

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

DYSCYPLINA NAUKOWA - INŻYNIERIA MECHANICZNA/
DZIEDZINA NAUK - NAUKI INŻYNIERYJNO-TECHNICZNE

Rozprawa doktorska

mgr inż. Tomasz Charubin

**Zjawisko Matteucciego w niejednorodnym polu
magnetycznym i jego zastosowanie w budowie sensorów
magnetycznych**

Promotor
prof. dr hab. inż. Roman Szewczyk

Promotor pomocniczy
dr inż. Michał Nowicki

WARSZAWA 2024

Podziękowania

Dziękuję rodzicom oraz reszcie rodziny za bezustanne wsparcie.

Składam podziękowania również promotorowi prof. dr. hab. inż. Romanowi Szewczykowi, który zainspirował mnie do prowadzenia badań i służył pomocą.

W szczególności dziękuję również promotorowi pomocniczemu dr. inż. Michałowi Nowickiemu za pomoc zarówno merytoryczną, jak i praktyczną w powstaniu tej pracy.

Dziękuję chłopakom z zespołu: dr. inż. Piotrkowi Gaździe i dr. inż. Pawłowi Nowakowi za świetną atmosferę.

Składam podziękowania wszystkim koleżankom i kolegom z Instytutu.

Dziękuję również mojej Patrycji za cierpliwość i wiarę we mnie.

Składam podziękowania mgr. inż. Pawłowi Bessarabie za współpracę przy konstrukcji sensora.

Streszczenie

Tematem niniejszej rozprawy doktorskiej jest zbadanie możliwości zastosowania efektu Matteucciego w drutach amorficznych do budowy nowego typu czujników pola magnetycznego, wliczając w to pola niejednorodne. Efekt Matteucciego objawia się wytworzonym napięciem elektrycznym w materiałach ferromagnetycznych z odpowiednią anizotropią, poddanych działaniu osiowego pola magnetycznego. Jego potencjał jest szczególnie słabo rozpoznany w zastosowaniach czujnikowych w niejednorodnych polach magnetycznych.

W celu optymalizacji warunków uzyskiwania efektu Matteucciego opracowano dedykowaną metodologię eksperymentalną, obejmującą kontrolę temperatury, naprężenia skrętnego i gradientów pola magnetycznego. Umożliwiło to dokładne zbadanie efektu w próbkach na bazie żelaza i kobaltu, ze szczególnym uwzględnieniem drutów amorficznych na bazie kobaltu ze względu na ich korzystne właściwości magnetyczne. Badania obejmowały opracowanie i konstrukcję dedykowanych układów do pomiaru napięcia Matteucciego i wpływu różnych zadawanych warunków na rdzenie czujników.

Istotnym wkładem tej pracy jest opracowanie modelu teoretycznego, który ilościowo opisuje efekt Matteucciego. Model ten jest nowym uzupełnieniem istniejącego zasobu wiedzy i umożliwi dokładne symulacje efektu Matteucciego w różnych warunkach.

Wyniki eksperymentalne potwierdzają praktyczność proponowanego czujnika opartego o efekt Matteucciego. Czujnik wykazał wysoką czułość i stabilność oraz przewidywalne zachowanie w środowiskach o niejednorodnym polu magnetycznym, z niepewnością pomiaru na poziomie 0,06 A/m przy zakresie pomiarowym 50 A/m. Wyniki te wskazują, że czujnik może służyć jako alternatywa dla istniejących czujników pola magnetycznego, ze znacznym potencjałem dla zastosowań wymagających wysokiej rozdzielczości przestrzennej.

Słowa kluczowe: efekt Matteucciego, drut amorficzny, czujnik pola magnetycznego, anizotropia helikalna

Abstract

The subject of this dissertation is the exploration and application of the Matteucci effect in amorphous wires for the construction of new magnetic field sensors, including non-uniform fields. The Matteucci effect manifests itself by generating electric voltage pulses in ferromagnetic materials exhibiting special anisotropy subjected to an axial magnetic field. Its potential is particularly underdeveloped in sensor applications in non-uniform magnetic fields.

To optimize the conditions for obtaining the Matteucci effect, a dedicated experimental methodology was developed, involving precise control of temperature, torsional stress, and magnetic field gradients. This allowed for a thorough examination of the effect across iron and cobalt based samples, with a focus on cobalt-based amorphous wires due to their favorable magnetic properties. The study included the construction of specialized setups for measuring the Matteucci voltage and the effects of different processing conditions on the sensor cores.

A significant contribution of this work is the development of an theoretical model that quantitatively describes the Matteucci effect. This model is a novel addition to the existing body of knowledge and will enable accurate simulations of the Matteucci effect under various conditions.

Experimental results confirm the practical viability of the proposed sensor design. The sensor demonstrated high sensitivity and stability, and predictable behavior in non-uniform magnetic field environments, with a measurement uncertainty of 0,06 A/m, at measurement range of 50 A/m.. These findings indicate that the sensor could serve as an alternative to existing magnetic field sensors, with significant potential for applications requiring high spatial resolution.

Keywords: Matteucci effect, amorphous wires, magnetic field sensor, helical anisotropy.

Wykaz najważniejszych oznaczeń

ME	Efekt Matteucciego
B	Indukcja magnetyczna (T)
M_z	Magnetyzacja osiowa (A/m)
M_ϕ	Magnetyzacja obwodowa (A/m)
H	Natężenie pola magnetycznego (A/m)
H^*	Natężenie pola magnetycznego wyzwalające impuls (A/m)
H_d	Dodatkowe pole magnetyczne związane z gradientem pola (A/m)
H_m	Amplituda natężenia zmiennego pola magnetycznego (A/m)
H_z	Pole magnetyczne osiowe (A/m)
H_ϕ	Pole magnetyczne w kierunku obwodowym (A/m)
H_c	Natężenie pola koercji materiału (A/m)
T^*	Czas wyzwolenia impulsu Matteucciego (s)
μ_r	Względna przenikalność magnetyczna materiału (-)
μ_0	Przenikalność magnetyczna próżni (Vs/Am)
δ	Gradient natężenia pola magnetycznego (A/m ²)
Φ	Strumień indukcji magnetycznej (Wb)
f	Częstotliwość (Hz)
U	Napięcie (V)
γ	Odkształcenie skrętne (-)
R_H	Współczynnik Halla (m ³ /C)
J	Gęstość prądu (A/mm ²)
e	Ładunek elektryczny elektronu (C)
h	Stała Plancka (kgm ² /s)

Spis treści

Podziękowania	3
Streszczenie	5
Abstract	6
Wykaz najważniejszych oznaczeń	7
1. Wstęp	11
2. Cel i zakres pracy	13
3. Stan wiedzy.....	14
3.1. Metody pomiaru pola magnetycznego	14
3.1.1. Czujniki indukcyjne.....	14
3.1.2. Czujniki transduktorowe.....	16
3.1.3. Czujniki magnetorezystywne i magnetoimpedancyjne	18
3.1.4. Czujniki wykorzystujące efekt Halla (hallotrony).....	18
3.1.5. Czujniki SQUID	20
3.1.6. Pomiar pola ziemskiego.....	22
3.1.7. Magnetometr deklinacyjno-inklinacyjny (DIM)	23
3.1.8. Magnetometry innego typu.....	24
3.2. Materiały magnetyczne	26
3.2.1. Zjawisko Barkhausena.....	28
3.2.2. Materiały ferromagnetyczne amorficzne.....	29
3.2.3. Wpływ relaksacji termicznej	30
3.3. Zjawiska magnetomechaniczne	32
3.3.1. Efekt Matteucciego.....	34
4. Przedmiot badań.....	38

5.	Metodyka badań	40
5.1.	Stanowisko do wyżarzania drutów amorficznych z możliwością wytwarzania anizotropii helikalnej	41
5.2.	Stanowisko do zadawania wzorcowego pola magnetycznego.....	43
5.3.	Stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego.....	47
5.3.1.	Stanowisko z oscyloskopem Tektronix	47
5.3.2.	Stanowisko z oscyloskopem Siglent.....	49
5.4.	Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji temperatury rdzenia: ..	51
5.5.	Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego z wykorzystaniem karty NI DAQ, przy zmiennym naprężeniu oraz skręceniu próbki	53
5.6.	Histerezograf magnetyczny.....	57
6.	Wyniki własnych badań eksperymentalnych w jednorodnym polu magnetycznym	61
6.1.	Wyniki badań próbki opartej na żelazie w domenie czasowej	61
6.2.	Wpływ temperatury na efekt Matteucciego w stopach na bazie żelaza.....	63
6.3.	Wyniki badań próbki opartej na kobalcie w domenie czasowej.....	65
6.4.	Wyniki dla próbki opartej na kobalcie w domenie częstotliwościowej.....	69
6.5.	Wpływ skręcenia rdzenia na napięcie Matteucciego	72
6.5.1.	Wpływ skręcenia na pole wyzwalania impulsów	73
6.5.2.	Wpływ skręcenia na amplitudę impulsów.....	74
6.5.3.	Wpływ skręcenia na szerokość impulsów	76
6.5.4.	Dyskusja wyników	77

7.	Wpływ niejednorodnego pola magnetycznego na efekt Matteucciego i możliwość zastosowania do pomiaru pól gradientowych	78
7.1.	Wyniki badań dla próbki opartej na kobalcie w domenie czasowej ze źródłem niejednorodnego pola magnetycznego	78
7.2.	Wyniki badań dla próbki opartej na kobalcie w domenie czasowej ze źródłem gradientowego pola magnetycznego	81
7.3.	Dyskusja wyników	87
8.	Model ilościowy zjawiska Matteucciego w niejednorodnym polu magnetycznym	87
9.	Opracowany sensor do pomiaru pól magnetycznych wykorzystujący efekt Matteucciego	89
9.1.	Projekt miernika	90
9.2.	Wybrane właściwości użytkowe miernika	92
10.	Podsumowanie i wnioski końcowe	96
11.	Kierunki dalszych prac	98
12.	Bibliografia	99

1. Wstęp

Czujniki pola magnetycznego odgrywają kluczową rolę, zarówno w systemach automatyki przemysłowej [1] jak i w badaniach naukowych [2]. Czujniki pola magnetycznego wykorzystujące zróżnicowane zasady pomiaru są szeroko stosowane w zastosowaniach z zakresu monitoringu i sterowania przemysłowego [3], systemach przechowywania danych wykorzystujących pamięć magnetyczną [4] oraz w badaniach procesów magnesowania materiałów [5] jak również w badaniach magnetosfery Ziemi [6] i innych planet [7]. Wartość światowego rynku czujników pola magnetycznego oszacowano w 2022 roku na około pięć i pół miliarda dolarów rocznie [8], głównie w zakresie systemów automatyki i sterowania w energetyce, branży medycznej, oraz w automatyce w branży motoryzacyjnej [9].

W praktyce najczęściej stosowane są czujniki, które umożliwiają pomiar siły i kierunku pola magnetycznego. W okresie ostatnich dwustu lat opracowano wiele rozwiązań w tym zakresie, z których każde ma określone zalety i ograniczenia. W praktyce najczęściej stosowane są czujniki wykorzystujące efekt Halla [10], czujniki transduktorowe [11], czujniki indukcyjne [12], czujniki magnetoimpedancyjne [13] oraz czujniki wykorzystujące kwantowy efekt Josephsona (czujniki SQUID) [14]. Technologie te oferują szeroki zakres możliwości wykrywania, od wysokiej czułości i dokładności po możliwość pracy w trudnych warunkach przemysłowych.

Jednym z rozwiązań w konstrukcji czujników pola magnetycznego, które w ostatnich pracach zyskuje coraz większe zainteresowanie, jest zjawisko gigantycznej magnetoimpedancji (GMI). Zjawisko to polega na zmianie impedancji materiału magnetycznego pod wpływem przyłożonego pola magnetycznego [15, 16]. Czujniki GMI mają wysoką czułość oraz niskie zużycie energii. Ponadto w łatwy sposób można je miniaturyzować. Z tego względu czujniki GMI znalazły szerokie zastosowanie w takich obszarach jak badania nieniszczące, diagnostyka biomedyczna oraz zapis magnetyczny danych cyfrowych [17]. Jednak pomimo swoich zalet czujniki GMI mają również istotne wady. Cechują się one silnie nieliniową charakterystyką przetwarzania oraz wymagają złożonych układów sterowania i pomiaru [18], co zwiększa stopień złożoności oraz koszt układu pomiarowego.

Czujniki pola magnetycznego wykorzystujące Efekt Matteucciego (ME) stanowią ważną alternatywę dla czujników GMI. Efekt Matteucciego można zaobserwować w magnetykach w postaci drutu, w których występuje anizotropia helikalna wytworzona na skutek skręcenia elementu [19]. W takich drutach składnik obwodowy pola magnetycznego przełącza się pod wpływem pola osiowego. Zmiana ta indukuje impuls napięcia elektrycznego na końcach próbki, określane jako napięcie Matteucciego [20]. Pomimo, że Carlo Matteucci po raz pierwszy zaobserwował to zjawisko w 1858 roku, współcześnie efekt Matteucciego wzbudził ponowne zainteresowanie, gdyż jego intensywność jest znacznie wyższa w skręconych drutach i taśmach amorficznych [21].

Czujniki wykorzystujące efekt Matteucciego są stosowane w magnetycznych czujnikach obrotu i prędkości obrotowej [22, 23], czujnikach do pomiaru prądu [24] oraz w elektronicznych generatorach szybkich impulsów [25]. Jednak pomimo dużego potencjału wykorzystania efektu Matteucciego w nowoczesnych materiałach magnetycznych, takich jak magnetyki amorficzne, opis procesów fizycznych związanych z efektem Matteucciego jest ograniczony. W szczególności w literaturze nie przedstawiono wyjaśnienia zachowania czujnika wykorzystującego efekt Matteucciego w polu magnetycznym o zmiennym rozkładzie przestrzennym.

Niniejsza praca doktorska wypełnia tę lukę w stanie wiedzy. Poprzez opis charakterystyki czujnika wykorzystującego efekt Matteucciego w polu magnetycznym o określonym gradiencie przestrzennym, możliwe jest nie tylko skompensowanie wpływu tego gradientu na charakterystykę czujnika, lecz także pomiar wartości tego gradientu. Umożliwi to zarówno poprawę parametrów użytkowych czujników wykorzystujących efekt Matteucciego, jak i wykorzystanie ich do nowych zastosowań w obszarze pomiarów gradientów pola magnetycznego.

2. Cel i zakres pracy

Celem pracy jest zbadanie zjawiska Matteucciego w niejednorodnym polu magnetycznym i weryfikacja możliwości jego wykorzystania w budowie nowego typu sensorów z uwzględnieniem niejednorodności pola magnetycznego wzdłuż osi próbki. Zrealizowanie badań umożliwi opracowanie sensorów pola magnetycznego o znacznej rozdzielczości przestrzennej – poprzez pomiar natężenia pola na końcu rdzenia sensorowego.

W ramach niniejszej rozprawy:

1. Opracowano metodykę badań oraz unikatowe stanowisko pomiarowe do badania magnetycznych właściwości drutów amorficznych na bazie żelaza i kobaltu. Opracowane stanowisko pomiarowe umożliwiło badania charakterystyk drutów w zróżnicowanych warunkach, w szczególności w zakresie zróżnicowanych wartości skręcenia i obciążenia osiowego.
2. Zrealizowano badania wpływu obciążenia skrętnego i osiowego na efekt Matteucciego w drutach amorficznych na bazie kobaltu. Badania te skoncentrowane były na pomiarach i analizie powiązania pomiędzy naprężeniem skrętnym i obciążeniem osiowym, a pojawiającymi się w wyniku efektu Matteucciego szczytami mierzonego napięcia.
3. Zaprojektowano i wykonano demonstrator czujnika pola magnetycznego wykorzystujący efekt Matteucciego w drutach amorficznych na bazie żelaza i kobaltu. Czujnik zapewnia wysoką czułość pomiarową przy zachowaniu stabilności pomiaru w czasie.
4. Zbadano wpływ gradientowych pól magnetycznych na sygnał wyjściowy czujnika i oceniono możliwość pracy czujnika w polach o stałym gradiencie.

W pracy postawiono następującą tezę:

Możliwe jest zbudowanie sensora pola magnetycznego do pomiaru pól niejednorodnych, który będzie wykorzystywał Efekt Matteucciego w drutach ze stopów amorficznych.

3. Stan wiedzy

3.1. Metody pomiaru pola magnetycznego

Czujniki pola magnetycznego można podzielić na 3 kategorie:

- wykorzystujące indukcję magnetyczną [26],
- wykorzystujące pomiar siły wywołanej przez pole magnetyczne [27],
- wykorzystujące zmianę właściwości substancji w polu magnetycznym [28].

3.1.1. Czujniki indukcyjne

Czujniki indukcyjne są jednym z najstarszych i najbardziej znanych typów czujników pola magnetycznego. Zasada działania tych czujników opiera się o prawo indukcji elektromagnetycznej Faradaya:

$$U = -n * \frac{d\Phi}{dt} = -n * A * \frac{dB}{dt} = -\mu_0 * n * A * \frac{dH}{dt} \quad (3.1)$$

gdzie:

U – napięcie zaindukowane w przewodniku,

Φ - strumień indukcji magnetycznej przepływający przez cewkę o powierzchni A oraz liczbie zwojów n .

3.1.1.1. Metoda cewek stacjonarnych

Metoda cewek stacjonarnych umożliwia badanie szybkości zmian indukcji pola magnetycznego poprzez pomiar zaindukowanego napięcia [29]. Przyrządy tego typu mają zastosowanie, jednak do pomiaru indukcji magnetycznej niezbędne jest całkowanie sygnału wyjściowego [30]. Na rynku dostępna jest pełna gama urządzeń z wbudowanymi integratorami [31, 32]. Zasada ich działania opiera się na przekształceniu prawa indukcji Faradaya (3.1) opisanego równaniem:

$$B(t) = -\frac{1}{nA} \int U dt \quad (3.2)$$

Urządzenia te mogą być bardzo czułe i są wykorzystywane między innymi w histerezo grafach [33], przy pomiarach właściwości materiałów magnetycznie miękkich.

3.1.1.2. *Metoda cewek ruchomych*

Przekształcając równanie (3.2) można otrzymać następujący wzór:

$$-nA(B_f - B_i) = \int U dt \quad (3.3)$$

w którym: B_i – początkowa wartość indukcji magnetycznej, B_f – końcowa wartość indukcji magnetycznej.

Przesuwając cewkę z pozycji o dużej indukcji (np. w elektromagnesie) do miejsca o indukcji bliskiej zeru (poza elektromagnesem) można zmierzyć wartość tej indukcji, gdyż będzie ona proporcjonalna do $\int U dt$ [34]. Urządzenia działające na tej zasadzie potrzebują jednak kalibracji, w celu ustalenia parametrów proporcjonalności. Po kalibracji metoda ta osiąga dokładność ok. 0,05% [35].

3.1.1.3. *Metoda cewek wirujących*

Jeśli założymy, że cewka obraca się w polu magnetycznym, to względna wartość pola przepływającego przez tę cewkę może być opisana zależnością [36]:

$$B(t) = B \cos \omega t \quad (3.4)$$

w której ω jest prędkością kątową rotacji cewki. Zaindukowana wartość napięcia w wirującej cewce może być opisana zależnością:

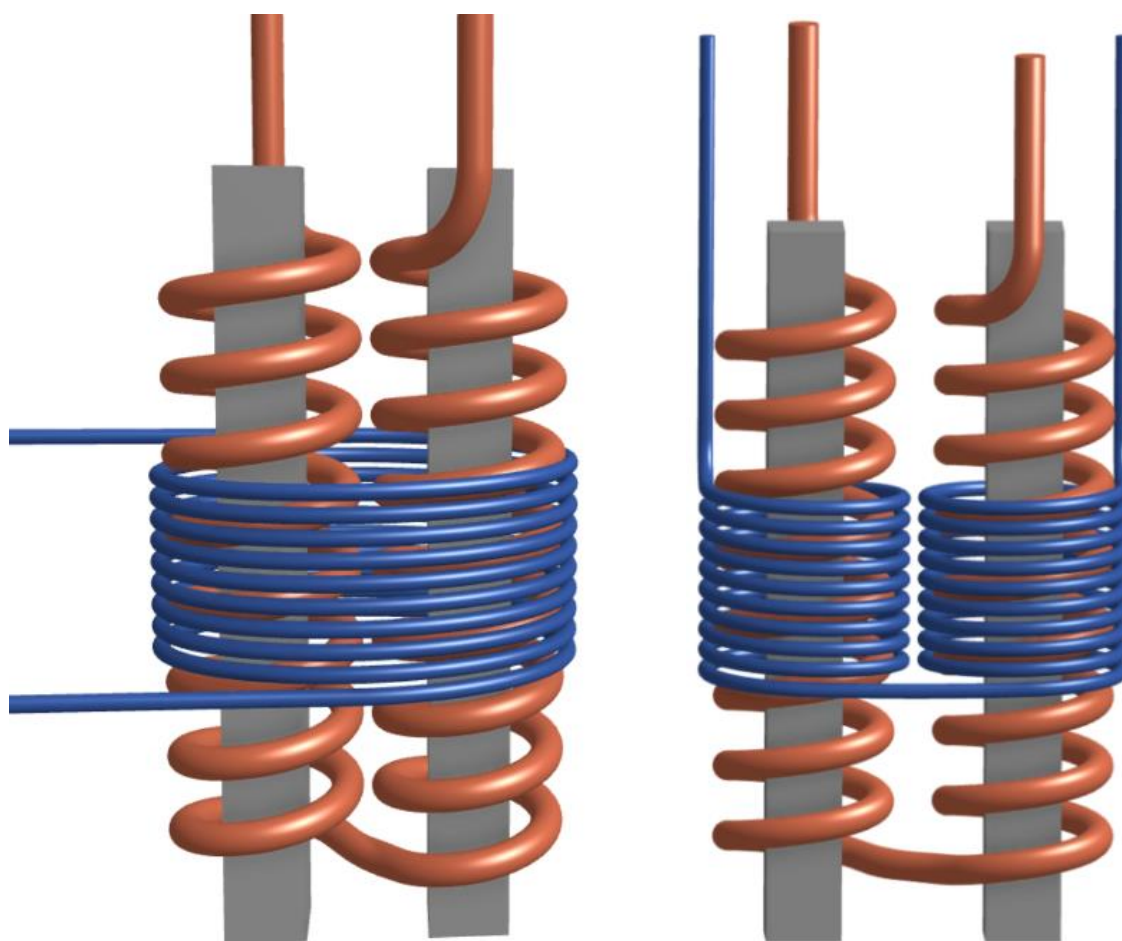
$$V = -nA \frac{dB}{dt} = -nA\omega B \sin \omega t \quad (3.5)$$

Amplituda tego napięcia jest proporcjonalna do wartości indukcji i może być odczytywana bezpośrednio jako sygnał przemienny lub uśredniana, z wartością proporcjonalną do maksymalnej wartości indukcji [37]. Zakres pomiarowy dla tej metody mieści się w zakresie od 10^{-7} T do 10 T z dokładnością do 0,01% [17].

