącego przez ogranicznik. Wartość skuteczna prądu jest wyznaczana na podstawie równania 8, gdzie $n(T)$ jest liczbą punktów obliczeniowych w czasie jednego okresu prądu.

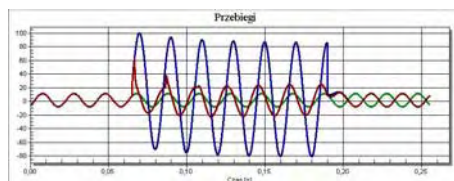
$$I_{sk} = \sqrt{\frac{\sum_{t=t_p-T}^{t_p} i^2(t)}{n(T)}} \quad (8)$$

5.3 Obliczanie prądu awaryjnego-ograniczonego

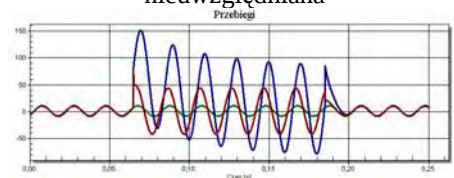
Przebiegi prądu awaryjnego i ograniczonego są wyznaczane na podstawie równań 5, 6 i 7. Różnica wynika z uwzględnienia, w przypadku prądu ograniczonego, wpływu impedancji ogranicznika na impedancję zwarcia i obciążenia (Z_{zw} , Z_{ob} , φ_{zw} , φ_{ob}).

5.4 Wizualizacja wyników obliczeń

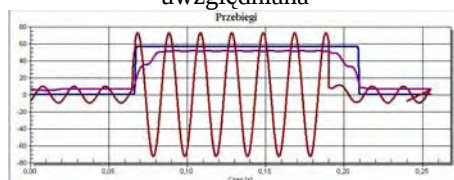
Aplikacja umożliwia prezentację wybranych wielkości uzyskanych na podstawie wyników obliczeń. Przykładowe przebiegi uzyskane w programie pokazano na rys. 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14 i 15.



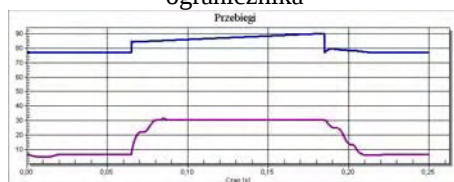
Rys. 6 Przebiegi prądów, znamionowego, awaryjnego i ograniczonego – temperatura nieuwzględniana



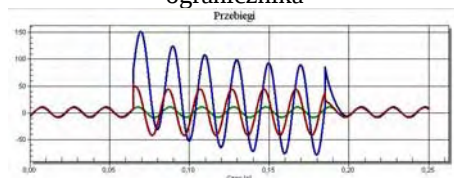
Rys. 7 Przebiegi prądów, znamionowego, awaryjnego i ograniczonego – temperatura uwzględniana



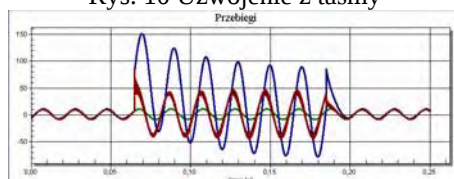
Rys. 8 Przebiegi prądu ograniczonego, wartość skuteczna prądu ograniczonego, rezystancja ogranicznika



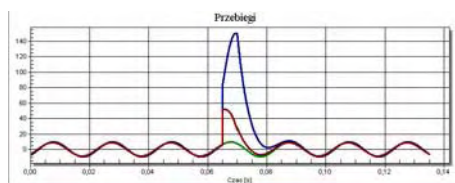
Rys. 9 Przebiegi wartości skutecznej prądu i temperatury cewki nadprzewodzącej ogranicznika



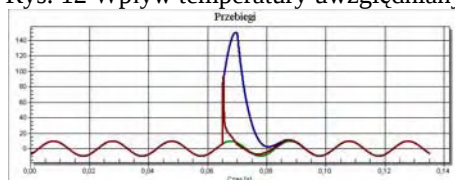
Rys. 10 Uzwojenie z taśmy



Rys. 11 Uzwojenie z drutu



Rys. 12 Wpływ temperatury uwzględniany



Rys. 13 Wpływ temperatury nieuwzględniany

6. SCHEMAT ZASTĘPCZY REZYSTANCYJNEGO NADPRZEWODNIKOWEGO OGRANICZNIKA PRĄDU

Na podstawie opracowanych modeli matematycznego i numerycznego zostały zaproponowane schematy zastępcze dla rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu [6]. Zaproponowane zostały trzy schematy zastępcze wraz z opisem matematycznym odpowiadające trzem stanom pracy ogranicznika, jak pokazano w tabeli 1. Tab. 1 Schematy zastępcze rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu

Stan pracy	Schemat zastępczy	Model matematyczny
Znamionowy		$Z_{ogr} = \frac{R_n}{e^{\left[I_{c0} \left(1 - \left(\frac{T_{ogr} + \left(\frac{R_{ogr}(t-1) \int i_n(t) dt}{C_w m} \right)^2}{T_c} \right) \right) - I_n \right]} + 1} \quad (9)$
Przejściowy		
Awaryjny		$Z_{ogr} = R_n \left[1 + \alpha \left(\frac{R_{ogr}(t-1) \int i_n(t) dt}{C_w m} \right) \right] \quad (10)$

Jak można zauważyć rezystancja ogranicznika w stanach przejściowych jest wielkością nieliniową uzależniona od dwóch parametrów, prądu i temperatury. W stanie znamionowym przyjęty został ten sam opis matematyczny co przy stanie przejściowym. W obszarze tym przyjmuje się że rezystancja ogranicznika jest dużo mniejsza od rezystancji w stanie awaryjnym, bliską zero. W stanie tym prąd płynący przez ogranicznika jest dużo mniejszy od dopuszczalnego prądu krytycznego, również temperatura jest znacznie niższa od krytycznej. Jak wynika z równania 9 impedancja ogranicznika jest bliska zero. W stanie awaryjnym nadprzewodnik ogranicznika zachowuje się jak klasyczny przewód i jego rezystancja rośnie liniowo zgodnie z opisem matematycznym przedstawionym w równaniu 10.

7. WNIOSKI

Zaproponowane modele matematyczny i numeryczny uwzględniają najistotniejsze zjawiska zachodzące w cyklu pracy rezystancyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu. Uzyskane wyniki obliczeń numerycznych uzyskane w napisanym programie komputerowym w sposób zadowalający oddają przebiegi prądów. Rachunek błędów nie został przeprowadzony ze względu na brak pomiarów na fizycznym modelu ogranicznika. Jednakże uzyskane wyniki kształtem są zbliżone z oczekiwanymi.

Na podstawie opracowanego modelu matematycznego został opracowany schemat zastępczy. W analogiczny sposób zostaną opracowane schematy zastępcze dla ograniczników indukcyjnych i hybrydowych, na podstawie opracowanych modeli matematycznych [6].

Wydaje się możliwe opracowanie modeli numeryczny ograniczników hybrydowych i indukcyjnych jako modeli sprowadzony do modelu ogranicznika rezystancyjnego, poprzez zastosowanie bloku obliczeniowego „dopasującego”.

LITERATURA

- [1] Janowski T., Stryczewska H.D., Kozak S., Malinowski H., Wojtasiewicz G., Surdacki P., Kondratowicz-Kucewicz B., Kozak J., *Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu*, Wydawnictwo Drukarnia LIBER, Lublin 2002.
- [2] Rose-Ines A. C., Rhoderick E. H., *Nadprzewodnictwo*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1973.
- [3] Smoliński S., *Nadprzewodnictwo zastosowania*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1983.
- [4] Bolkowski S., *Teoria obwodów elektrycznych*, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1995.
- [5] Łanczont M., *Nadprzewodnikowe ograniczniki prądu, założenia modelu numerycznego*, Seminarium Doktorantów Wydziału Elektrotechniki i Informatyki Politechniki Lubelskiej, Lublin 2004.
- [6] Łanczont M., *Schemat zastępczy indukcyjnego nadprzewodnikowego ogranicznika prądu*, Seminarium Doktorantów Wydziału Elektrotechniki i Informatyki, Politechnika Lubelska, Lublin 2005.

Streszczenie: Rezystancyjne nadprzewodnikowe ograniczniki prądu są konstrukcją opierającą swoje działanie na podstawowej właściwości nadprzewodników, zależności rezystancji materiału nadprzewodnikowego od parametrów krytycznych. Dla pracy rezystancyjnego NOP najistotniejsza jest wartość prądu płynącego przez element nadprzewodzący ogranicznika. Wydaje się że opracowując model numeryczny i schemat zastępczy każdego typu nadprzewodnikowego ogranicznika prądu można go sprowadzić do modelu numerycznego i schematu zastępczego ogranicznika rezystancyjnego. W pracy przedstawione zostaną propozycje schematów zastępczych i opisujący.