3.1.2. Czujniki transduktorowe

Od czasu wynalezienia magnetometru transduktorowego w latach 30. XX wieku niezależnie przez Friedricha Wilhelma Foerстера [38] w Niemczech oraz Victora Vacquiera [39] w USA, powstało ponad 100 różnych konfiguracji tego typu magnetometrów [11], różniących się ułożeniem rdzeni i uzwojenia oraz materiałem rdzeni magnetycznych. Czujniki transduktorowe są czujnikami indukcyjnymi, które wykorzystują nieliniową charakterystykę magnetyzacji materiału rdzenia [40], znajdującego się w polu magnetycznym.

Czujniki transduktorowe wykorzystują rdzenie z dużą przenikalnością magnetyczną [41]. Przykładowa budowa transduktora dwurdzeniowego w konfiguracji Vacquiera oraz Foerстера przedstawiona jest na rysunku 3.1.

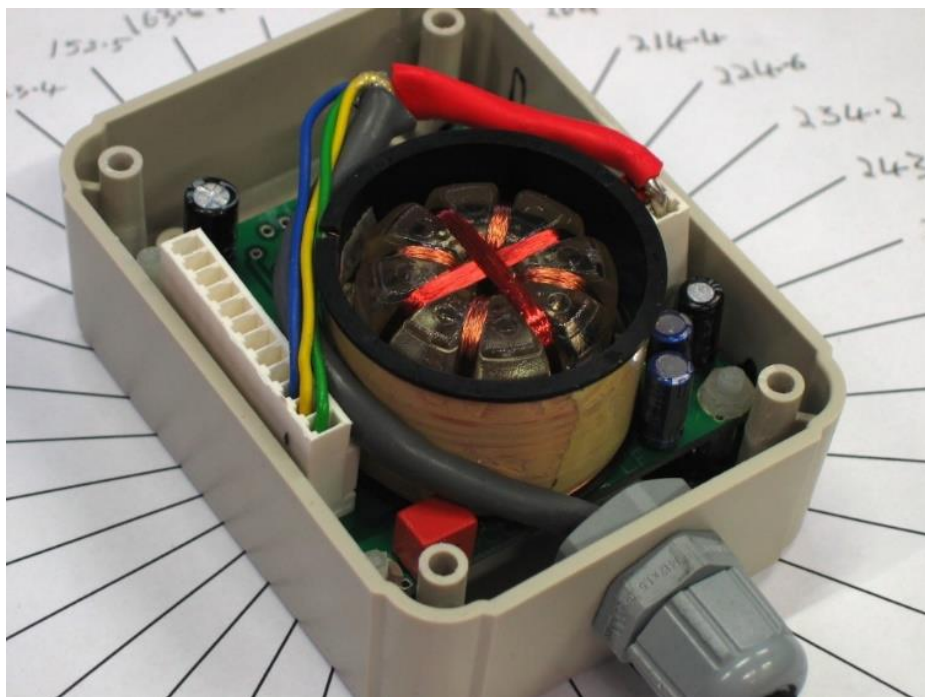


Rys. 3.1. Czujniki transduktorowe [42]. w układzie: Vacquiera (po lewej), Foerстера (po prawej). Uzwojenie magnesujące – kolor brązowy, uzwojenie pomiarowe – kolor niebieski

Na każdym z rdzeni nawinięte jest uzwojenie, przez które przepływa prąd wprowadzający go w stan nasycenia magnetycznego. W czujniku z dwurdzeniowym, uzwojenia są nawinięte tak, by rdzenie nasycą się w przeciwnych kierunkach magnetyzacji [43]. Sygnał wyjściowy uzyskiwany jest z uzwojenia pomiarowego, które nawinięte jest na obu rdzeniach jednocześnie [44].

Przy zerowym zewnętrznym polu magnetycznym nasycenie w obu kierunkach jest symetryczne i na uzwojeniu wyjściowym obserwowane są tylko nieparzyste harmoniczne. Obecność zewnętrznego pola magnetycznego zaburza tę symetrię generując parzyste harmoniczne [45], wśród których dominuje druga [46]. Wartość amplitudy parzystych harmonicznych jest proporcjonalna do mierzonego pola magnetycznego [47].

W praktyce uzwojenie pomiarowe wychwytuje wszystkie harmoniczne, co może być problematyczne, ponieważ harmoniczne nieparzyste osiągają dużo większe wartości od parzystych. W czujniku dwurdzeniowym, w którym faza prądu w każdym uzwojeniu magnesującym jest ustawiona przeciwnie, indukowane napięcie od nieparzystych harmonicznych znosi się wzajemnie [48]. Zjawisko to zachodzi również w transduktorach z rdzeniami pierścieniowymi [49] (rysunek 3.2.). Następnie sygnał z uzwojenia pomiarowego jest kierowany do detektora fazoczułego, ustawionego na detekcję drugiej harmonicznej prądu magnesującego.



Rys. 3.2. Przykładowy czujnik transduktorowy z rdzeniem pierścieniowym [50]

Ponieważ czujniki transduktorowe najlepiej nadają się do pomiaru słabych pól magnetycznych [51], większość magnetometrów transduktorowych działa jako detektor zerowego pola w cewce wzorcowej [52]. Dla zwiększenia precyzji pomiarów, sensor może być umieszczony w cewkach kompensujących zewnętrzne pole magnetyczne Ziemi [53]. Czujników transduktorowych używa się do pomiarów pól stałych i wolnozmiennych o wartości do 1 mT z rozdzielczością ok. 100 pT, z błędem nieliniowości mniejszym niż 10 ppm [54].

3.1.3. Czujniki magnetorezystywne i magnetoimpedancyjne

Rezystywność elektryczna materiałów magnetycznych ulega zmianie wraz z przyłożonym polem magnetycznym [55]. Zjawisko to określane jest jako efekt magnetorezystancyjny [56]. Praktycznie wszystkie metale wykazują efekt magnetorezystancyjny, jednak jest on wykrywalny jedynie przy bardzo niskich temperaturach oraz dużym przyłożonym polu magnetycznym [57]. Z praktycznego punktu widzenia zastosowanie mają jedynie czujniki magnetorezystancyjne z cienkimi warstwami magnetycznymi [58], w których czułość magnetorezystancyjna osiąga znaczące wartości [59].

Najprostsze czujniki magnetorezystywne produkowane są w formie wąskiej, cienkiej, przewodzącej prąd folii. Dla zwiększenia efektu często czujniki produkowane są w kształcie spirali lub meandra [60]. Współcześnie czujniki magnetorezystancyjne są szeroko stosowane w głowicach dysków twardych [61]. Zazwyczaj dokładność pomiarów tą metodą wynosi ok. 1% [62].

3.1.4. Czujniki wykorzystujące efekt Halla (hallotrony)

Magnetometry wykorzystujące efekt Halla są najbardziej wszechstronne i najszerzej stosowane wśród czujników pola magnetycznego [63, 64]. Efekt Halla można zaobserwować, gdy do przewodnika, przez który płynie prąd I przyłożone zostanie pole magnetyczne H . Wtedy na ładunki w tym przewodniku oddziałuje siła Lorentza [65] opisana zależnością:

$$F = \mu_0 e \vec{v} \times \vec{H} \quad (3.6)$$

gdzie:

e – elementarna wartość ładunku elektrycznego,

v – prędkość nośnika ładunku.

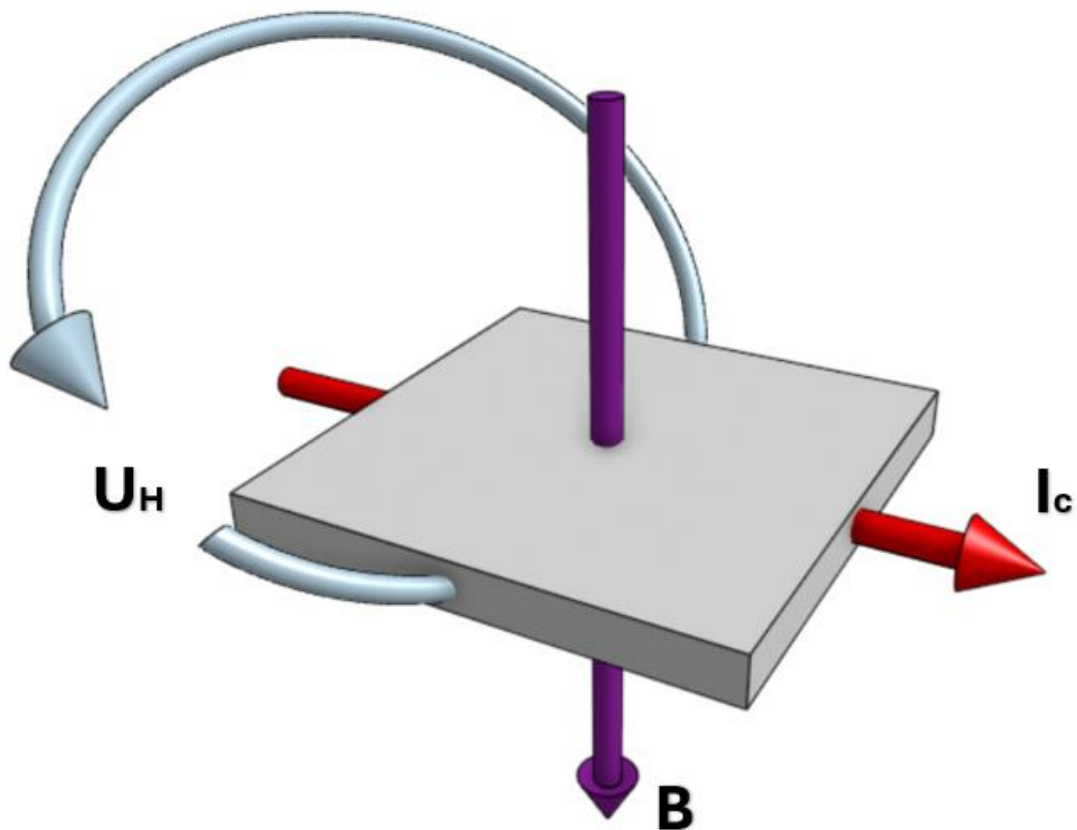
Siła Lorentza powoduje zakrzywienie toru ruchu ładunków elektrycznych, przez co powstaje różnica potencjałów w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego i przepływu prądu [66]. Siła oddziałująca na pojedynczy ładunek może być również opisana zależnością:

$$F = eE \quad (3.7)$$

W której e to ładunek elektryczny, zaś E to wartość natężenia pola elektrycznego. Przekształcając równania (3.6) oraz (3.7) otrzymujemy zależność określającą wartość pola elektrycznego w funkcji przyłożonego pola magnetycznego H :

$$E_{Hall} = \mu_0 \vec{v} \times \vec{H} \quad (3.8)$$

Wartość wytworzonego pola elektrycznego zależy więc liniowo od wartości przyłożonego pola magnetycznego H przy założeniu, że przepływający prąd jest stały.



Rys. 3.3. Przedstawienie graficzne zasady działania czujnika Halla i wytwarzanej różnicy potencjałów U_H [67]

Dokonując kolejnych przekształceń można uzyskać następującą zależność opisującą różnicę potencjałów U_H :

$$\overline{U}_H = \mu_0 R_H l_z \vec{J} \times \vec{H} \quad (3.9)$$

gdzie:

R_H – współczynnik Halla, zależny od substancji użytych do budowy hallotronu,

l_z – odcinek, na którym na ładunki oddziałuje siła Lorentza,

J – gęstość prądu przepływającego przez przewodnik.

Wartość współczynnika R_H jest rzędu $10^{-10} \text{ m}^3\text{C}^{-1}$, jednak jest zróżnicowana dla różnych materiałów. W tabeli 3.1. podano przykładowe wartości współczynnika R_H dla kilku pierwiastków.

Tabela 3.1. Wartości współczynnika Halla dla różnych pierwiastków [68]

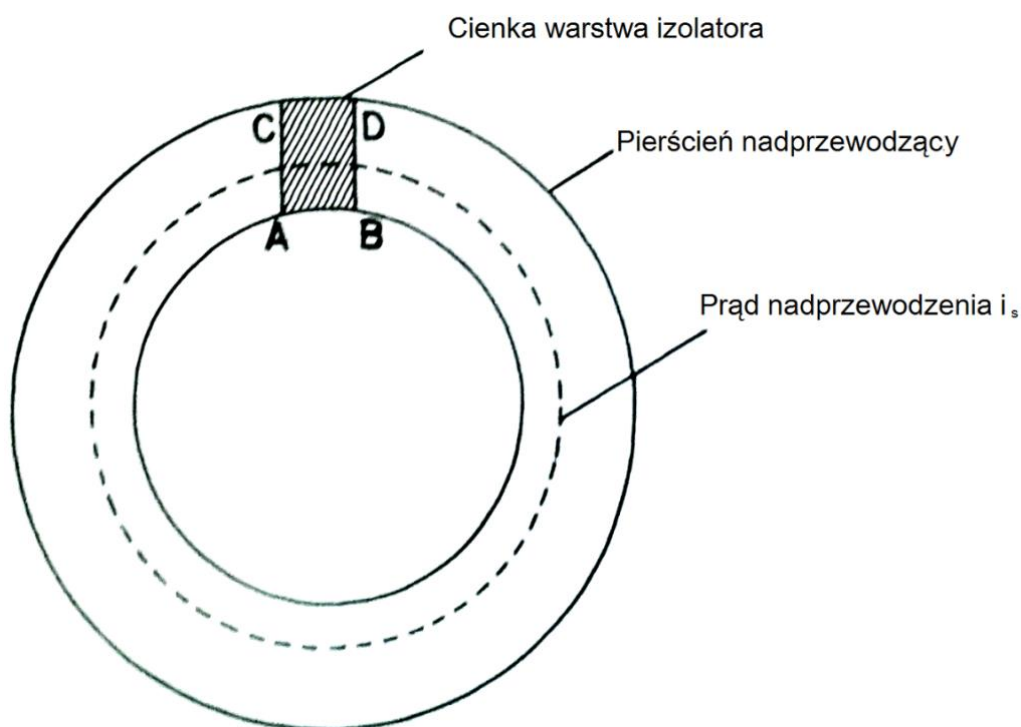
Substancja	$R_H (\text{m}^3\text{C}^{-1})$
Li	$-1,7 \cdot 10^{-10}$
In	$+1,59 \cdot 10^{-10}$
Sb	$-1,98 \cdot 10^{-9}$
Bi	$-5,4 \cdot 10^{-7}$

Hallotроны mogą mieć bardzo małe rozmiary, przez co mogą służyć do pomiarów z bardzo dużą rozdzielczością przestrzenną [69]. Wadą tego typu czujników jest silna zależność niepewności pomiaru w funkcji temperatury [70]. Zakres pól mierzonych przez czujniki Halla zawiera się zazwyczaj pomiędzy $0,4 \text{ A/m}$ a $4 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ z dokładnością ok. 1% [71].

3.1.5. Czujniki SQUID

Magnetometry SQUID (ang. Superconducting Quantum Interference Device), są jednymi z najczulszych typów czujników pola magnetycznego. Działają one wykorzystując dwa efekty kwantowe [72]: efekt kwantyzacji strumienia indukcji magnetycznej podczas stanu nadprzewodzenia [73] oraz efekt Josepha [74].

Czujnik SQUID składa się z nadprzewodzącego pierścienia z cienką warstwą izolatora, która tworzy złącze Josephsona [75]. Strumień magnetyczny przepływający przez pierścień ustala się i jest skwantowany, kiedy pierścień wchodzi w stan nadprzewodzenia, lecz warstwa izolatora umożliwia strumieniowi magnetycznemu na zdyskretyzowaną zmianę wartości [76]. Budowę czujnika SQUID przedstawiono na rysunku 3.4.



Rys. 3.4. Budowa czujnika SQUID z widocznym złączem Josephsona w obszarze ABCD [77]

W zamkniętym nadprzewodzącym pierścieniu otaczającym obszar, w którym występuje strumień Φ_z może zostać zaindukowany strumień Φ_w . Na podstawie warunku ciągłości funkcji falowej reprezentującej prąd nadprzewodzenia, strumień magnetyczny w środku pierścienia musi być wielokrotnością kwantu strumienia $\Phi_0 = h/2e$ oraz musi zostać spełniona zależność [78]:

$$\Phi_w = n \frac{h}{2e} = n\Phi_0 = \Phi_z - Li_s \quad (3.10)$$

gdzie:

i_s - prąd przepływający przez pierścień o indukcyjności L ,

Φ_w - strumień magnetyczny wewnątrz pierścienia,

Φ_z - strumień magnetyczny na zewnątrz pierścienia.

W złączu Josephsona prąd nadprzewodzenia i_s jest ustalony według następującej zależności [79]:

$$i_s = i_c \sin \theta \quad (3.11)$$

gdzie:

i_c – prąd krytyczny zależny od właściwości złącza,

θ – różnica faz funkcji falowych elektronów w złączu.

Kąt przesunięcia fazowego elektronów θ zależy od strumienia magnetycznego dany jest zależnością:

$$\theta = 2\pi N - 2\pi(\Phi - \Phi_0) \quad (3.12)$$

Po przekształceniach otrzymujemy zależność [77]:

$$\Phi_w = \Phi_z - Li_c \sin(2\pi\Phi/\Phi_0) \quad (3.13)$$

Zależność ta potwierdza, że za pomocą cewki nawiniętej na pierścieniu nadprzewodzącym można wykryć indukowane impulsy napięcia za każdym razem, gdy przez złącze przepływa kwant strumienia.

Magnetometry SQUID są bardzo czułe, ich rozdzielczość wynosi poniżej 10^{-14} T [80]. Stosuje się je do wykrywania bardzo słabych zmian pola magnetycznego.

3.1.6. Pomiar pola ziemskiego

Przyrządy służące do pomiaru pola magnetycznego Ziemi można zakwalifikować do dwóch grup: przyrządy mierzące chwilowe zmiany pola bez odniesienia do wartości bezwzględnej tego pola [81] oraz przyrządy mierzące wartość bezwzględną pola w danej chwili [82]. Do pomiarów zmiany wartości chwilowej pola magnetycznego Ziemi najczęściej używa się trójosiowych magnetometrów transduktorowych. Z kolei do pomiarów wartości bezwzględnej pola magnetycznego używa się magnetometrów typu [83]: indukcyjnego, QHM, BMZ, deklinometrów, magnetometrów typu deklinacyjno-inklinacyjnych oraz skalarnych (protonowych [84] oraz Overhausera [85]). Dwa ostatnie wymienione typy są szczególne, ponieważ znajdują zastosowanie również poza obserwatoriami magnetycznymi. Magnetometry Overhausera oraz protonowe są używane do kalibracji innego typu czujników.

Magnetometry do pomiaru pola magnetycznego Ziemi są niezbędne w eksploracji minerałów oraz złóż ropy naftowej [86], znajdują również zastosowanie w wulkanologii [87] oraz archeologii [88]. Są również są szeroko stosowane do pomiarów pola magnetycznego Ziemi w celu wykrywania anomalii [89].

Organizacja INTERMAGNET zrzesza obserwatoria badające pola magnetyczne Ziemi. W Polsce znajdują się one w Belsku oraz w Helu [90].

3.1.7. Magnetometr deklinacyjno-inklinacyjny (DIM)

Magnetometr typu deklinacyjno-inklinacyjnego jest typem magnetometru transduktorowego najczęściej stosowanym w pomiarach bezwzględnych pola magnetycznego Ziemi [91]. Magnetometry tego typu stosuje się zazwyczaj w celu określenia kierunku (wektora) pola magnetycznego. W obserwatoriach magnetycznych stosuje się je zazwyczaj wraz z magnetometrami typu protonowego lub Overhausera dla dokładniejszego określenia intensywności pola. [92]



Rys. 3.5. Magnetometr DIM [93]

Magnetometr DIM zawiera czujnik transduktorowy montowany na teleskopie magnetycznie obojętnego teodolitu oraz powiązane z nim układy elektroniczne. Oś magnetyczna transduktora zamocowana jest równolegle do osi teodolitu. W praktyce zawsze istnieje przesunięcie osi, które powoduje błędy kolimacji, jednak można je wyeliminować stosując odpowiednią procedurę obserwacji [94].

3.1.8. Magnetometry innego typu

3.1.8.1. Magnetometr skalarny (kwantowy)

Magnetometria skalarna jest wynikiem badań nad jądrowym rezonansem magnetycznym oraz elektronowym rezonansem paramagnetycznym [95]. Rozwój w tym polu sięga wczesnego wieku XX. Eksperymenty z wykorzystaniem jądrowego rezonansu magnetycznego przeprowadzane są w sztucznych, silnych polach magnetycznych o znanych charakterystykach. Magnetometry skalarne są odwrotnością tych eksperymentów. Używając znanego materiału na czujnik można wykonać pomiar przyłożonego pola magnetycznego [96].

Magnetometria kwantowa oparta jest o spin cząstek subatomowych – zazwyczaj protonów oraz niesparowanych elektronów walencyjnych [97]. Precesja naładowanych cząstek krążących wokół kierunku pola magnetycznego tworzy magnetyczne dipole. Znając częstość kołową oraz stałą żyroskopową cząstek można obliczyć indukcję pola magnetycznego z dużą dokładnością.

3.1.8.2. Magnetometr protonowy

Prąd przepływający przez cewkę polaryzującą generuje silne pole magnetyczne wokół cieczy bogatej w protony. Po polaryzacji protony zaczynają emitować zmienne pole magnetyczne o częstotliwości proporcjonalnej do natężenia mierzonego pola magnetycznego [98]. Zmienne pole emitowane przez protony jest wychwytywane przez uzwojenie pomiarowe a mierzona jest jego częstotliwość.

Jako, że częstotliwość precesji zależy jedynie od stałych atomowych oraz intensywności pola magnetycznego, dokładność tej metody pomiaru sięga 1 ppm. Jeśli pomiary przeprowadzane są raz na sekundę, odchylenia standardowe pomiarów sięgają 0,1 nT [99].

3.1.8.3. *Magnetometr Overhausera*

Magnetometr Overhausera to magnetometr protonowy wraz ze wszystkimi jego zaletami, zapewniający większe wartości użyteczne sygnału, lepszą czułość, większą energooszczędność, brak składowej stałej polaryzacji oraz jej pól resztkowych oraz brak znaczących zakłóceń podczas pomiarów [100]. Zamiast polaryzacji uzwojeniem stosuje się polaryzację falami radiowymi o niskiej mocy. Pozwala to na prawie jednoczesny pomiar wartości pola mierzonego oraz polaryzację nośników [101].

Oprócz tego do substancji ciekłej dodawane są wolne rodniki, które po polaryzacji falami radiowymi przekazują spin protonom poprzez efekt Overhausera. Odchylenia standardowe niepewności pomiarów sięgają 1 pT [102].

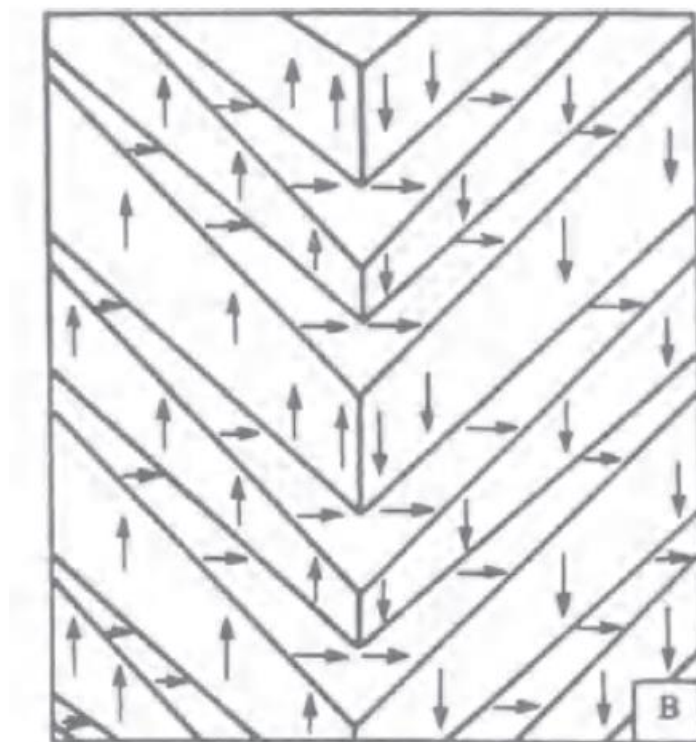
3.1.8.4. *Magnetometry pompowane optycznie*

Magnetometry pompowane optycznie [103] są obecnie rzadkością w obserwatoriach magnetycznych. Przenośne modele magnetometrów cezowych i potasowych są wykorzystywane do poszukiwania złóż minerałów i diamentów. Mimo to, magnetometry potasowe oferują poprawę prędkości i czułości pomiarów wykonywanych w obserwatoriach. Magnetometry potasowe jako jedyne z magnetometrów opartych na litowcach operują na pojedynczej linii spektralnej [104]. Zwiększa to ich czułość oraz zapewnia minimalne błędy przy dokładności porównywalnej z magnetometrami typu Overhausera lub protonowymi. W magnetometrach pompowanych optycznie uzyskiwane są czułości rzędu poniżej $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ [105].

3.2. Materiały magnetyczne

Z punktu widzenia niniejszej pracy najważniejszą grupą materiałów magnetycznych są ferromagnetyki. W zastosowaniach inżynierskich stosowane są przez bardzo wysoką przenikalność magnetyczną, pozwalającą na uzyskanie wysokich wartości indukcji magnetycznej przy użyciu stosunkowo niskiego pola magnesującego oraz zdolność utrzymywania magnetyzacji bez wymuszenia zewnętrznego. [77]

Materiały ferromagnetyczne w skali makro można opisać przez uśredniony wektor magnetyzacji (np. bieguny w magnesie), jednak w skali mikro, w konsekwencji istnienia atomowej sieci krystalicznej w substancjach, magnetyzacja różni się lokalnie w dowolnym obszarze materiału. [106]

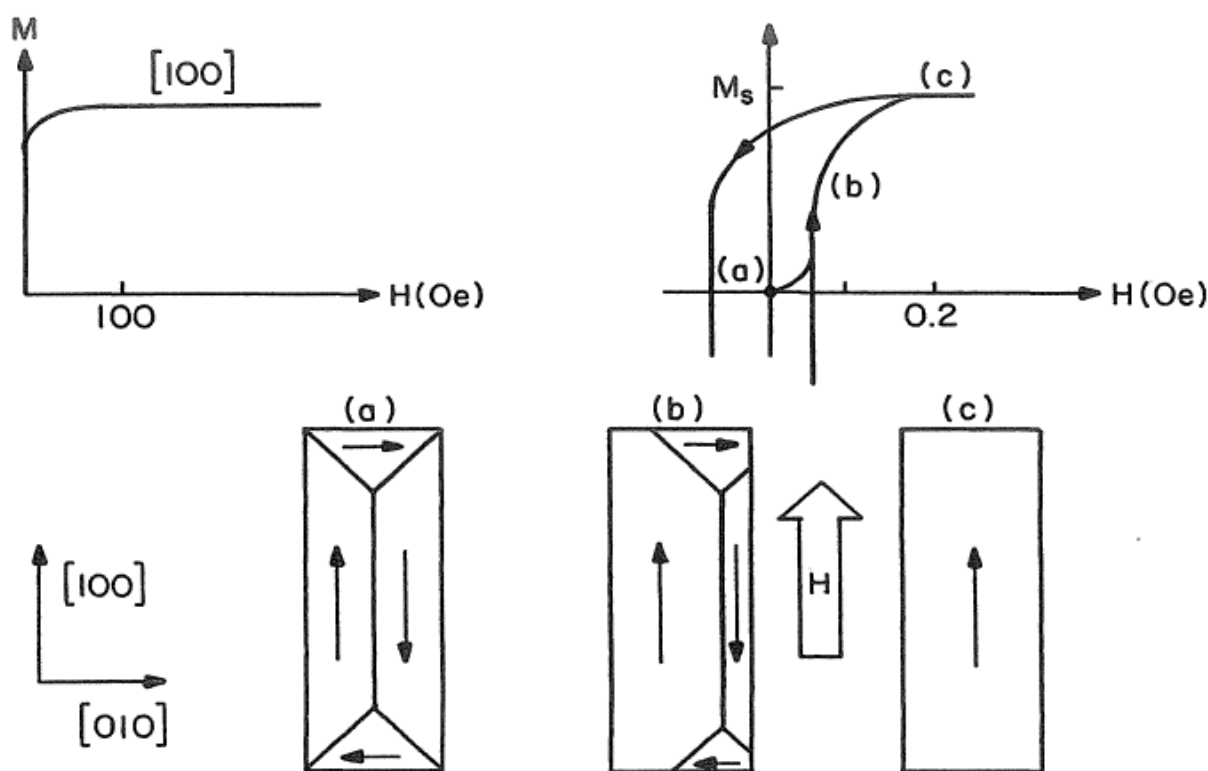


Rys. 3.6. Rysunek domen magnetycznych zmierzonych w strukturze żelaza za pomocą metody Bittera (powiększenie 120x) [77]

W materiałach krystalicznych, takich jak np. żelazo lub kobalt, lokalne struktury tworzą tzw. domeny magnetyczne, czyli stosunkowo małe obszary (w porównaniu do całej objętości materiału) o zgodnym wektorze magnetyzacji. [107] Jeśli materiał jest rozmagnesowany,

wektory tych struktur ułożone są w sposób chaotyczny tak, że wektory te znoszą się wzajemnie i wypadkowa wartość magnetyzacji wynosi 0. [108] Podczas magnesowania materiału domeny sukcesywnie ustawiają się w kierunku wektora zewnętrznego pola magnesującego, zwiększając przy tym wypadkowy wektor magnetyzacji.

Rysunek 3.7. przedstawia proces magnesowania kryształu żelaza. Przy założeniu, że początkowo materiał jest rozmagnesowany (pkt. a), po przyłożeniu pola magnesującego ściany domenowe zgodne z kierunkiem magnesowania zaczynają się powiększać. Stromy początek wykresu magnesowania odzwierciedla łatwość tego procesu i objawia się wysoką początkową przenikalnością magnetyczną przy niskim polu magnesującym ($H \approx H_c$). Kiedy ściany domenowe powiększą się dostatecznie proces dochodzi do punktu, w którym wszystkie ściany muszą się obrócić zgodnie z kierunkiem pola magnesującego (pkt. b). Obrót ścian wymaga znacznie więcej energii, co objawia się wypłaszczeniem wykresu magnetyzacji (przejście między punktami b-c) i spadkiem wartości przenikalności magnetycznej [109].

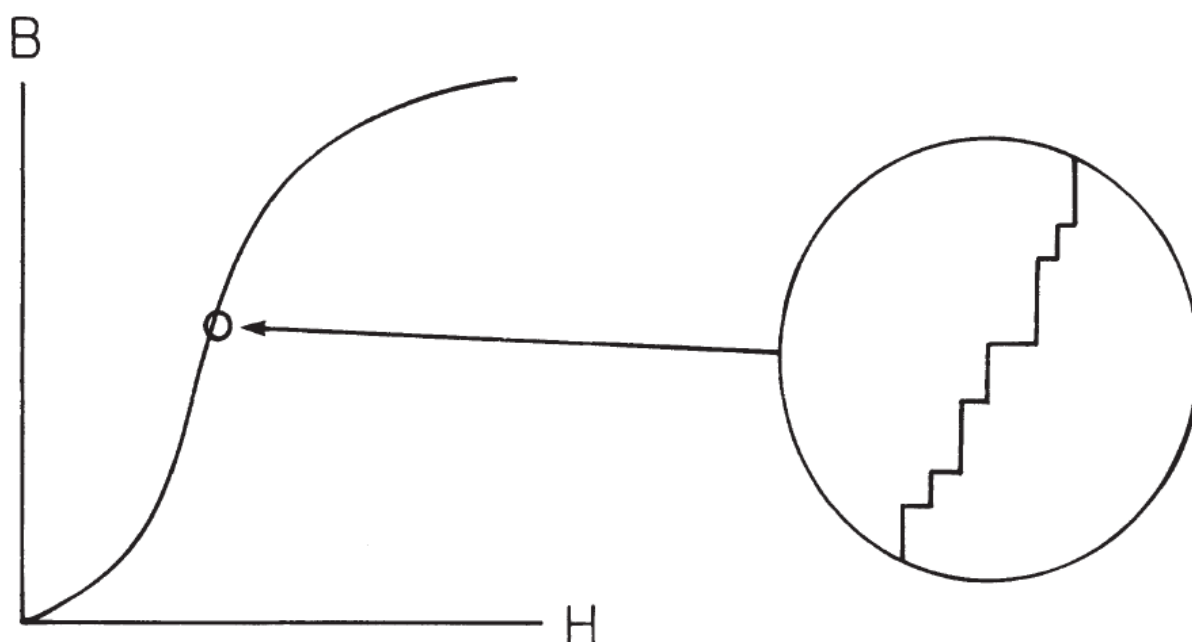


Rys. 3.7. Uproszczony rysunek procesu magnesowania w osi [100] dla żelaza, na górze wykres magnetyzacji, pod spodem schemat zmian ścian domenowych [109]

Na rysunku powyżej przedstawiono zależność wektora magnetyzacji od przyłożonego zewnętrznego pola magnetycznego. Można zauważyć, że wartość ta dąży do pewnej wartości zwanej stanem nasycenia (pkt. c). W tym stanie dalsze zwiększanie pola magnesującego nie powoduje już zwiększenia wartości magnetyzacji, ponieważ w materiale wszystkie domeny magnetyczne ustawiły się już zgodnie z wektorem pola magnesującego. [110]

3.2.1. Zjawisko Barkhausena

Efekt Barkhausena został odkryty w 1919 roku przez niemieckiego fizyka Heinricha Barkhausena. [111, 112] Zauważył on, że materiał podczas przemagnesowania nie wykazuje ciągłej zmiany swojego strumienia magnetycznego, lecz zmiana ta jest skokowa (rys. 3.8.). Wynika to z niejednoczesnego obrotu domen magnetycznych, które obracają się w kierunku wymuszającego zewnętrznego pola magnetycznego. Te niewielkie, skokowe zmiany strumienia nazwano skokami Barkhausena. [113]



Rys. 3.8. Wykres przykładowej krzywej normalnej magnesowania.
W powiększeniu zauważalne skoki w zmianie magnetyzacji [77]

Częstość występowania skoków Barkhausena w funkcji amplitudy impulsu zmiany magnetyzacji, zwana również spektrum Barkhausena, różni się dla różnych materiałów i zależy od ilości, gęstości oraz typu defektów w materiale. Mogą to być granice ziaren, dyslokacje lub wtrącenia innej fazy o innych właściwościach magnetycznych niż reszta materiału, jak np. węgliki żelaza w stalach [77].

3.2.2. *Materiały ferromagnetyczne amorficzne*

Materiały amorficzne, zwane też szklami metalicznymi, swoją nazwę zawdzięczają braku uporządkowania atomów dalekiego zasięgu tak, jak ma to miejsce w materiałach krystalicznych. [114]

Szklą metaliczne otrzymuje się poprzez bardzo szybkie schłodzenie roztopionego stopu o pożądanym składzie (rzędu 10^6 K/s), co powoduje, że ciało nie wytwarza ziaren w procesie krystalizacji. [115] Materiały takie, ze względu na wymaganą prędkość zeszklenia, możliwe są do uzyskania jedynie w postaci cienkich taśm lub drutów, o maksymalnej grubości (zależnie od składu) poniżej 1 mm, np. dla stopu FeSiB do 40 mikrometrów. [116].

Pod względem własności magnetycznych to właśnie materiały ferromagnetyczne amorficzne stanowią najbardziej interesującą grupę ze względu na brak anizotropii magnetokrystalicznej [117], a w konsekwencji domen i ścian domenowych, które odpowiadają za stopniowe przemagnesowanie materiału w stan nasycenia. Zachowują natomiast uporządkowanie krótkiego zasięgu, porównywalne do tych w cieczech. [109]. Dzięki temu materiały amorficzne mogą być bardzo łatwo przemagnesowane.

Struktura domenowa drutu amorficznego, w szczególności w obrębie jego rdzenia, wynika z równowagi pomiędzy energią anizotropii magnetycznej a energią od magnesowania pola magnetycznego. [118] Energia anizotropii magnetycznej ma swoje źródła przede wszystkim w procesie produkcji drutu amorficznego, który wprowadza naprężenia mechaniczne, co skutkuje anizotropią magnetosprężystą. Natomiast w procesie magnesowania drutu amorficznego znaczącą rolę odgrywa od magnesowanie. W rezultacie, na skutek równowagi związanej z minimalizacją energii swobodnej w drucie amorficznym, na jego końcach pojawiają się domeny magnetyczne, w których zwrot magnetyzacji ma kierunek przeciwny do magnetyzacji drutu. [119]

Długość odwrotnych domen wewnątrz rdzenia zależy od przyłożonego pola oraz naprężeń. [120] Podczas magnesowania domeny te powiększają się, aż do ich zaniku. W długich drutach amorficznych, wpływ demagnetyzacji na końcach drutu jest niewielki. Domena na końcu drutu, której zwrot magnetyzacji ma kierunek przeciwny do magnetyzacji drutu, ma znikomą długość a ściana domenowa z nią związana jest zaczepiona na końcu drutu.

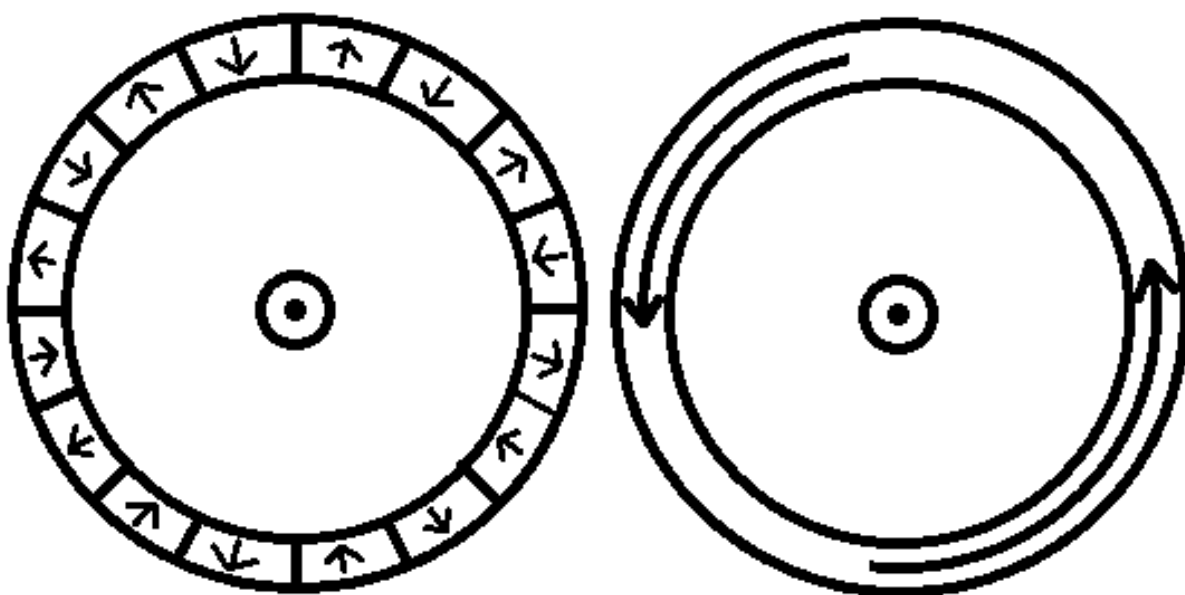
Natomiast w krótkich drutach amorficznych pole odmagnesowujące jest stosunkowo duże w odniesieniu do objętości a domena o przeciwnym zwrocie magnetyzacji stanowi załazek procesu przemagnesowania, ograniczając pole niezbędne do zmiany kierunku magnetyzacji drutu. [118] Przez to zjawisko krótkie druty nie wykazują wielkiego skoku Barkhausena (nagłego przemagnesowania całości drutu) oraz kwadratowych pętli histerezy. [121]

Rozgraniczenie pomiędzy drutem długim a krótkim związane jest z wartością współczynnika odmagnesowania przypisanego do drutu oraz z wartością średniej gęstości energii anizotropii magnetycznej w drucie. [118]

W procesie przemagnesowania drutu prędkość przemagnesowania związana jest z prędkością ruchu ściany domenowej. [122] Ze względu na jednorodną, amorficzną strukturę drutu, prędkość ruchu ściany domenowej ograniczana jest głównie przez opory wynikające z pojawienia się prądów wirowych związanych ze zmianą zwrotu namagnesowania domeny. [120]

3.2.3. Wpływ relaksacji termicznej

W procesie produkcji drutów amorficznych, w wyniku skurczu materiału, powstają naprężenia w przekroju drutu. [123] W odniesieniu do cienkich drutów amorficznych efekt Matteucciego można wyraźnie zaobserwować w drutach z ujemną wartością magnetostrykcji nasycenia, w szczególności w drutach na bazie kobaltu. [124]. W przypadku drutów z ujemną wartością współczynnika magnetostrykcji, naprężenia takie powodują powstanie osi łatwego magnesowania w kierunku obwodowym. Natomiast w przypadku drutów z dodatnią wartością współczynnika magnetostrykcji, oś łatwego magnesowania spowodowana skurczem materiału ma kierunek promieniowy. [125] Jest to niekorzystne z punktu widzenia efektu Matteucciego i wymaga wprowadzenia dodatkowej anizotropii obwodowej do drutu w procesie jego wyżarzania pod wpływem momentu skręcającego. Rozkłady domen magnetycznych w drucie z dodatnią i ujemną magnetostrykcją przedstawiono schematycznie na rysunku 3.9.

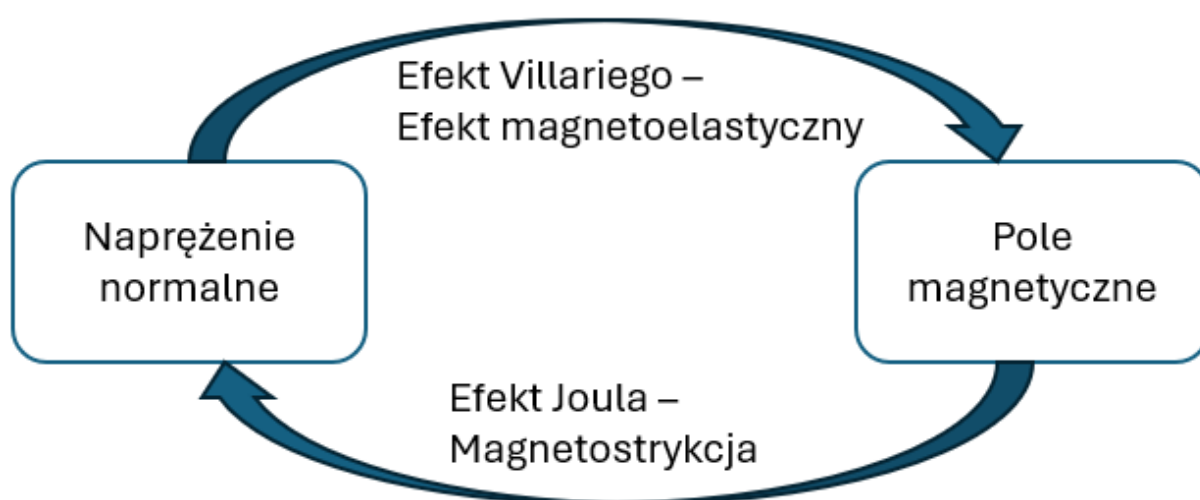


Rys. 3.9. Schemat ułożenia domen zewnętrznych w przekroju drutu amorficznego as-cast - po lewej dla stopów z dodatnią magnetostrykcją (np. FeSiB), po prawej z ujemną (np. CoFeSiB) [124]

Z praktycznego punktu widzenia wyżarzanie prądowe (wyżarzanie Joulowskie) jest najkorzystniejszą metodą wytworzenia ciepła w próbce. Należy jednak zachować szczególną ostrożność, aby nie przekroczyć temperatury krystalizacji materiału drutu. [126] Ponieważ krystalizacja materiału może być zaobserwowana jako nagłe zmniejszenie rezystancji próbki [127], należy kontrolować parametry wyżarzania za pomocą czteropunktowej metody pomiaru rezystancji.

3.3. Zjawiska magnetomechaniczne

Zjawiska magnetomechaniczne to grupa zjawisk, w których następuje zmiana naprężeń mechanicznych w materiale pod wpływem zmian w strukturze tego materiału wywołanych przez zmianę pola magnetycznego oddziałującego na niego [128]. W odniesieniu do naprężeń osiowych powiązanie odkształcenia mechanicznego, zjawiska magnetostrykcji liniowej oraz efektu Villariego przedstawiono na rysunku 3.10.



Rys. 3.10. Powiązanie odkształcenia mechanicznego, zjawiska magnetostrykcji liniowej oraz efektu Villariego

W ujęciu ogólnym zjawiska magnetomechaniczne można podzielić na trzy grupy [118]:

- Efekty łączące naprężenia normalne z magnetyzacją osiową: ($M_z - H_z$):
 - magnetostrykcja – zmiana wymiarów materiału pod wpływem działającego na nie wzdłużnego pola magnetycznego,
 - efekt Villariego (magnetoelastyczny) – zjawisko odwrotne do magnetostrykcji, zmiana magnetyzacji pod wpływem naprężeń normalnych oddziałujących na materiał,

- Efekty łączące naprężenia styczne z magnetyzacją kołową ($M_z - H_\phi$):
 - o efekt Wiedemanna – powstawanie naprężeń stycznych podczas przepływu prądu wzdłuż materiału poddanego osiowemu polu magnetycznemu,
 - o Odwrotny efekt Wiedemanna – zmiana magnetyzacji wzdłużnej materiału poddanego naprężeniom stycznym, w trakcie przepuszczania przez niego zmiennego prądu,
- Efekt łączący naprężenia styczne z magnetyzacją osiową ($M_\phi - H_z$):
 - o Efekt Matteucciego – powstawanie pola elektrycznego w materiale poddanym naprężeniom stycznym podczas przemagnesowania osiowego.