Słowa kluczowe: rezystancyjny nadprzewodnikowy ogranicznik prądu, model numeryczny, schemat zastępczy, symulacje komputerowe



LISTA UCZESTNIKÓW

1. Antoni Cieśla, aciesla@agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Katedra Elektrotechniki
2. Marian Ciszek, m.ciszek@int.pan.wroc.pl
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław.
3. Dariusz Czerwiński, beatakk@eltecol.pol.lublin.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, CoE ASPPECT Lublin
4. Gordon Donaldson, g.b.donaldson@strath.ac.uk
University of Strathclyde, Glasgow (UK)
5. Renata Gałat, r.galat@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, CoE ASPPECT Lublin
6. Daniel Gajda, dangajda@op.pl
Międzynarod. Laborat. Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur, Wrocław
7. Bartłomiej A. Głowacki, bag10@cam.ac.uk
University of Cambridge, UK
8. Bogusław Grzesik, boguslaw.grzesik@polsl.pl
Politechnika Śląska, Katedra Energoelektroniki, Napędu Elektrycznego i Robotyki,
9. Tadeusz Janowski, t.janowski@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
10. Leszek Jaroszyński, l.jaroszynski@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, CoE ASPPECT Lublin
11. Anna Kario, kario@knf.pw.edu.pl
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa
12. Agnieszka Kondrat,
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN, Wrocław

13. Beata Kondratowicz-Kucewicz, b.kondratowicz-kucewicz@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
14. Ewa Korzeniewska, ewakorz@matel.p.lodz.pl
Politechnika Łódzka, Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
15. Sławomir Kozak, s.kozak@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
16. Wojciech Kraszewski, kraszan@ds14.agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Katedra Elektrotechniki
17. Tomasz Łada, tom@unipress.waw.pl
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa
18. Michał Łanczont, m.lanczont@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
19. Michał Majka, m.majka@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
20. Henryk Malinowski, h.malinowski@iel.waw.pl
Pracownia Technologii Nadprzewodnikowych Instytutu Elektrotechniki, Warszawa,
CoE ASPPECT Lublin
21. Marcin Mąka, m.maka@am.szczecin.pl
Akademia Morska, Szczecin
22. Andrzej Morawski, amor@unipress.waw.pl
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa
23. Anna Morrisom, aniamorrison@yahoo.com
Instytut Wysokich Ciśnień PAN „Unipress”, Warszawa
24. Michał Mosiądz, dc.standarts@gum.gov.pl
Główny Urząd Miar, Warszawa
25. Ryszard Pałka, rpalka@ps.pl
Politechnika Szczecińska, Katedra Elektrotechniki Teoretycznej i Informatyki
26. Joanna Pawłat, askmik@hotmail.com
Waseda University, Japan
27. Jacek Rymaszewski, jacekrym@matel.p.lodz.pl
Politechnika Łódzka, Zakład Materiałoznawstwa i Elektrotechnologii
28. Mikołaj Skowron, mskowron@agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków, Katedra Elektrotechniki
29. Jacek Sosnowski, sosnow@iel.waw.pl
Instytut Elektrotechniki, Warszawa
30. Mariusz Stępień, mariusz.stepien@polsl.pl
Politechnika Śląska, Katedra Energoelektroniki, Napędu Elektrycznego i Robotyki,

31. Henryka D. Stryczewska, h.stryczewska@pollub.pl,
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii,
CoE ASPPECT Lublin
32. Paweł Surdacki, p.surdacki@pollub.pl
Politechnika Lubelska, Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii, CoE
ASPPECT Lublin
33. Bronisław Susła, susla@phys.put.poznan.pl
Politechnika Poznańska, Wydział Fizyki Technicznej, Instytut Fizyki
34. Jan Sykulski, jks@ecs.soton.ac.uk
University of Southampton, UK
35. Przemysław Syrek, syrekp@agh.edu.pl
Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków
36. Andrzej Zaleski, a.zaleski@int.pan.wroc.pl
Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych, Wrocław

Dyplomanci Politechniki Lubelskiej

37. Łukasz Maszewski, maho_net@o2.pl
38. Konrad Mogieliński, cradle666@tlen.pl
39. Bartosz Kropiewnicki, bkropiewnicki@gmail.com
40. Krzysztof Janus, kristis@o2.pl
41. Stanisław Przytułski, s.przytułski@gmail.com
42. Grzegorz Woźniak, mccgregor@op.pl
43. Krzysztof Stec, krzysiekstec@interia.pl
44. Grzegorz Pawęzka, pawezka.grzegorz@interia.pl
45. Piotr Tyszek, untouchable@vp.pl
46. Arkadiusz Zgrajek, akwz@o2.pl

Studenci Politechniki Lubelskiej

47. Łukasz Misztal (5 r.), lukasz@knip.pol.lublin.pl
48. Łukasz Kapiiec (5 r.), lkapiiec@knip.pol.lublin.pl
49. Mariusz Woźniak (3 r.), co.nic@wp.pl
50. Arkadiusz Barszczuk (3 r.), areczeklublin@interia.pl
51. Marcin Łoziński (3 r.), bodzio507@o2.pl