Magnetostrykcja $\longleftrightarrow$ Efekt Villariego
 Pole magnetyczne – naprężenia normalne

a)



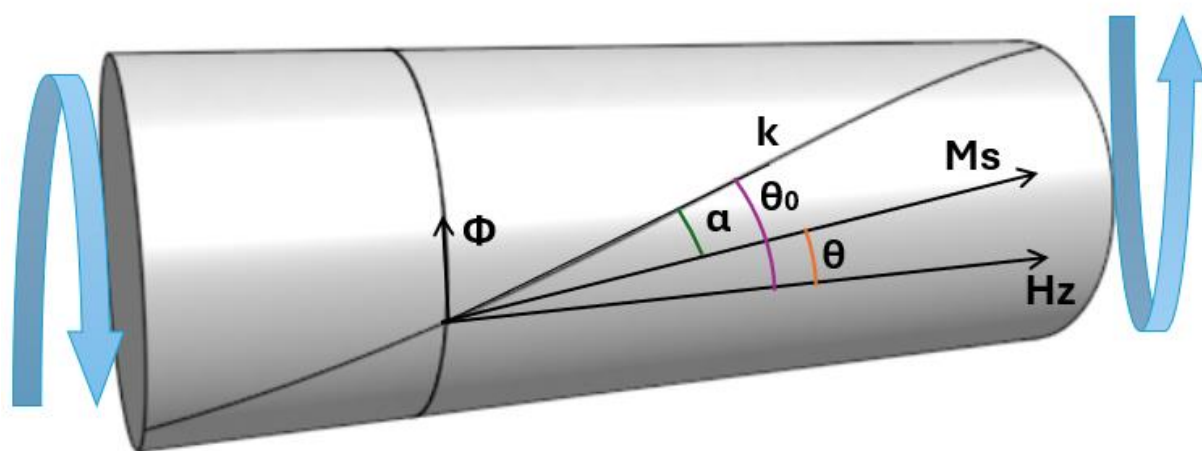
b)

Rys. 3.11. Termodynamicznie odwrotne zjawiska magnetomechaniczne związane z:
 a) naprężeniami osiowymi, b) naprężeniem ścinającym wywołanym działaniem momentu skręcającego

Istnieje również efekt dopełniający 4 rodzaje zmian magnetyzacji (pole osiowe-kołowe, magnetyzacja kołowa-osiowa), łączący zmianę magnetyzacji obwodowej pod wpływem pola występującego w kierunku kołowym ($M_\phi - H_\phi$, np. podczas płynięcia prądu elektrycznego przez próbkę) - efekt magnetoindukcyjny. Przy zastosowaniu w wysokiej częstotliwości efekt ten silnie związany z szeroko wykorzystywanym efektem gigantycznej magnetoimpedancji (GMI) [129, 130].

3.3.1. Efekt Matteucciego

Efekt Matteucciego jest jednym z wielu efektów magnetomechanicznych opisywanych przez wczesnych badaczy zjawisk elektromagnetycznych [131]. W efekcie tym, obwodowa składowa namagnesowania danego materiału, najczęściej w postaci drutu lub rurki, zmienia się pod wpływem osiowego pola magnetycznego. Zmiana ta, mająca najczęściej charakter skokowy, indukuje impuls napięcia elektrycznego na końcach rdzenia, przy każdej zmianie stanu namagnesowania. Impulsy te nazywane są napięciem Matteucciego [19]. Zjawisko to opisał po raz pierwszy Carlo Matteucci w 1858 roku [20].



Rys. 3.12. Schematyczne przedstawienie skręconej próbki drutu: k – wektor anizotropii (oś łatwej magnetyzacji), H_z – przyłożone pole magnetyczne w kierunku osiowym, α – kąt pomiędzy wypadkowym wektorem magnetyzacji a kierunkiem anizotropii, θ – kąt pomiędzy wektorem magnetyzacji a przyłożonym polem magnetycznym H_z , $\theta_0 = \alpha + \theta$ kąt pomiędzy osią elementu a kierunkiem anizotropii po przyłożeniu naprężeń stycznych [21]

U podstaw fizycznych tego efektu leży zmiana składowej obwodowej magnetyzacji pod wpływem przyłożonego osiowego pola magnetycznego oraz naprężeń stycznych, co przedstawiono na rysunku 3.12. Po przyłożeniu osiowego pola magnetycznego, wektor magnetyzacji obraca się do kąta θ . Jest to pozycja o najmniejszej energii. Takie ułożenie wektora magnetyzacji powoduje, że przy zmianie strumienia magnetycznego zostaje wytworzone pole elektryczne na końcach próbki, zależne od szybkości zmian strumienia. By efekt wystąpił, próbka musi posiadać wektor magnetyzacji o kierunku śrubowym, który

jest superpozycją magnetyzacji liniowej i obwodowej. Wektor taki można uzyskać skręcając próbkę wokół jej osi.

Pozycja wypadkowego wektora magnetyzacji M_s wynika z minimalizacji energii, która opisuje się równaniem [21] (3.14):

$$E = E(H_z) + E_{Anizotropii} = -\mu_0 M_s H_z \cos \theta + k \sin^2 \alpha \quad (3.14)$$

W odniesieniu do efektu Matteucciego, kluczowy wpływ na amplitudę otrzymywanego sygnału ma prędkość przemieszczania się ścian domenowych [23, 118]. Wraz z pojawieniem się nowoczesnych materiałów amorficznych, w których przemagnesowanie następuje skokowo, powstały nowe możliwości wykorzystania efektu Matteucciego w konstrukcji sensorów pola magnetycznego [124].

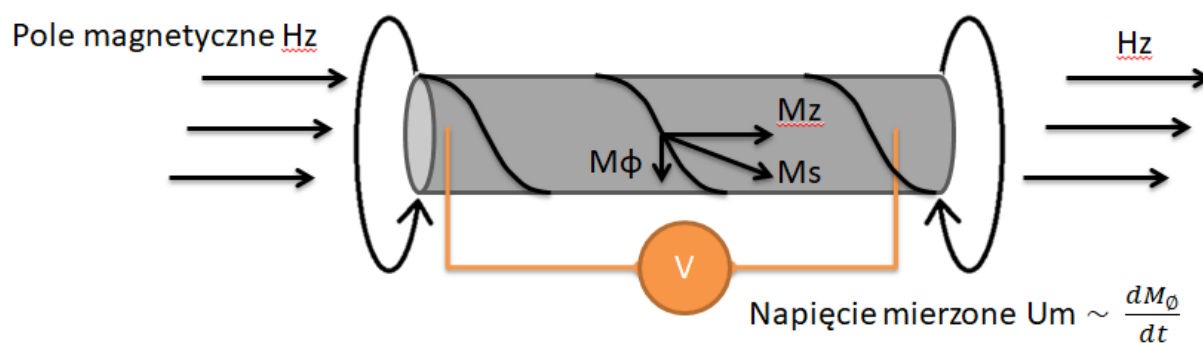
Barierą w zastosowaniu efektu Matteucciego w opracowaniu sensorów pola magnetycznego jest brak odpowiedniej metodyki badań oraz wiedzy o powiązaniu tego efektu z właściwościami fizycznymi magnetyków. Dotychczasowe badania opisujące zagadnienie wykorzystania efektu Matteucciego dotyczą wybranych badań eksperymentalnych, w zakresie konkretnych, nielicznych stopach amorficznych. Prace opisujące to zagadnienie odnoszą się w większości do teoretycznej możliwości wykorzystania efektu Matteucciego w budowie sensorów, jednak w ostatnim czasie powstało niewiele pozycji opisujących konkretne wykorzystanie sensorów opartych o efekt Matteucciego. W żadnej z dotychczasowych prac nie przeanalizowano efektu Matteucciego w niejednorodnym polu magnetycznym.

Efekt Matteucciego jest szeroko wykorzystywany w konstrukcji różnych urządzeń, takich jak czujniki pola magnetycznego [132], czujniki prędkości obrotowej [22], czujniki prądu krytycznego [24], generatory szybkich impulsów [133]. Jednak publikacje zawierające szczegółowe wyniki pomiarów są nieliczne i ukierunkowane na konkretne materiały. W rezultacie wykorzystanie efektu Matteucciego wymaga dodatkowych badań eksperymentalnych oraz opracowania modeli matematycznych, aby na podstawie uzyskanych wyników pomiarów można było przeprowadzić symulacje komputerowe niezbędne przy projektowaniu i optymalizacji konstruowanych urządzeń [134].

Z praktycznego punktu widzenia należy zauważyć, że efekt Matteucciego zależy od zmiany namagnesowania obwodowego M_ϕ pod wpływem osiowego pola magnetycznego H_z . Namagnesowanie obwodowe może mieć miejsce tylko wtedy, gdy próbka wykazuje anizotropię helikalną [135]. Spiralny wektor magnesywania jest superpozycją wektorów osiowych i kołowych i może być uzyskany zarówno poprzez skrócenie próbki przed pomiarem [136], jak i poprzez wyżarzanie skróconej próbki [137].

W przypadku magnetycznie bistabilnych drutów amorficznych na bazie kobaltu impulsy związane z efektem Matteucciego są ostre i krótkie [138]. Jeżeli występuje tylko jeden skok Barkhausena, domeny magnetyczne wewnątrz próbki obracają się razem po przekroczeniu wartości pola koercyjnego (przełączającego) [118]. Materiał użyty w tym badaniu jest deklarowany przez producenta jako materiał typu z pojedynczym skokiem Barkhausena [144]. Jednak druty na bazie kobaltu wykazują bistabilność [139], ponieważ domeny są stabilizowane poprzez efekt perminwarowy [140] a indukowany sygnał wygląda jedynie podobnie do materiału z pojedynczym skokiem Barkhausena [141].

W literaturze opisano także czujnik transduktorowy wykorzystujący efekt Matteucciego, w którym występuje przesunięcie impulsów [132, 142], pracujący w trybie opóźnień czasowych. Otwarte pozostaje jednak pytanie o ilościowy opis wpływu skręcania na efekt Matteucciego w drutach amorficznych na bazie kobaltu. Wiadomo, że skręcanie powoduje anizotropię spiralną próbki [135], jednak opis nieliniowych zależności niezbędnych do opracowania modelu efektu Matteucciego, szczególnie w polach niejednorodnych, nie został do tej pory przedstawiony.



Rys. 3.13. Mechanizm powstawania napięcia Matteucciego podczas skokowego przemagnesowania drutu na bazie kobaltu [21]

Amplituda impulsów napięcia Matteucciego jest związana ze zmianą namagnesowania obwodowego M_ϕ , opisaną równaniem [143]:

$$U(t) = 0.35 al\mu_0 \left(\frac{\partial \langle M_\phi \rangle}{\partial t} \right), \quad (3.15)$$

gdzie:

$U(t)$ – napięcie Matteucciego,

a – promień rdzenia,

l – długość rdzenia,

t - czas.

Przekształcając równanie (3.1.2), zmiana magnetyzacji obwodowej rdzenia może być przedstawiona jako:

$$\langle M_\phi \rangle = \frac{\int U dt}{0.35 al\mu_0}, \quad (3.16)$$

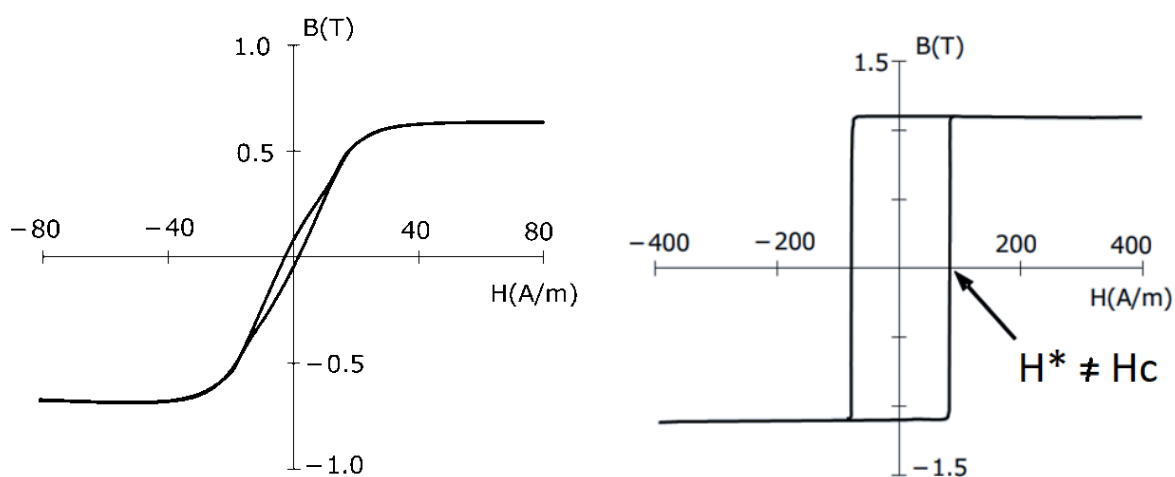
Korzystając z tego równania można określić zmianę magnetyzacji obwodowej, poprzez zastosowanie całkowania sygnału impulsów napięcia Matteucciego,

4. Przedmiot badań

Przedmiotem badań były cienkie druty wykonane ze stopów amorficznych na bazie żelaza i kobaltu. Średnica drutów okrągłych wahać się może w przedziale 15 – 100 μm a druty o przekroju prostokątnym osiągają szerokość do 0,5 mm przy grubości do 40 μm . [144] Na rysunku 4.1. przedstawiono widok drutów amorficznych na szpulce.



Rys. 4.1. Cienkie druty magnetyczne ze stopów amorficznych na szpulach [145]



Rys. 4.2. Pętle histerezy magnetycznej cienkiego drutu ze stopu amorficznego o wysokiej przenikalności (po lewej) lub bistabilnego (po prawej) [144]

Na rysunku 4.2. przedstawiono pętle histerezy magnetycznej cienkiego drutu ze stopu amorficznego o wysokiej przenikalności (po lewej) lub bistabilnego (po prawej).

Druty takie wykazują wysoką przenikalność magnetyczną [146] lub bistabilność magnetyczną [124], to znaczy występuje w nich skokowe przemagnesowanie. Druty bistabilne magnetycznie różnią się od typowych materiałów magnetycznie miękkich, w których, na skutek namagnesowania częściowego, występuje krzywa magnesowania [121].

Ze względu na skokowy charakter procesu przemagnesowania bistabilnego drutu amorficznego należy podkreślić, że pole H^* przy którym następuje przemagnesowanie drutu jest znacznie większe od pola koercji H_c materiału, z którego wykonano drut amorficzny. [147]

Do badań wybrano dwa stopy amorficzne:

- Drut nr 1 ze stopu o składzie na bazie żelaza ($\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$) i średnicy 20 μm (wyprodukowany przez Tamag Iberica, Hiszpania),
- Drut nr 2 ze stopu o składzie na bazie żelaza i kobaltu, o średnicy 101 μm , wyprodukowany przez firmę AICHI Steel (dawniej UNITIKA, Japonia), dostępny komercyjnie pod nazwą 101DC5T.

Drut na bazie żelaza został zabezpieczony przez producenta warstwą szkła akrylowego (poli(metakrylan metylu), PMMA), aby uniknąć procesu oksydacji powierzchni drutu [148]. Najważniejsze parametry magneto-mechaniczne badanych drutów zebrano w tabeli 4.1.

Tabela 4.1. Parametry magneto-mechaniczne badanych drutów [144, 145]

Nr próbki	Typ drutu	Skład	Indukcja nasycenia B_s (T)	Pole koercji H_c (A/m)	Maksymalna przenikalność magnetyczna względna	Magnetostrykcja nasycenia λ_s ($\mu\text{m/m}$)
1	wysoko-przenikalnościowy	$\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$	1.8	25	8 000	25
2	bistabilny	CoFeSiB	1.1	80 (H^*)	nie dotyczy	0 ÷ 0.5

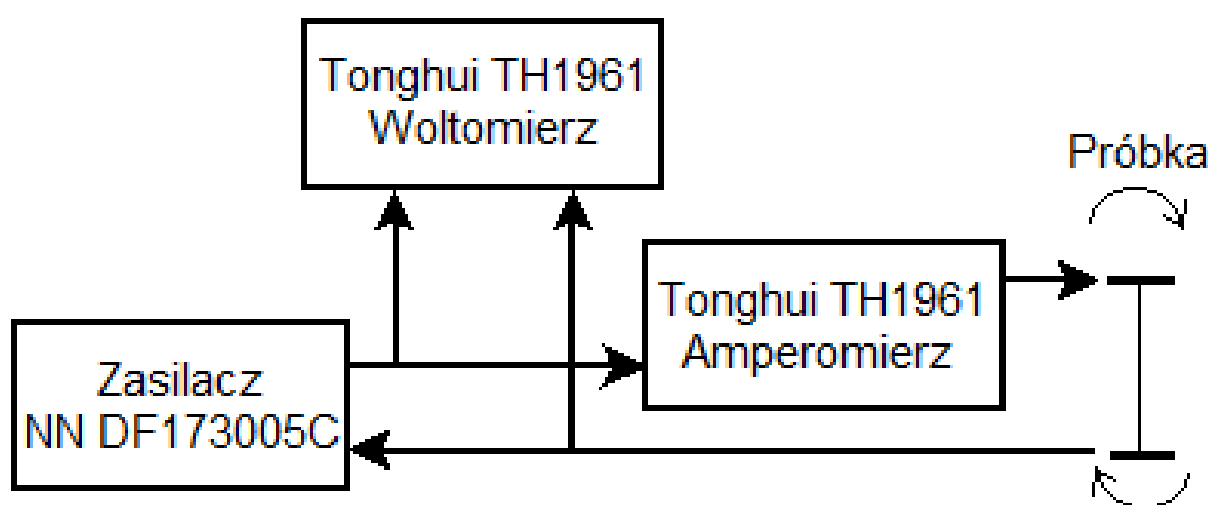
5. Metodyka badań

W trakcie pracy wykonano następujące stanowiska pomiarowe i technologiczne, niezbędne do uzyskania i pomiaru parametrów drutu amorficznego:

- Stanowisko do wyżarzania drutów amorficznych z możliwością wytwarzania anizotropii helikalnej w procesie wyżarzania,
- Stanowisko do zadawania zmiennego oraz stałego pola magnetycznego – w celu symulacji cewki przemagnesowującej rdzeń oraz mierzonego stałego pola,
- Stanowisko do pomiaru napięcia z rdzenia magnetycznego (Matteucciego) w domenie czasowej z użyciem oscyloskopu,
- Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego z kondycjonowaniem sygnału w domenie czasowej z użyciem oscyloskopu oraz w domenie częstotliwościowej z użyciem analizatora częstotliwości,
- Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego w domenie czasowej przy zmiennej temperaturze,
- Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego przy zmiennym naprężeniu mechanicznym rdzenia,
- Stanowisko do pomiaru parametrów magnetycznych rdzeni magnetycznie miękkich – histerezograf $B(H)$.

5.1. Stanowisko do wyżarzania drutów amorficznych z możliwością wytwarzania anizotropii helikalnej

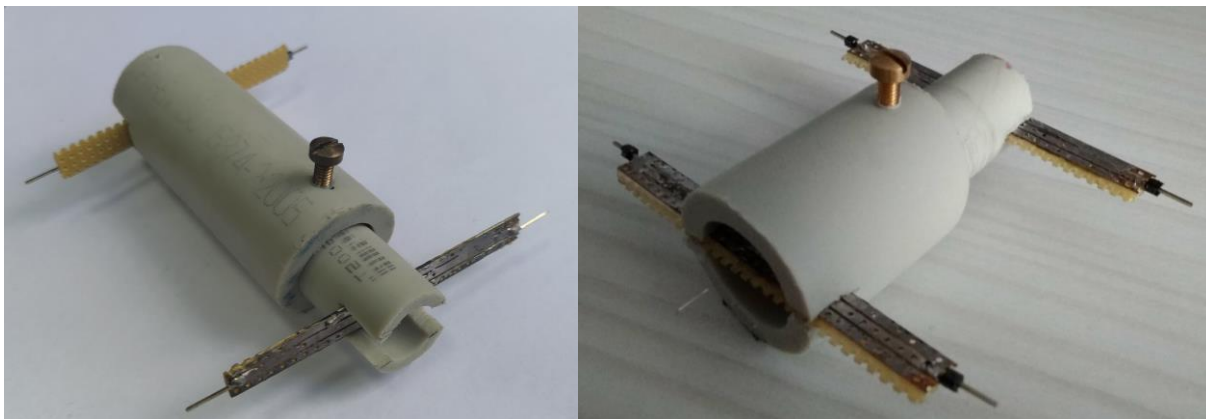
W stanowisku do wyżarzania drutów amorficznych zastosowano wyżarzanie Joulowskie, czyli samonagrzewania się próbki pod wpływem przepływającego przez nią prądu elektrycznego. Należy podkreślić, że taki sposób wyżarzania wywołuje w drucie anizotropię obwodową wynikającą z wytwarzanego w trakcie przepływu prądu koncentrycznego pola magnetycznego w trakcie procesu wyżarzania [149]. Schemat blokowy opracowanego stanowiska przedstawiono na rysunku 5.1.



Rys. 5.1. Schemat blokowy stanowiska do wyżarzania próbek z drutu amorficznego

W stanowisku dwa multimetry Tonghui TH1961 zostały użyte do kontroli prądu i napięcia zadawanego w próbce z drutu amorficznego za pomocą zasilacza laboratoryjnego NN DF173005C. Dane z multimetrów były przesyłane do komputera przez port szeregowy, gdzie były wizualizowane i archiwizowane z wykorzystaniem programu opracowanego w środowisku LabView.

W celu wytworzenia w próbce niezbędnej do uzyskania efektu Matteucciego anizotropii helikalnej, stanowisko zawiera uchwyt mechaniczny (skręcenie niemagnetyczną mosiężną śrubą) umożliwiający skręcenie próbki na czas wyżarzania o zadany kąt.



Rys. 5.2. Przedstawienie uchwytu do wyżarzania drutu wykonanego z dwóch rur polipropylenowych skręcanych mosiężną śrubą, z wyprowadzeniem połączeń elektrycznych do drutu na PCB

W procesie wyżarzania próbki drutu amorficznego o średnicy $20\ \mu\text{m}$ i długości $10\ \text{cm}$, wykonanego z amorficznego stopu FeSiB, przylutowano do połączeń elektrycznych stopem Lichtenberga [150]. Niska temperatura topnienia tego stopu zapewniła zminimalizowanie ryzyka krystalizacji spowodowanej temperaturą lutowania. Drut poddano wyżarzaniu prądowemu w warunkach skręcania, w celu uzyskania helikalnej anizotropii magnetycznej [125].

Parametry procesu były następujące:

- skręcenie próbki: $0.3\ \text{obrotu/cm}$,
- prąd wyżarzania: $20\ \text{mA}$.

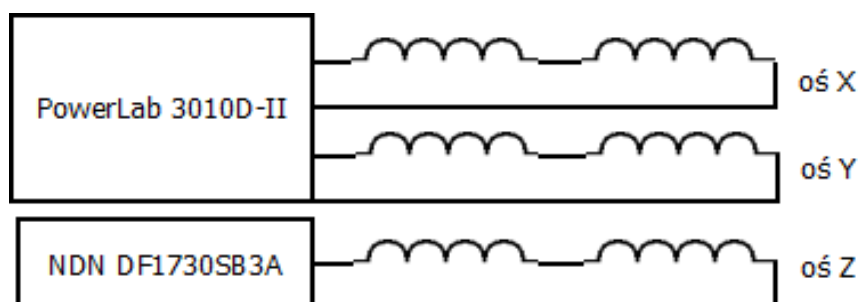
5.2. Stanowisko do zadawania wzorcowego pola magnetycznego

W stanowisku do zadawania wzorcowego pola magnetycznego zastosowano cztery pary cewek w układzie Helmholtza oraz system komputerowego sterowania wykorzystujący oprogramowanie LabView. Trójosiowe cewki kompensują pole ziemskie, zaś główna cewka służy do generowania w jednej osi pola magnetycznego o większej wartości. [151, 152]



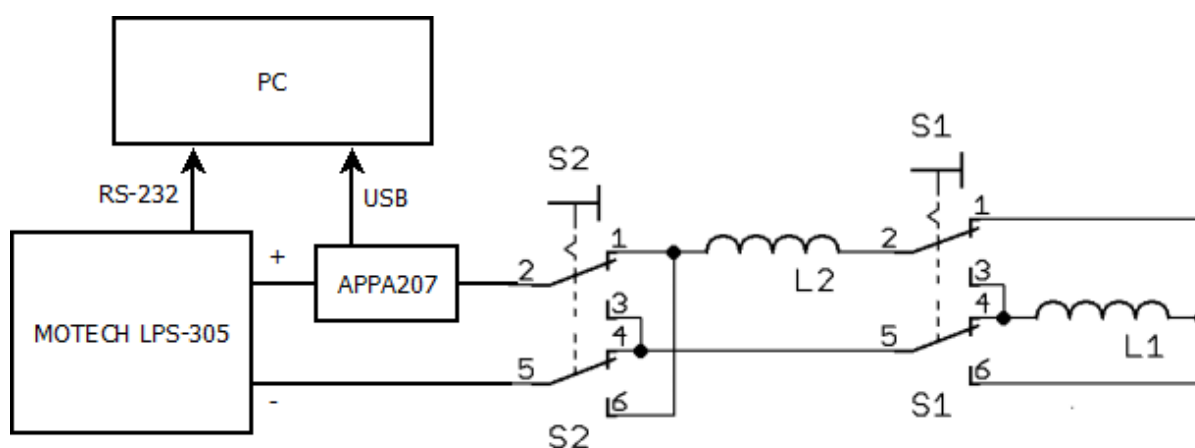
Rys. 5.3. Cewki Helmholtza do wzorcowania czujników pola magnetycznego. Oś główna zadaje pole mierzone przez magnetometr, osie dodatkowe służą do kompensacji pola ziemskiego

Stanowisko zostało wykonane według następujących schematów:



Rys. 5.4. Schemat blokowy połączeń trójosiowych cewek Helmholtza

Trójosiowe cewki Helmholtza wytwarzają pole kompensujące pole magnetyczne Ziemi. Prąd płynący przez te cewki ustawiany jest ręcznie a wartość pola znajdującego się w środku układu można zbadać poprzez dołączony magnetometr HMR2300 podłączany do komputera za pomocą portu RS-232 oraz konwertera RS-232/USB.

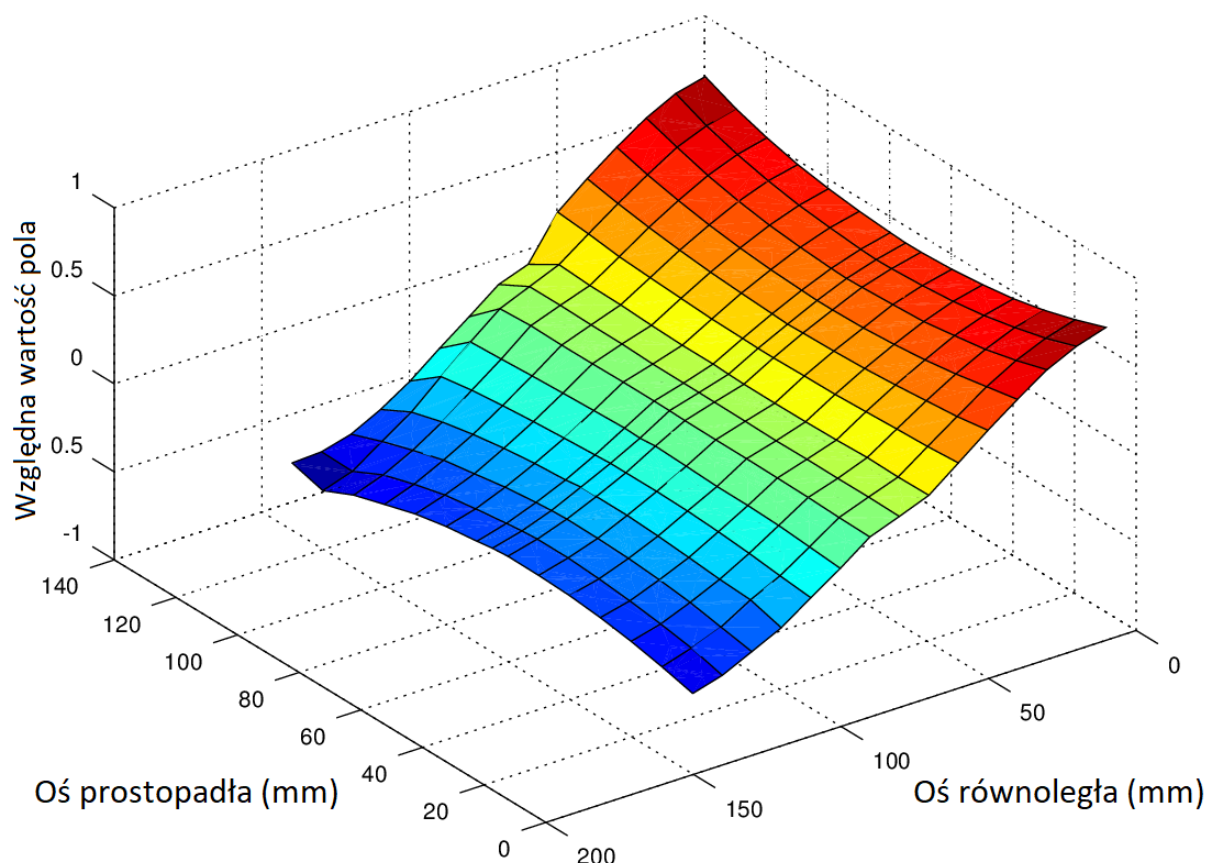


Rys. 5.5. Schemat blokowy połączeń dużych cewek

Prąd płynący z zasilacza Motech LPS-305 sterowany jest przez komputer PC poprzez port RS-232. Wartość tego prądu jest następnie mierzona poprzez multimetr APPA207 podłączony z komputerem za pomocą portu USB i regulowana programowo z komputera PC. Przełącznik dźwigienkowy S1 służy do przełączania kierunku pola tylko w jednej z dużych cewek, co zapewnia zmianę charakteru pola z jednorodnego na gradientowy. Przełącznik dźwigienkowy S2 służy do przełączania kierunku płynięcia prądu z zasilacza LPS 305, przez co pole może być generowane w pełnym zakresie 8 kA/m w obu kierunkach.

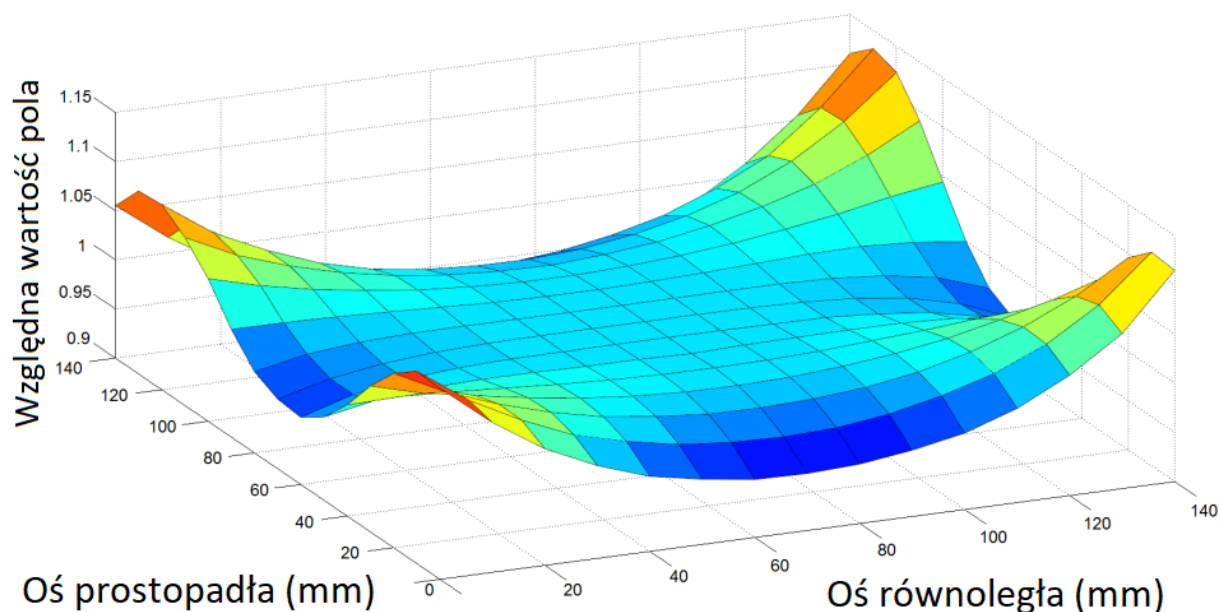
Rozkład pola magnetycznego generowanego przez cewki zmierzono teslomierzem LakeShore 455 z sondą Halla HMMA-2504-VR. Pomiary prowadzono rozpoczynając od środka cewek, w osiach równoległych i prostopadłych do osi cewek, w polu 140x140 mm z krokiem 10 mm.

Na rys. 5.6. przedstawiono wykres rozkładu pola gradientowego. Generowana wartość gradientu pola w osi cewek wynosiła średnio ok. 44 kA/m².



Rys. 5.6. Wyniki eksperymentalnych pomiarów rozkładu gradientu zadawanego pola

W przypadku pomiaru jednorodności pola magnetycznego, generowane pole magnetyczne ustawiono na stałą wartość 6 kA/m w środku obszaru pomiarowego. Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 5.7.



Rys. 5.7. Wyniki eksperymentalnych pomiarów jednorodności zadanego pola

Pomiary jednorodności pola magnetycznego wykazały, że:

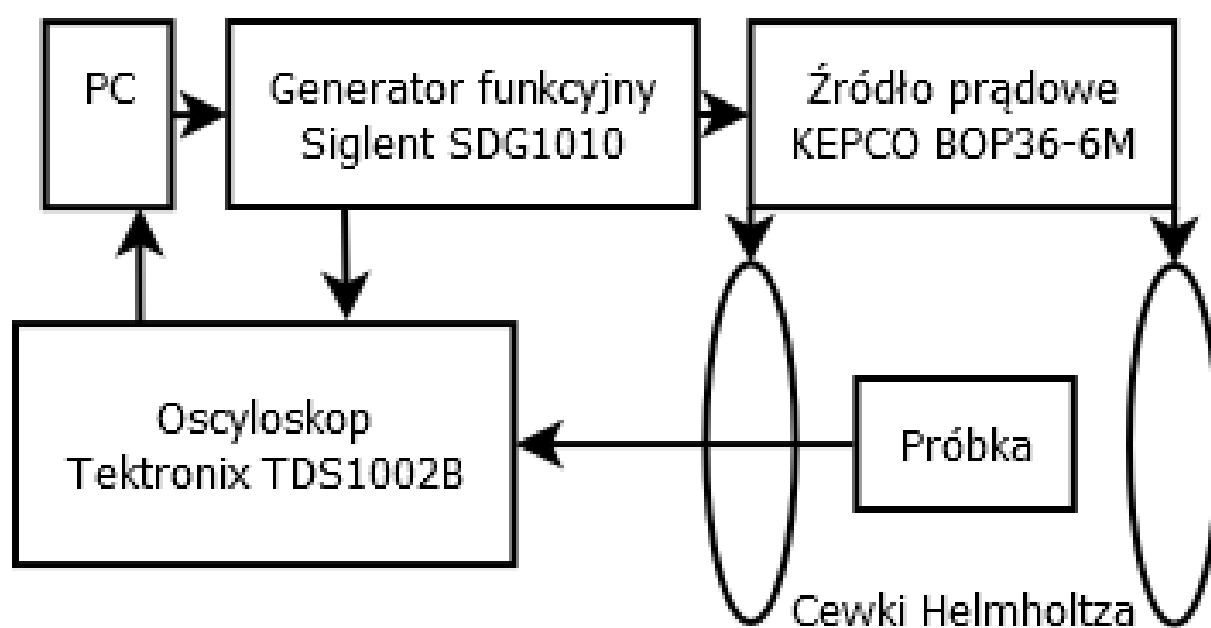
- w obszarze 150x150 mm pole zmienia się od -7% do +15%
- w obszarze 100x100 mm pole zmienia się od -2% do +4%
- w obszarze 60x60 mm pole zmienia się od -0,5% do +1%

Układ pomiarowy pozwala na testowanie czujników pola magnetycznego w zakresie natężenia pola magnetycznego ± 8 kA/m z dokładnością do 1% w obszarze pomiarowym 60x60 mm, z rozdzielczością 1 A/m. Dokładność kompensacji pola magnetycznego Ziemi na stanowisku wynosi do 0,1 A/m. Zastosowanie czujników stacjonarnych mniejszych niż 10x10 mm pozwala na zwiększenie dokładności generowanego pola do 0.8 A/m.

5.3. Stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego

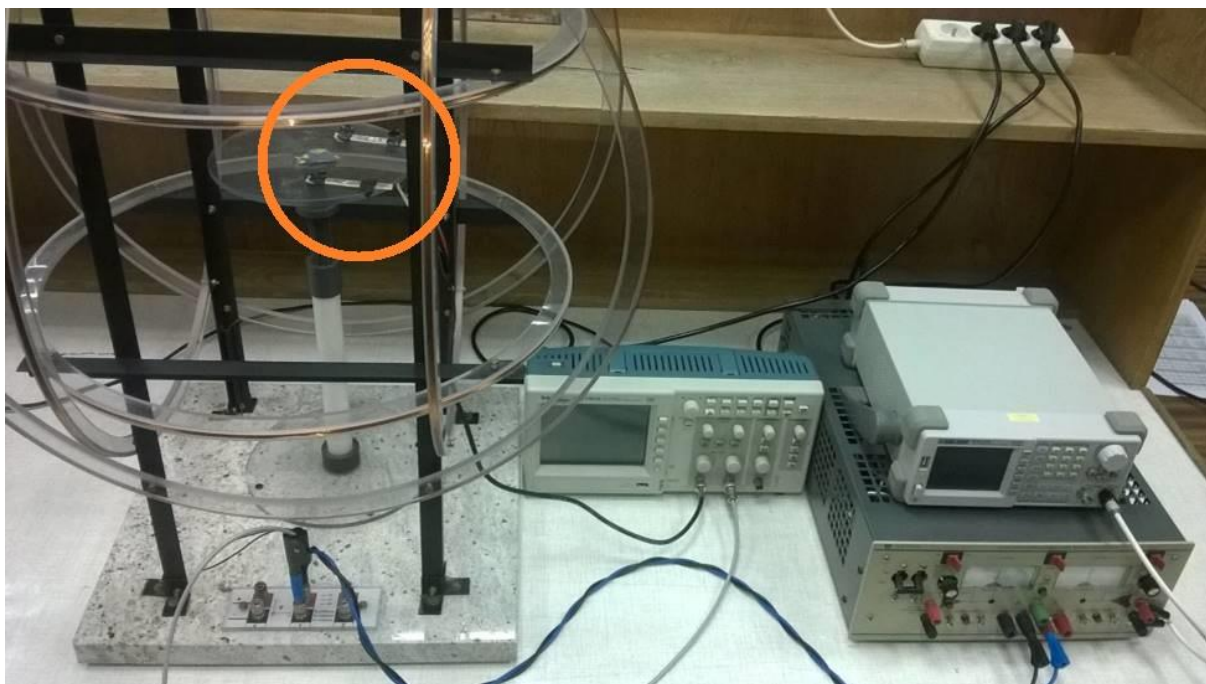
5.3.1. Stanowisko z oscyloskopem Tektronix

Układ pomiarowy składał się z pary cewek Helmholtza zasilanych przetwornikiem napięcie-prąd KEPCO BOP36-6M sterowanym sygnałem napięciowym poprzez generator funkcyjny Siglent SDG1010. Generator sterowano cyfrowo z aplikacji Labview. Zastosowane trójosiowe cewki Helmholtza posiadają zakres zadawanego natężenia pola magnetycznego $H \pm 200$ A/m, co umożliwiło pomiar pola z większą rozdzielczością niż na stanowisku nr 5.2., choć w dużo mniejszym zakresie zadawanych pól magnetycznych.



Rys. 5.8. Schemat blokowy stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji czasu

Próbka umieszczana była w środku cewek, równolegle do kierunku zadawanego pola magnetycznego. Połączenia elektryczne próbki niezbędne do pomiaru napięcia Matteucciego oraz wyjście monitorujące prąd z zasilacza KEPCO podłączano do oscyloskopu cyfrowego Tektronix TDS 1002B, co zapewniło możliwość monitorowania i akwizycji danych. Dane zostały zebrane za pomocą interfejsu USB oraz specjalnie opracowanego programu napisanego w środowisku LabView.

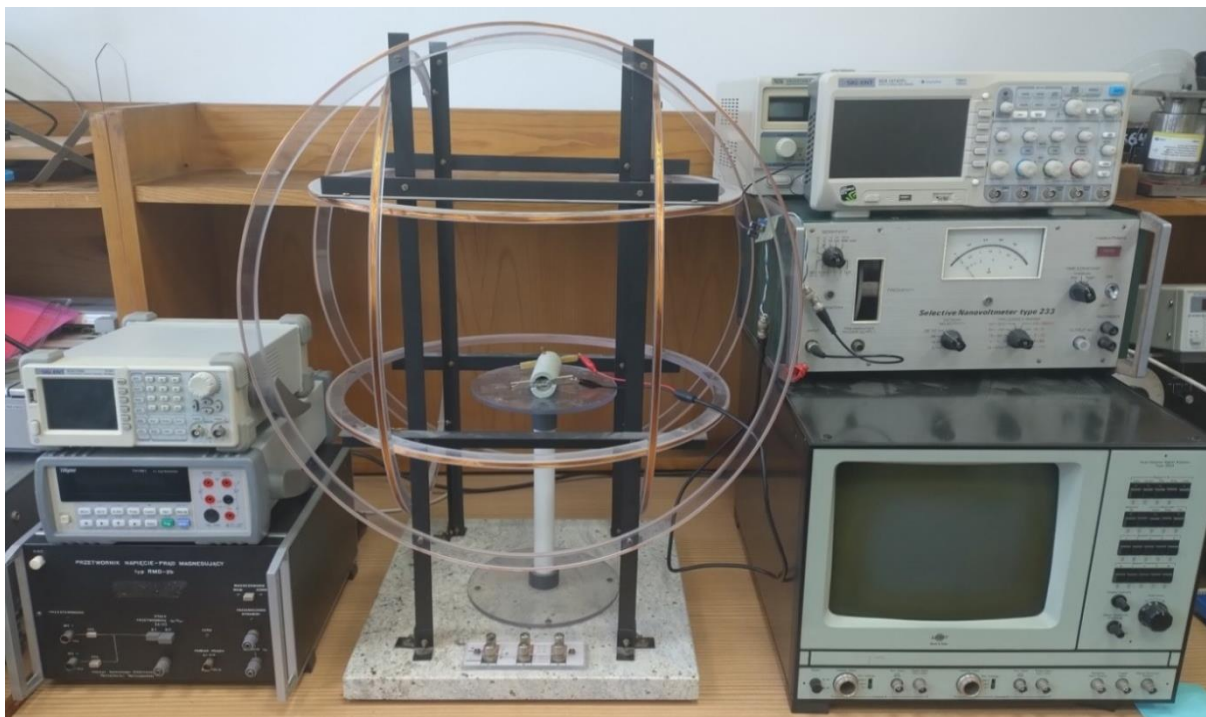


Rys. 5.9. Zdjęcie stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji czasu.

Pomarańczowy okrąg – miejsce mocowania badanej próbki.

Wyniki pomiarów wskazują, że stanowisko pozwala na wykrywanie pików napięcia Matteucciego w zakresie częstotliwości pola magnesującego 30-500 Hz i amplitudzie powyżej 60 A/m. Wyniki są zbyt zaszumione, aby badać efekt Matteucciego w obszarze niskiego pola (poniżej 60 A/m) i niskiej częstotliwości (poniżej 30 Hz) a zastosowany zasilacz nie może wygenerować akceptowalnego sygnału magnesującego w zakresie częstotliwości powyżej 500 Hz. [153]

5.3.2. Stanowisko z oscyloskopem Siglent

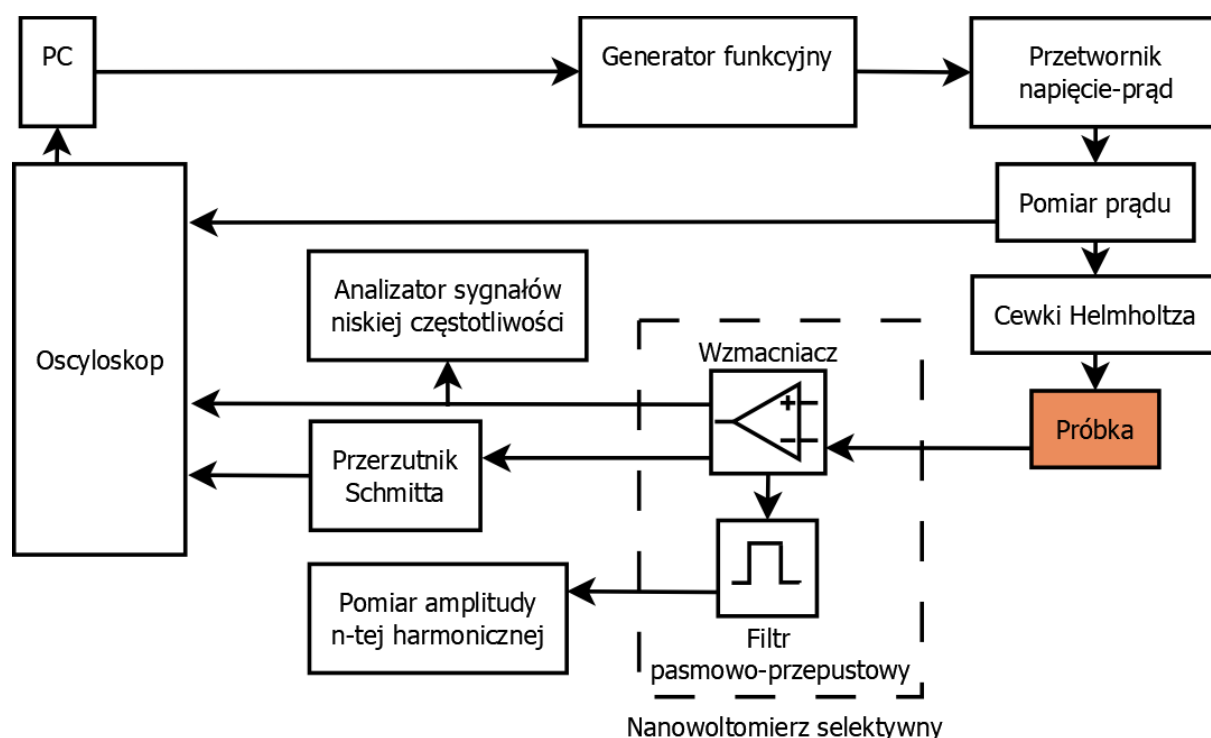


Rys. 5.10. Zdjęcie stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji czasu i częstotliwości

Próbkę drutu amorficznego umieszczono wewnątrz cewek i poddawano działaniu zmiennego pola magnetycznego. Próbką była poddana zmiennemu polu magnetycznemu pochodzącemu z pary magnesujących cewek Helmholtza sterowanych przetwornikiem napięcie-prąd KEPCO BOP36-6M, sterowanym generatorem sygnału napięciowego Siglent SDG1025. Pole magnetyczne DC uzyskano dzięki dodaniu stałego offsetu do przebiegu magnesującego. Zadawany prąd (składowa DC) mierzono amperomierzem Tonghui TH1961. Podjęto próbę kondycjonowania sygnału ME przy użyciu przerzutnika Schmitta, w celu uzyskania sygnału prostokątnego o zmiennym wypełnieniu.

W celu pomiarów napięcia w funkcji czasu, system pomiarowy składał się z komputera klasy PC wyposażonego w specjalnie opracowany system LabView. Program pozyskał dane z oscyloskopu Siglent SDS1074CFL, który mierzył prąd magnesujący i napięcie Matteucciego bezpośrednio, oraz przekształcone przez przerzutnik Schmitta. Napięcie generowane przez ME zostało wzmacnione za pomocą nanowoltomierza selektywnego Unipan typu 233 z pominięciem filtra.

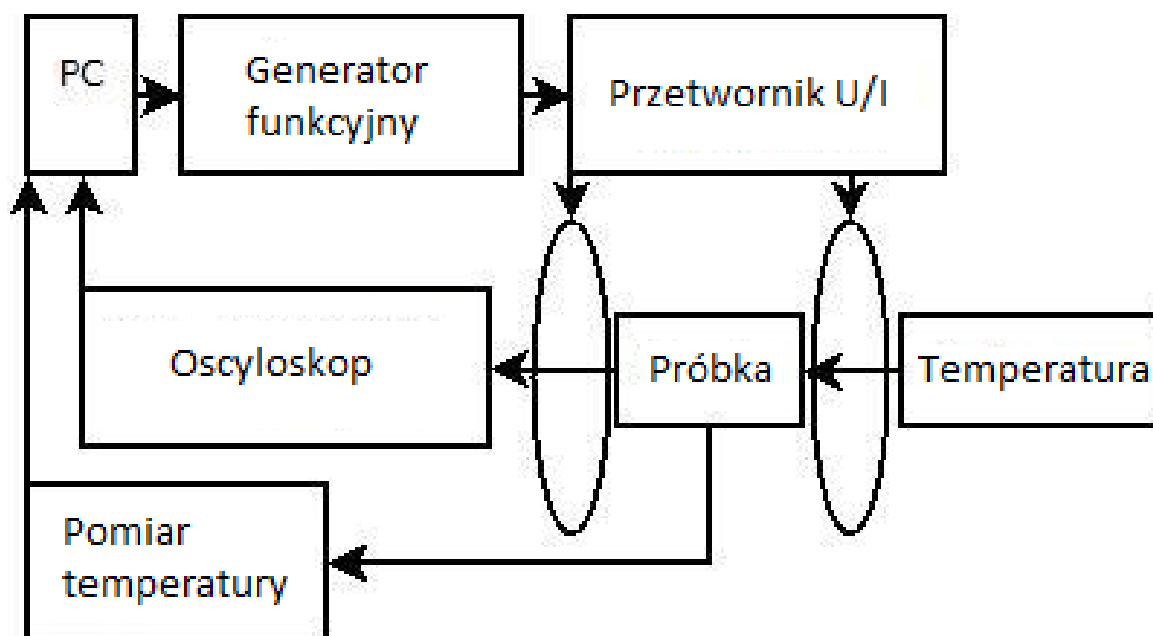
W celu pomiarów w funkcji częstotliwości, system pomiarowy składał się z analizatora sygnału niskiej częstotliwości Brüel&Kjær 2032, który mierzył widmo częstotliwościowe dla wybranej jednej lub pierwszych dziesięciu harmonicznych napięcia pochodzącego ze wzmacniacza z ominięciem filtra. Dodatkowo sygnał mierzony był nanowoltomierzem selektywnym Unipan typu 233 na zakresie pomiarowym $100\ \mu\text{V}$, z którego sygnał dostrojonej n-tej harmonicznej (do setnej) był mierzony woltomierzem Tonghui TH1961, który mierzył tylko napięcie wybranej harmonicznej. Na rysunku 5.11. przedstawiono schemat blokowy podstawowego układu pomiarowego.



Rys. 5.11. Schemat blokowy stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji czasu i częstotliwości

Stanowisko pozwoliło na zbadanie w powiększeniu wyglądu pojedynczych impulsów Matteucciego w dobrej rozdzielczości z wykluczeniem szumów, jednak rozdzielczość ta nie była wystarczająca do zbadania jednocześnie wyglądu impulsów i zależności czasowych pomiędzy dodatnimi i ujemnymi impulsami w całym okresie przebiegu magnesującego. [154, 155, 156]

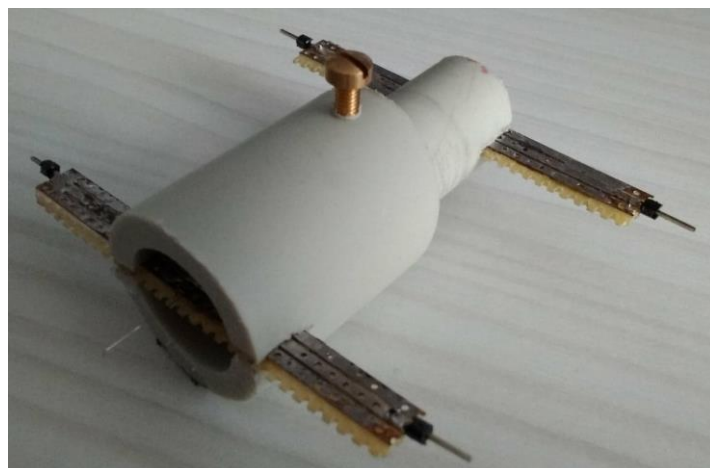
5.4. Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji temperatury rdzenia:



Rys. 5.12. Schemat blokowy stanowiska do pomiaru napięcia Matteucciego w funkcji temperatury

Układ pomiarowy składał się z pary cewek w układzie Helmholtza zasilany prądem przemiennym generowanym przez przetwornik U/I KEPCO BOP 36-6M. W środku cewek próbkę zaizolowaną w rurkach polipropylenowych umieszczono równoległe do kierunku generowanego pola magnetycznego. Zdjęcie mocowania badanej próbki przedstawiono na rysunku 5.13., zaś schemat blokowy stanowiska pomiarowego na schemacie na rysunku 5.12.

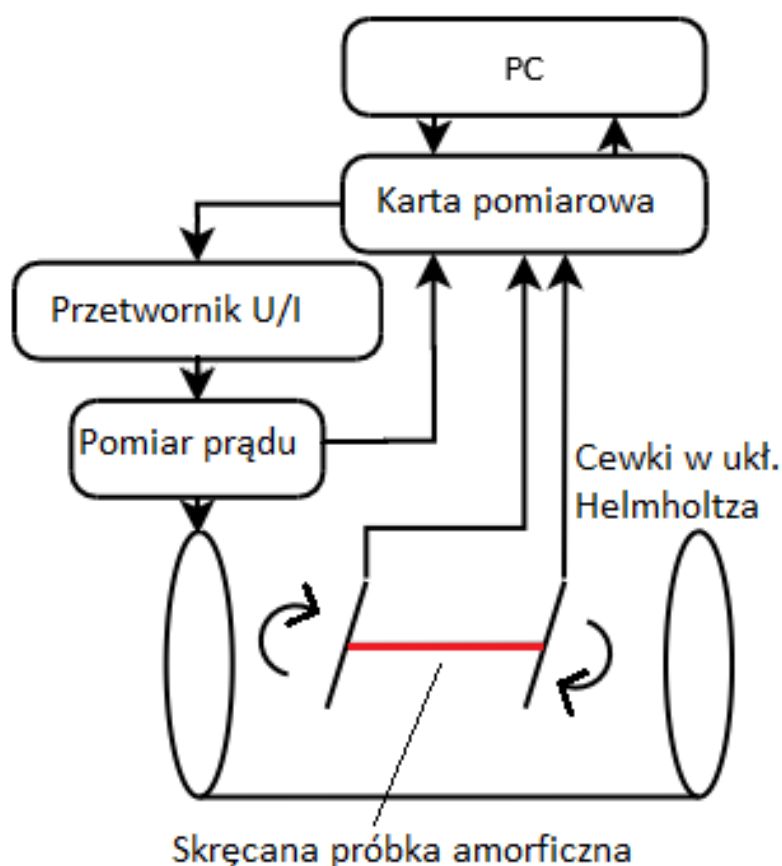
Źródło ciepła w postaci opalarki elektrycznej niskiej mocy podgrzewało wewnątrz do żądanej temperatury za pomocą przymocowanych przewodów pneumatycznych. Temperaturę kontrolowano w pobliżu próbki za pomocą termopary typu K. Sygnał napięciowy z próbki mierzono w domenie czasowej oscyloskopem Siglent SDS 1074CFL podłączonym do komputera PC. W celu redukcji szumów każdy punkt pomiarowy był mierzony 20 razy i średnią wartość zapisywano do dalszej analizy. [157]



Rys. 5.13. Próbkę z drutu amorficznego w rurkach PP z elektrodami

Zakres temperatury ograniczony był do 80°C, ponieważ stop Lichtenberga (Bi 50%, Pb 30%, Sn 20%) użyty do lutowania próbki do połączeń elektrycznych topi się w ok. 92°C.

5.5. Stanowisko do pomiaru napięcia Matteucciego z wykorzystaniem karty NI DAQ, przy zmiennym naprężeniu oraz skręceniu próbki

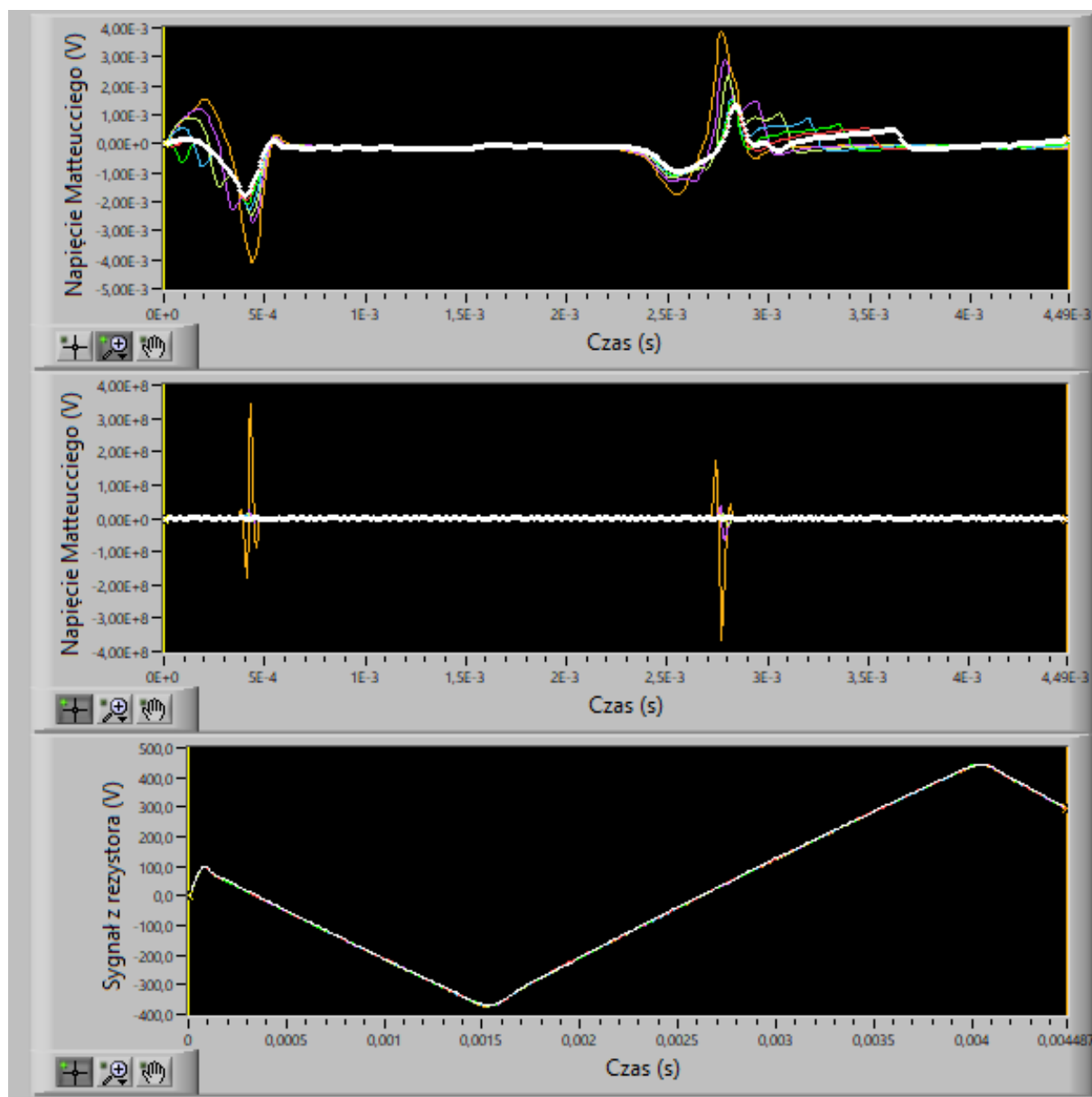


Rys. 5.14. Schemat blokowy systemu pomiarowego z kartą pomiarową NI DAQ

Obserwowane impulsy Matteucciego są niezwykle krótkie i strome, a jednocześnie ich podstawowa częstotliwość w prowadzonych badaniach była niska, i wynosiła około 100Hz. W wyniku problemów związanych z niską rozdzielczością przetworników analogowo-cyfrowych w oscyloskopach cyfrowych, opracowano stanowisko do badań efektu Matteucciego wykorzystujące kartę akwizycji danych National Instruments. Schemat blokowy stanowiska pomiarowego przedstawiono na rysunku 5.14.

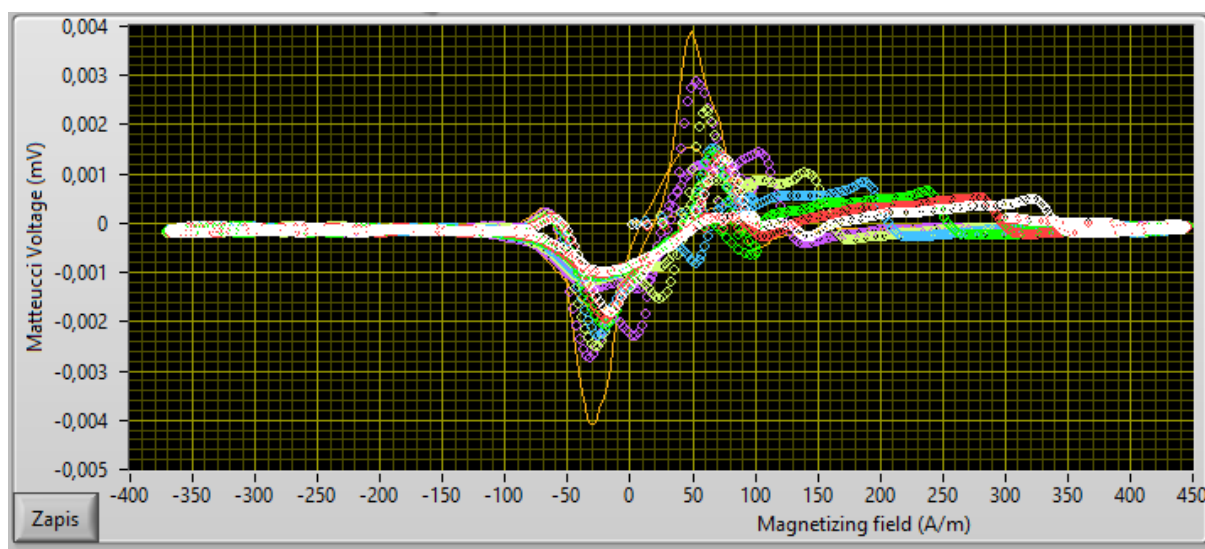
System pomiarowy składał się z komputera PC wyposażonego w autorski program opracowany w oprogramowaniu National Instruments LabVIEW oraz karty akwizycji danych (DAQ) National Instruments PCI-6221 lub USB-6363, do której doprowadzane są sygnały napięciowe z pomiaru prądu (napięcie z bocznika $1\ \Omega$ w szeregu z prądem magnesującym) oraz próbki z drutu amorficznego. Karta DAQ zapewniła wysokie wzmocnienie napięcia, aby

nie wprowadzać dodatkowych opóźnień i szumów wywołanych przez zewnętrzne wzmacniacze, oraz możliwość zbadania zarówno wyglądu impulsów jak i czasu wystąpienia impulsów napięcia Matteucciego jednocześnie. Każdy pomiar wykonywano 20 razy i uśredniano do jednego wyniku i jego odchylenia standardowego. Przykładowe wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 5.15. i 5.16.:



Rys. 5.15. Przykładowe wykresy napięcia Matteucciego (na górze), wykresu algorytmu wyznaczającego szczyt impulsu (pośrodku) i pola magnesującego w funkcji czasu dla 6 pomiarów zebrane przy pomocy systemu pomiarowego

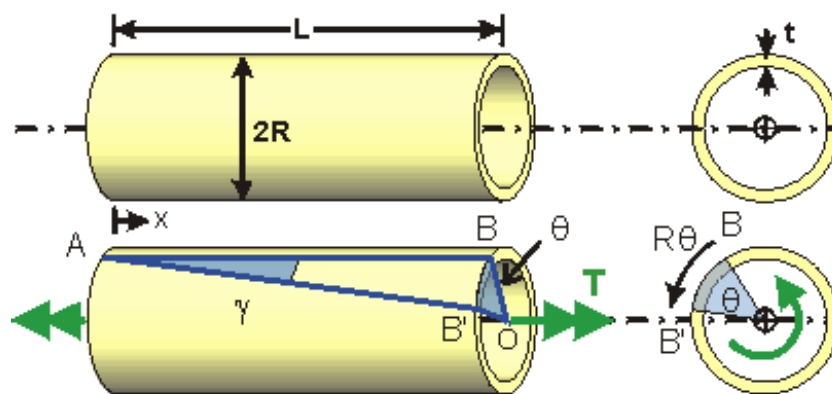
Próbkę wraz z mocowaniem umieszczono wewnątrz pary cewek Helmholtza, aby zapewnić jednorodne magnesujące pole magnetyczne. Cewki były zasilane z przetwornika U/I KEPCO BOP 36-6M sterowanego kartą DAQ. Następnie mierzono napięcie Matteucciego za pomocą karty akwizycji danych a dane zapisywane były na komputerze. [158]



Rys. 5.16. Przykładowe wykresy napięcia Matteucciego w funkcji natężenia pola magnesującego dla 6 pomiarów

Drut amorficzny został przylutowany do elektrod za pomocą stopu Lichtenberga, który topi się w temperaturze 90°C, aby uniknąć krystalizacji spowodowanej przegrzaniem drutu, a następnie elektrody przyklejono do jarzma z obrotnicą, które skręcało rdzeń o ustalony kąt, oraz wywierało na niego stałą siłę osiową. Próbkę poddawano obrotowi o -2,5 do +2,5 obrotu, co odpowiada odkształceniu od -0,013 do 0,013, a wynikowe przyłożone naprężenie osiowe wyniosło ok. 70 MPa. Schemat obliczenia odkształcenia skrętnego (γ) definiowane jako odkształcenie kątowe na jednostkę długości przedstawiono na rys. 5.17.:

$$\gamma = \frac{R_{\theta}}{L} \quad (5.1)$$



Rys. 5.17. Przedstawienie odkształcenia skrętnego [159]

Natomiast naprężenie osiowe wyznaczano na podstawie przekroju drutu oraz obciążenia na haczyku (nr 4 na rysunku 5.18.):

$$\sigma = \frac{F}{A} = \frac{mg}{A} * \frac{r}{R} \quad (5.2)$$

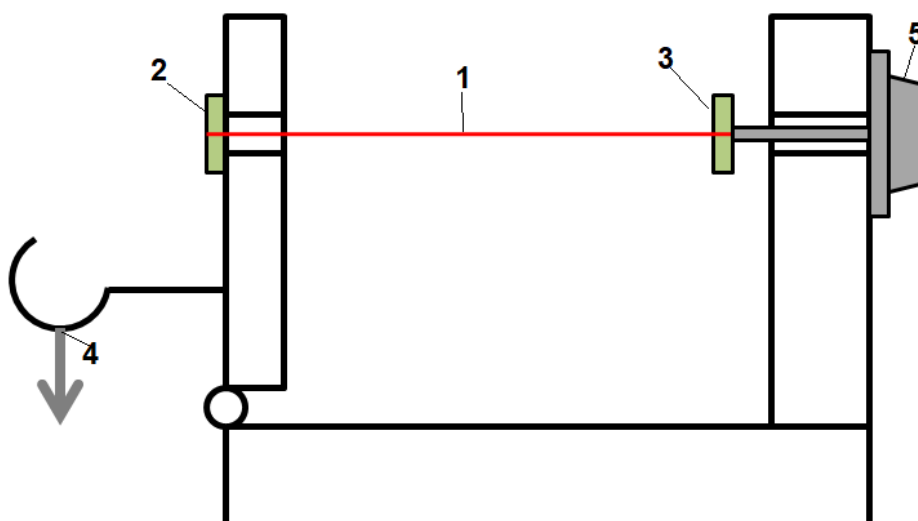
gdzie:

m – masa zawieszona na haczyku 4,

g – przyspieszenie ziemskie,

r – ramię obrotu punktu 4 względem zawiasu,

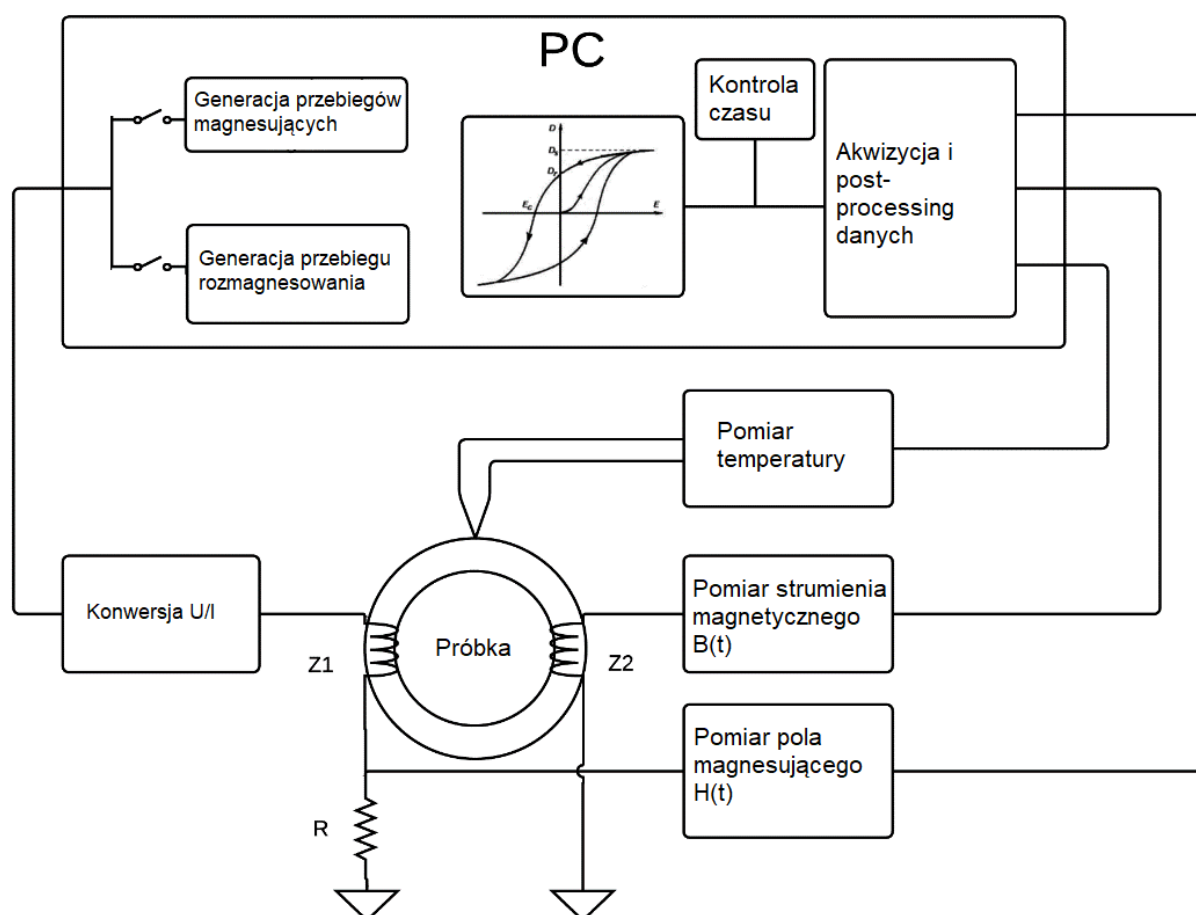
R – ramię obrotu punktu 2 względem zawiasu.



Rys. 5.18. Schemat zamocowania próbki w jarzmie: 1- rdzeń amorficzny, 2 – elektroda stała, 3 – obrotowe ramię z elektrodą, 4 – zawieszona masa, 5 – precyzyjny obrotomierz

5.6. Histerezograf magnetyczny

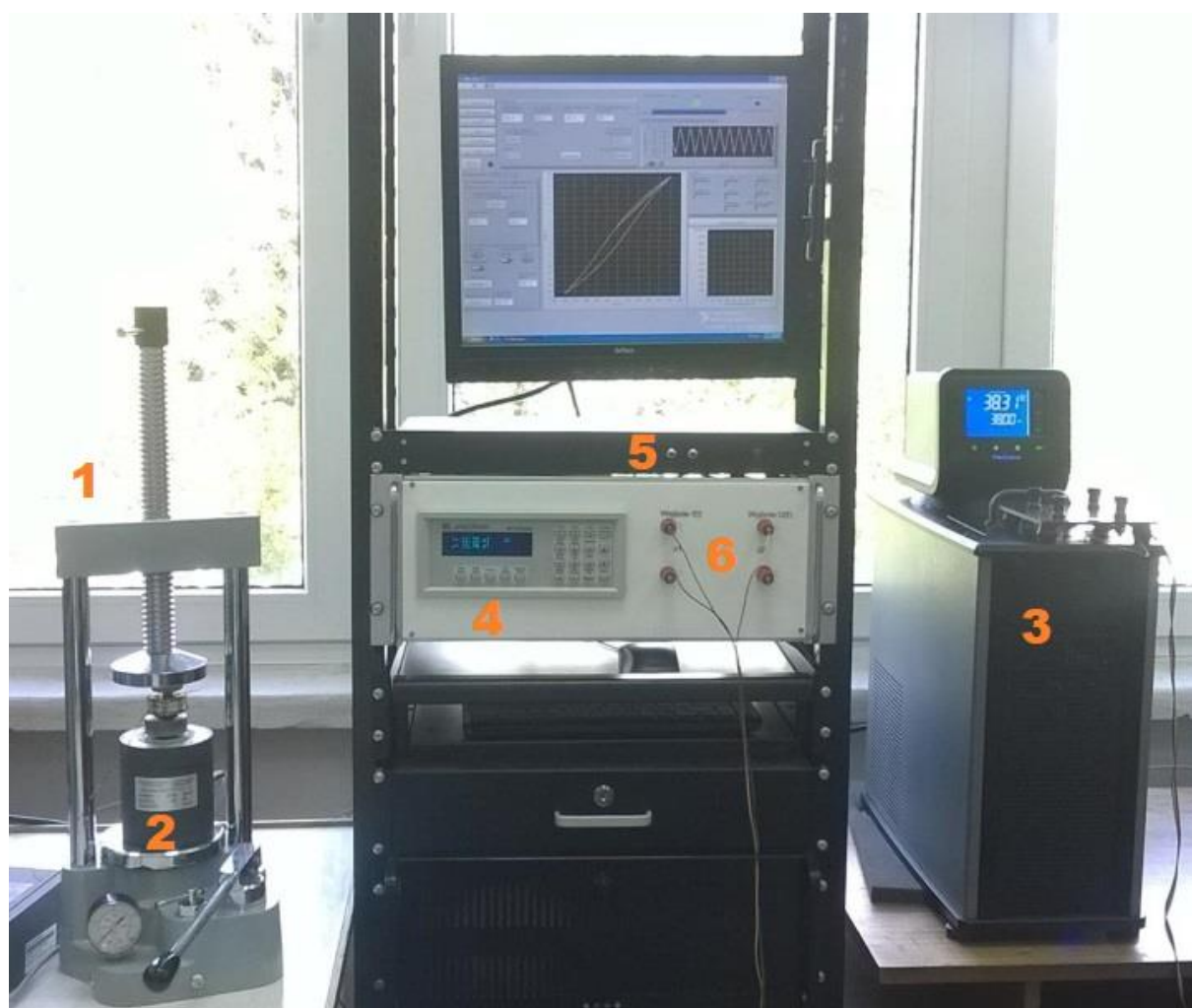
W celu pomiaru pętli histerezy magnetycznej badanych miękkich materiałów magnetycznych, określania ich podstawowych parametrów jak i szacowania anizotropii osiowej, opracowano i zbudowano histerezograf magnetyczny $B(H)$ [160, 161, 162, 163, 164, 165]. Schemat blokowy urządzenia przedstawiono na rysunku 5.19.



Rys. 5.19. Schemat blokowy systemu pomiarowego pętli histerezy [160]

Układ to klasyczny histerezograf, który generuje w próbce zmienny strumień pola magnetycznego przez użycie uzwojenia magnesującego i mierzy zmianę namagnesowania materiału poprzez napięcie zaindukowane w uzwojeniu pomiarowym. Stanowisko pozwala na prowadzenie serii pomiarów ze zmiennymi parametrami pola magnesującego, takimi jak amplituda, częstotliwość i kształt jego przebiegu. Wykorzystując metodę iteracyjną, stanowisko pozwala również na generowanie w próbkach liniowego i sinusoidalnego

strumienia magnetycznego, co zapewnia mniejsze straty w porównaniu z wykorzystaniem liniowego i sinusoidalnego pola magnetycznego [166]. To z kolei pozwala na pomiary rzeczywistych parametrów magnetycznych, bez przekłamań w postaci znaczących prądów wirowych. Kluczowymi parametrami wynikającymi z takiego pomiaru są krzywa przenikalności względnej μ , straty mocy P_h , koercja H_c , indukcja nasycenia B_s oraz zmiany remanencji magnetycznej B_r w funkcji różnych parametrów. Opracowane urządzenie służy do pomiarów wolnozmiennych i quasi-statycznych.



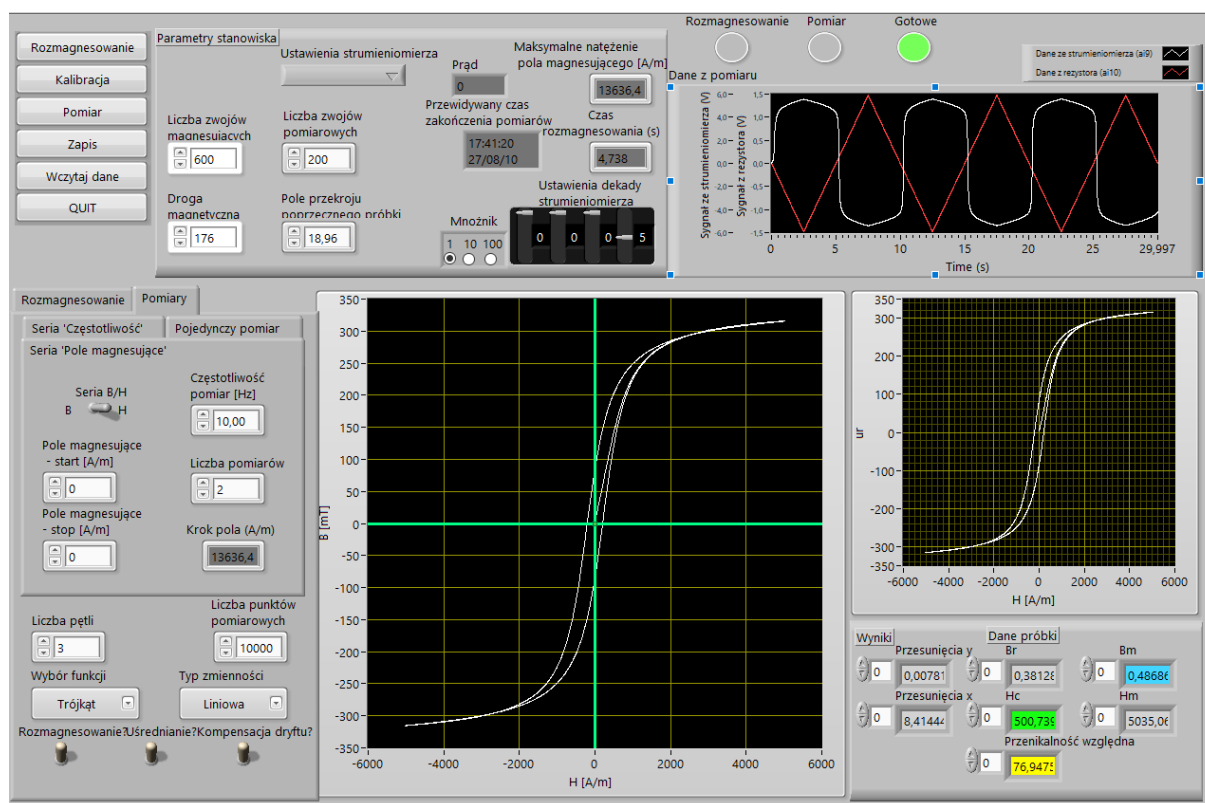
Rys. 5.20. Zdjęcie histerezografu z dodatkowymi akcesoriami: 1 – prasa hydrauliczna, 2 – czujnik nacisku, 3 - kriostat, 4 - strumieniomierz, 5 – przetwornik U/I, 6 – wyprowadzenia połączeń

System pracuje pod kontrolą komputera PC z oprogramowaniem National Instruments LabVIEW do zarządzania systemami pomiarowymi. Rdzeń systemu składa się z przetwornika napięcie-prąd KEPCO BOP 36-6M oraz strumieniomierza LakeShore 480 sterowanego przez komputer PC z kartą pomiarową NI DAQ PCI-6221.

Tabela 5.1. Parametry zastosowanych przyrządów pomiarowych

Moduł	Nazwa urządzenia	Najważniejsze parametry
Przetwornik U/I	KEPCO BOP 36-6M	Max. natężenie prądu ± 6 A Max. napięcie ± 36 V
Karta akwizycji danych	National Instruments NI PCI 6221	Max. napięcie wejściowe ± 10 V 16-bitowy 250 kS/s ADC 16-bitowy DAC
Strumieniomierz	LakeShore Model 480	Zakres pomiarowy DC 0-300 mVs Dokładność ± 10 μ Vs
Kriostat	PolyScience AD07R-40-A12E	Zakres temperatur -40° - 200°C Stabilność temperatury $\pm 0.01^{\circ}\text{C}$
Czujnik siły	ZEPWN CL 14	Zakres pomiarowy 20 kN Dokładność 0,1%

Na rys. 5.21. przedstawiono panel użytkownika programu. Na wykresie głównym widać pętlę histerezy badanego magnetyka, na wykresie pobocznym można przybliżyć wybrane fragmenty pętli lub wyświetlić krzywą przenikalności magnetycznej.



Rys. 5.21. Panel użytkownika systemu pomiarowego pętli histerezy

Parametry użytkowe i metrologiczne zbudowanego histerezo grafu dorównują deklarowanym przez najważniejszych producentów, tj. Dr Steingroever GMBH z Niemiec oraz Laboratorio Elettrofisico z Włoch, natomiast otwarta struktura sprzętowa i software'owa umożliwia wprowadzanie nowych idei i metod pomiarowych, takich jak np. automatyczny pomiar krzywej bezhisterezowej, lub kontrolowane rozmagnesowanie wysokoprzenikalnościowych stopów amorficznych.

6. Wyniki własnych badań eksperymentalnych w jednorodnym polu magnetycznym

6.1. Wyniki badań próbki opartej na żelazie w domenie czasowej

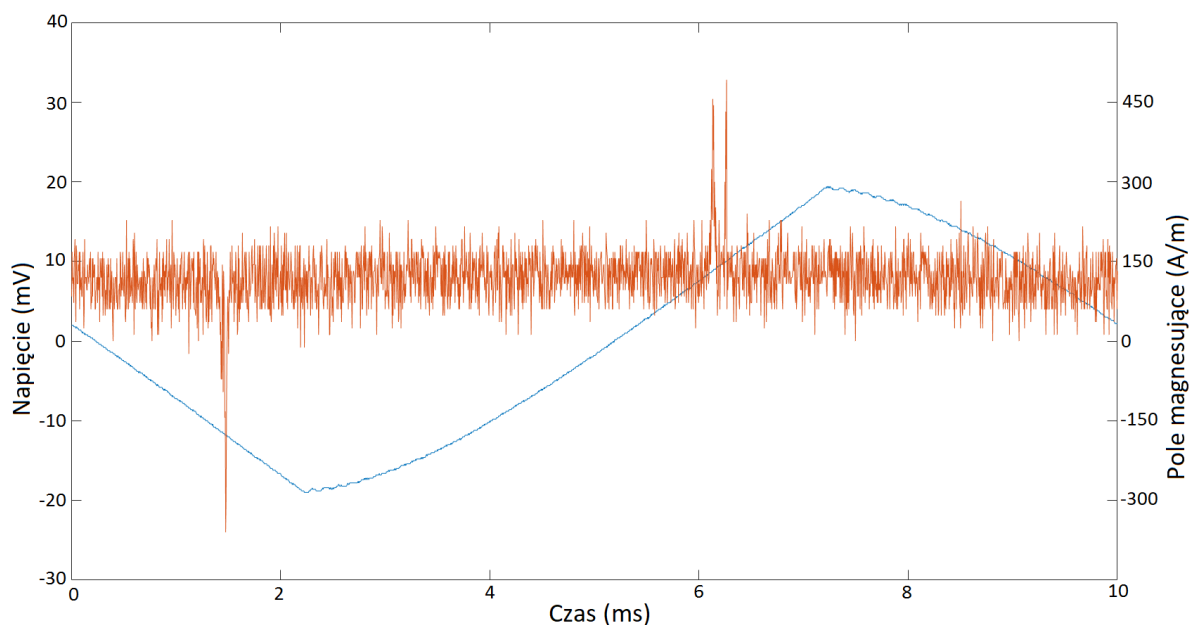
Końce 10-centymetrowego amorficznego drutu o średnicy 20 μm pokrytego PMMA, opartego na żelazie (FeSiB), przylutowano niskotopliwym stopem Lichtenberga do styków elektrycznych. Stop Lichtenberga zastosowano, aby zminimalizować krystalizację spowodowaną ciepłem lutowania. Próbkę wyżarzano w stanie skręconym metodą wyżarzania prądowego na stanowisku z pkt. 5.1., co zapewniało właściwy kierunek wektora magnetyzacji. Parametry procesu były następujące:

- 0,3 obrotu/cm,
- natężenie prądu 20 mA,
- warunki normalne.

Następnie korzystając ze stanowiska z pkt. 5.3.1. przy parametrach:

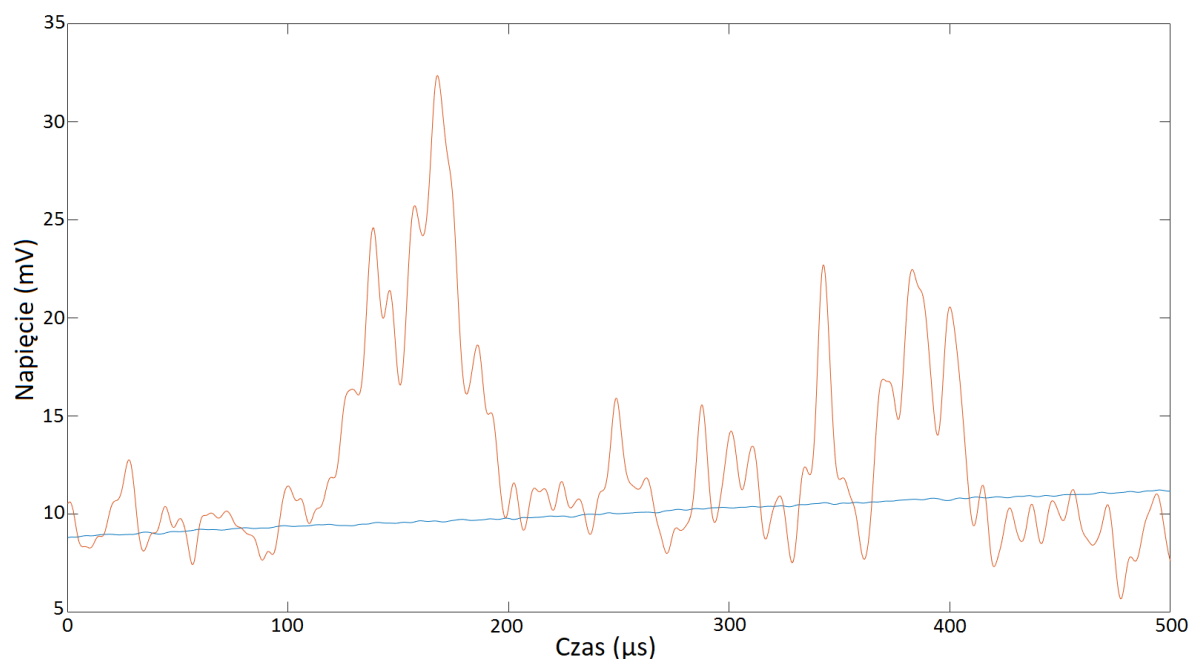
- amplituda pola magnesującego 300 A/m,
- częstotliwość pola magnesującego 100 Hz,

uzyskano pierwsze charakterystyki efektu Matteucciego, przedstawione na rysunku poniżej.



Rys. 6.1. Napięcie Matteucciego dla próbki opartej na żelazie (wykres pomarańczowy – napięcie z rdzenia, niebieski – pole magnesujące)

Zaobserwowano sygnał mocno zaszumiony, dlatego potrzebna była filtracja sygnału. Zastosowano filtr Butterwortha trzeciego rzędu, co ułatwiło zbadanie sygnału. Przetworzony impuls napięcia przedstawiono na rys. 6.2.



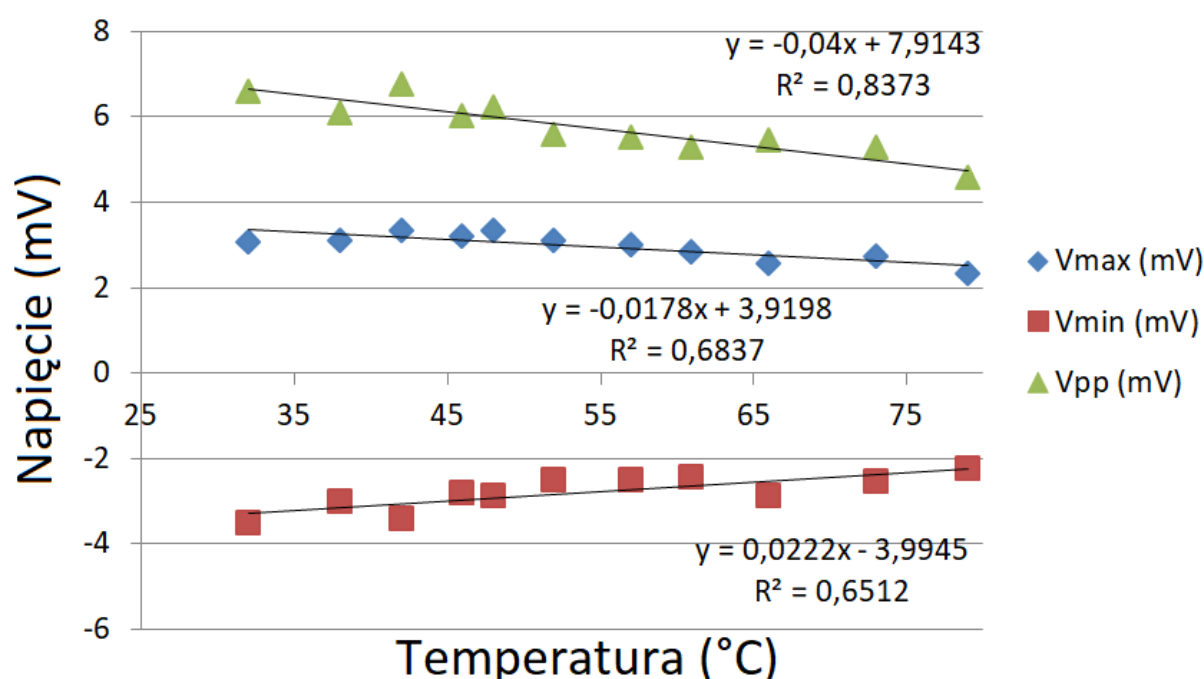
Rys. 6.2. Impulsy napięcia z rdzenia po przefiltrowaniu

Można zauważyć, że impulsy występują parami. W prezentowanym przypadku pierwszy szczyt ma amplitudę ok. 25 mV a drugi ok. 15 mV i jest opóźniony o 200 μ s. Szczyty te pojawiają się po każdej zmianie znaku sygnału magnesującego. Pojawia się również wiele mniejszych szczytów, co może świadczyć o istnieniu domen w danym materiale, które mogły powstać w procesie wyżarzania.

Badania wskazały również, że opóźnienie impulsów w stosunku do sygnału magnesującego rośnie wraz z częstotliwością. Jest to spowodowane skończoną prędkością propagacji domen magnetycznych, która opóźnia odwrócenie magnetyzacji próbki.

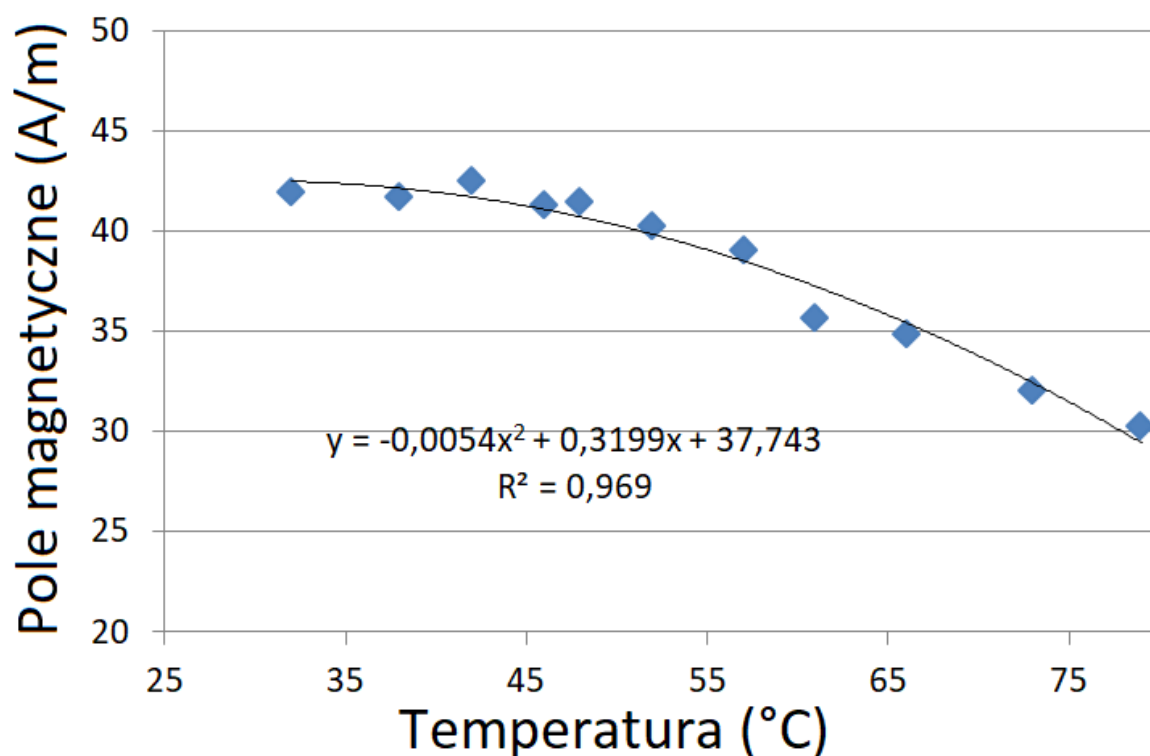
6.2. Wpływ temperatury na efekt Matteucciego w stopach na bazie żelaza

Badania wpływu temperatury na efekt Matteucciego w stopach amorficznych zostały przeprowadzone na próbce opartej na bazie żelaza (FeSiB). Głównym celem tych badań było sprawdzenie, czy temperatura ma znaczący wpływ na sygnał efektu Matteucciego, podobnie jak wpływa na wartość pola koercji stopów magnetycznych. W tym celu posłużono stanowisko opisane w pkt.5.4. Na rys. 6.3. przedstawiono otrzymane wyniki dla zmiany amplitudy w funkcji temperatury.



Rys. 6.3. Wykres wpływu temperatury na amplitudę impulsów napięcia Matteucciego

Zmianę wykazywała także wartość pola magnetycznego, przy którym próbka zmieniała swoją magnetyzację. Na rys. 6.4. przedstawiono otrzymany wykres wartości pola wyzwalającego impulsy w funkcji temperatury.



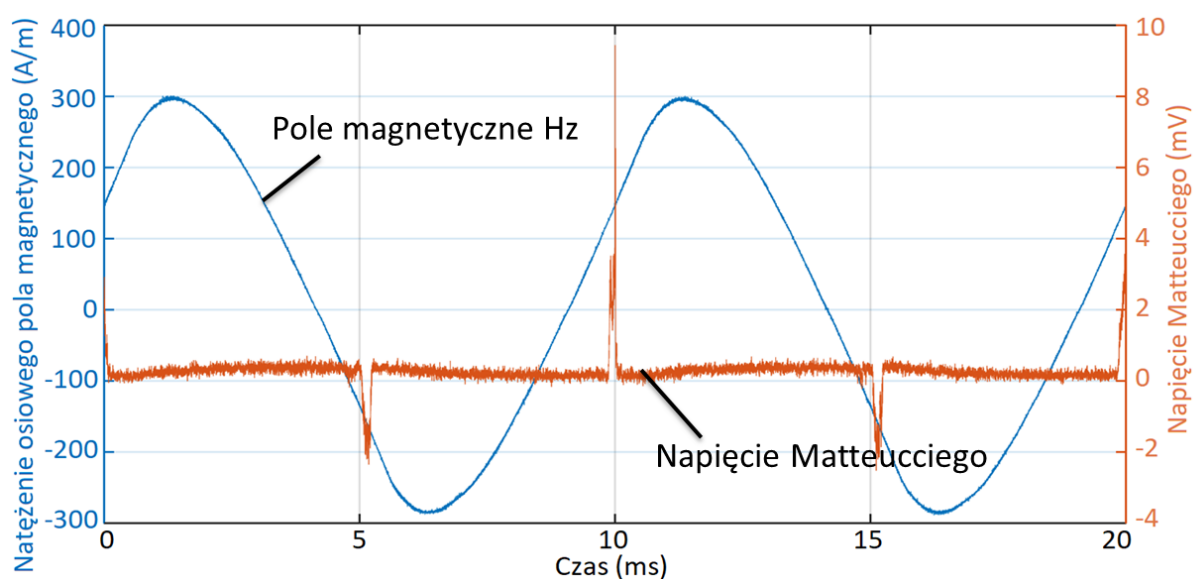
Rys. 6.4. Wykres wpływu temperatury na wartość pola wyzwalającego impulsy Matteucciego

Wyniki wskazują, że wartość amplitudy sygnału zmieniła się o 32% a wartość pola wyzwalającego o 29% w zakresie temperatur od 32°C do 80°C. Zmiana ta jest spowodowana głównie relaksacją naprężeń i spadkiem koercji wraz ze wzrostem temperatury i powinna być brana pod uwagę przy wszelkich badaniach, w których warunki odbiegają od normalnych.

Drut ze stopu na bazie żelaza generował sygnał mocno zaszumiony, a ponieważ niezbędne było również kondycjonowanie materiału poprzez wyżarcie, postanowiono porzucić ten materiał w dalszych badaniach i skupić się na próbkach na bazie kobaltu.

6.3. Wyniki badań próbki opartej na kobalcie w domenie czasowej

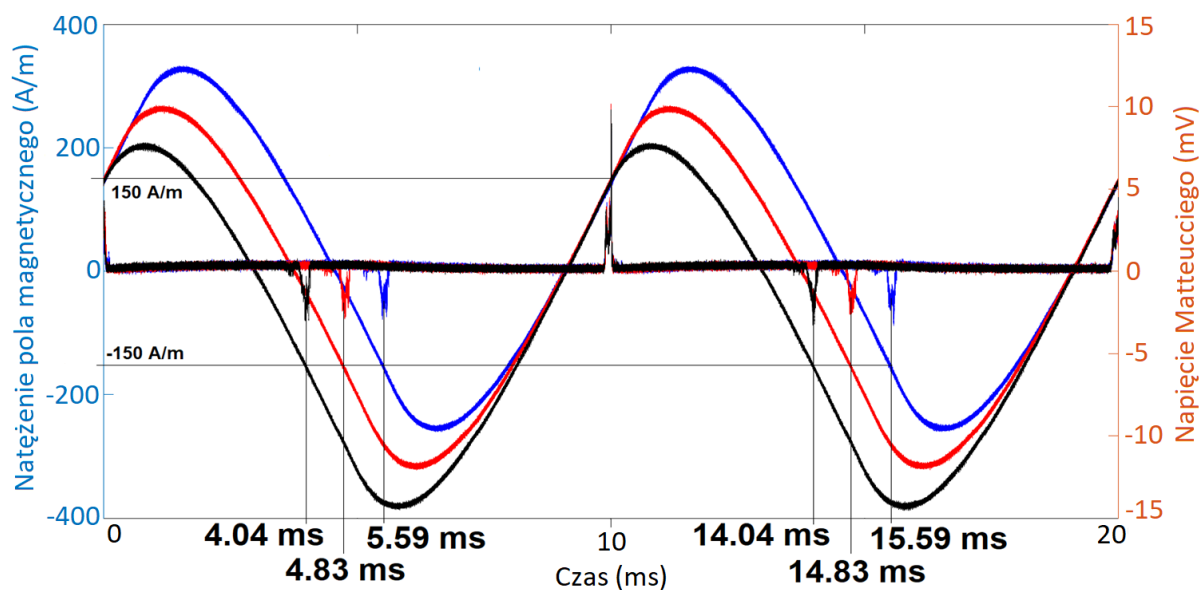
By uniknąć procesu wyżarzania, obiekt badań został zmieniony na materiały o ujemnej magnetostrykcji, które już po procesie produkcji posiadają odpowiedni układ wektora magnetyzacji. Korzystając ze stanowiska z pkt. 5.3.2. przebadano rdzeń z drutu amorficznego opartego na kobalcie (CoFeSiB) wyprodukowanego przez firmę AICHI Steel o oznaczeniu 101DC5T. Próbka o długości 6,5 cm została poddana obrotowi o 360 stopni.



Rys. 6.5. Przykładowe wykresy napięcia Matteucciego oraz pola magnesującego w funkcji czasu.

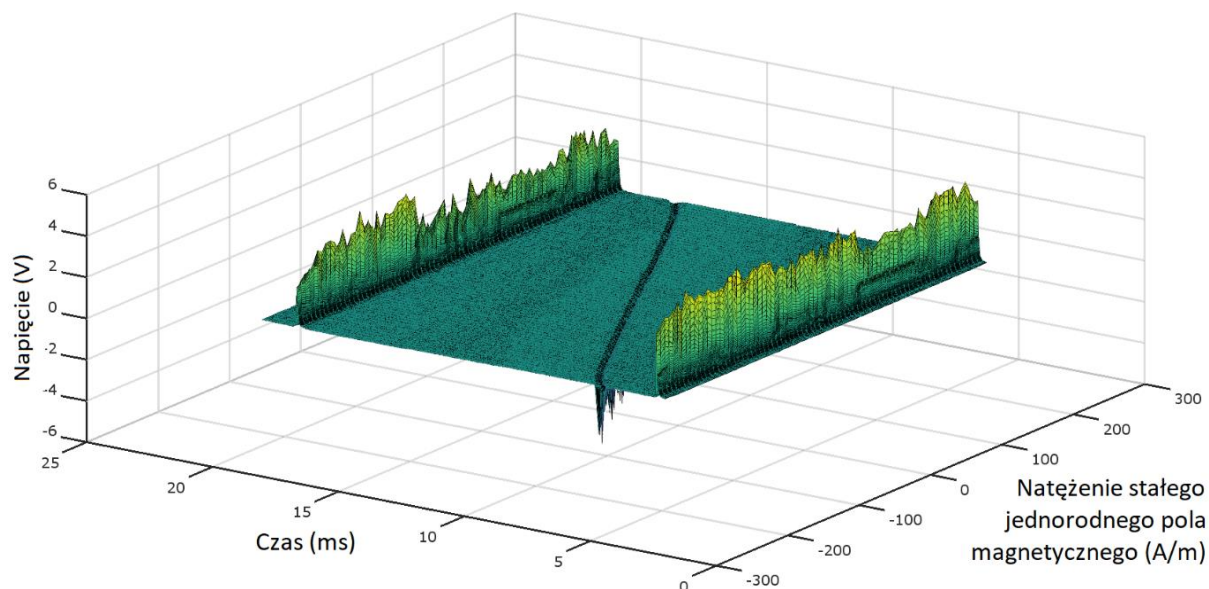
Zauważono wyraźne zmniejszenie szumów oraz większą powtarzalność impulsów w stosunku do badań przeprowadzonych na wyżarzonym rdzeniu z materiału na bazie żelaza.

Następnie zadawano przemienne pole magnesujące wraz ze zmienną składową stałą. Miało to na celu symulację stałego jednorodnego pola magnetycznego, które teoretyczny sensor oparty na efekcie Matteucciego miałby mierzyć (czarny - 90 A/m, czerwony - 30 A/m, niebieski - 30 A/m). Linie przy 150 A/m wskazują stałą wartość pola przemagnesowania sensora.



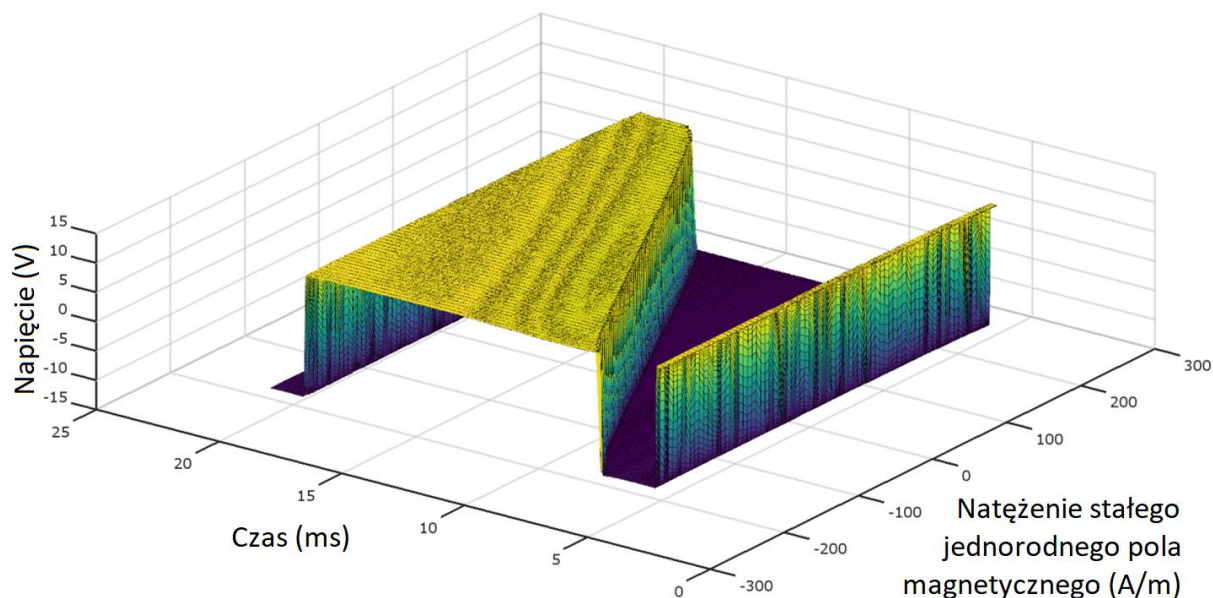
Rys. 6.6. Przykładowe wykresy napięcia Matteucciego oraz pola magnesującego z podmagnesowaniem w funkcji czasu

Następnie korzystając z układu wzmacniacza i kondycjonowania sygnału z pkt. 5.3.2. uzyskano następujące charakterystyki sensora:



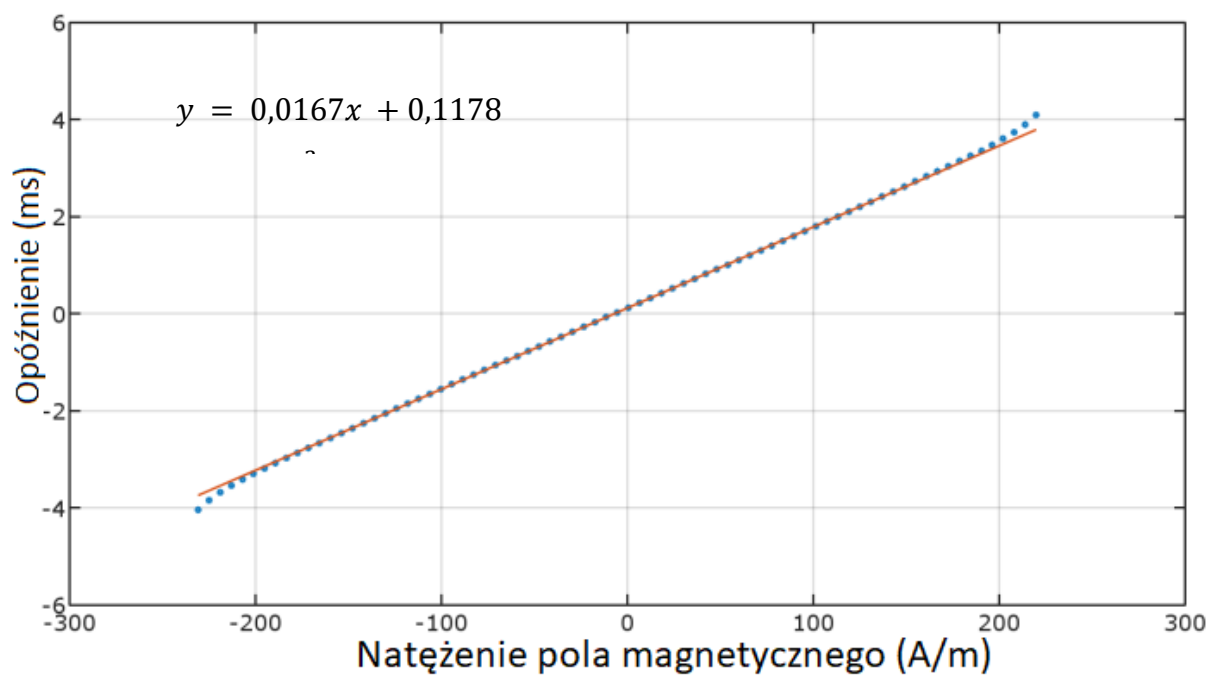
Rys. 6.7. Charakterystyka impulsów czasowych w funkcji jednorodnego stałego pola magnetycznego w obszarze sensora

Z racji braku jednoznaczności amplitudy i szerokości impulsów w funkcji natężenia stałego pola magnetycznego i powiązaną z tym niepewnością pomiaru czasu wystąpienia impulsu zastosowano kondycjonowanie sygnału w postaci przerzutnika Schmitta.



Rys. 6.8. Wykres czasowy sygnału z sensora w funkcji jednorodnego stałego pola magnetycznego w jego obszarze

Sygnał wyjściowy z sensora to sygnał prostokątny o zmiennym współczynniku wypełnienia zależnym od natężenia przyłożonego stałego jednorodnego pola magnetycznego. Na podstawie wyników przedstawionych na rys. 6.8. uzyskano następnie końcową charakterystykę opóźnienia impulsów w funkcji jednorodnego pola magnetycznego dla sensora opartego na stopie na bazie kobaltu, przedstawioną na rys. 6.9.



Rys. 6.9. Zależność opóźnienia opadającego zbocza sygnału od przyłożonego stałego pola magnetycznego

W zakresie -180 – 180 A/m wykazano liniową zależność opóźnienia impulsów pochodzących od efektu Matteucciego od przyłożonego stałego pola magnetycznego.

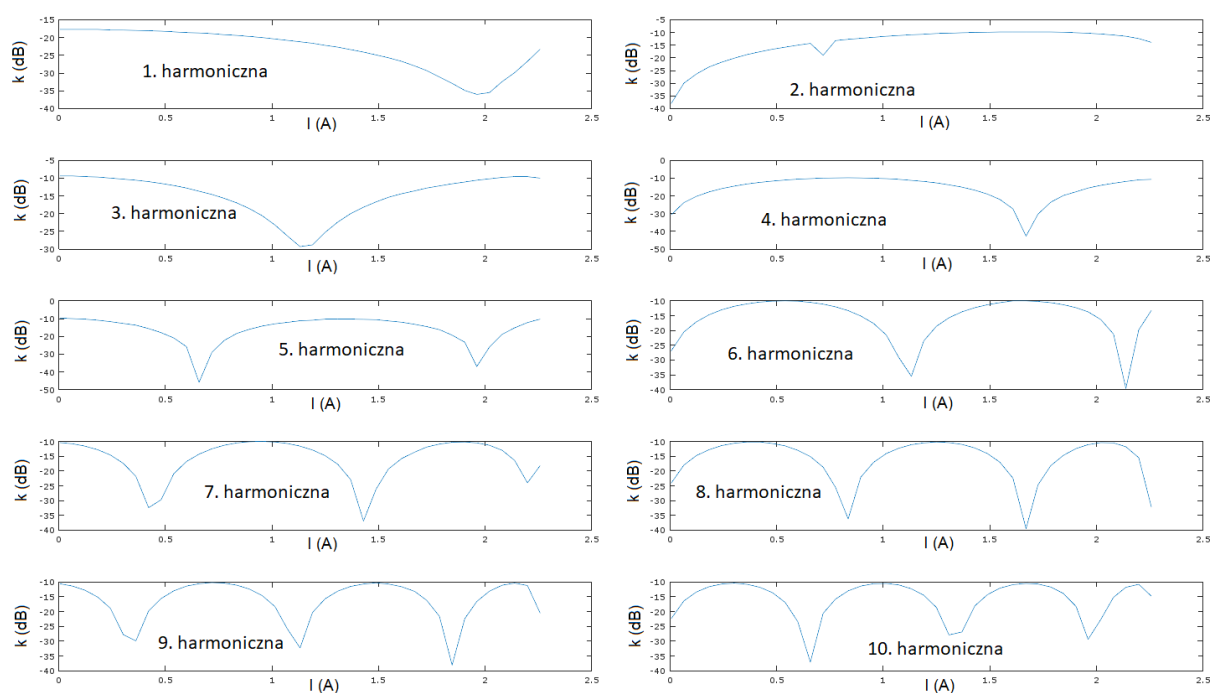
6.4. Wyniki dla próbki opartej na kobaltie w domenie częstotliwościowej

Korzystając ze stanowiska z pkt. 5.3.2. zmierzono również charakterystykę częstotliwościową napięcia pochodzącego z efektu Matteucciego. Za pomocą analizatora sygnałów niskiej częstotliwości, który poddał sygnał obróbce w postaci szybkiej transformaty Fouriera (FFT) wyznaczono wzmocnienie poszczególnych harmonicznich sygnału podstawowego w funkcji wartości stałego pola magnetycznego zadawanego na rdzeń próbki.

Generowane przemienne pole przemagnesowujące próbkę miało następujące parametry:

- Przebieg trójkątny
- Częstotliwość 80 Hz
- Amplituda 150 A/m

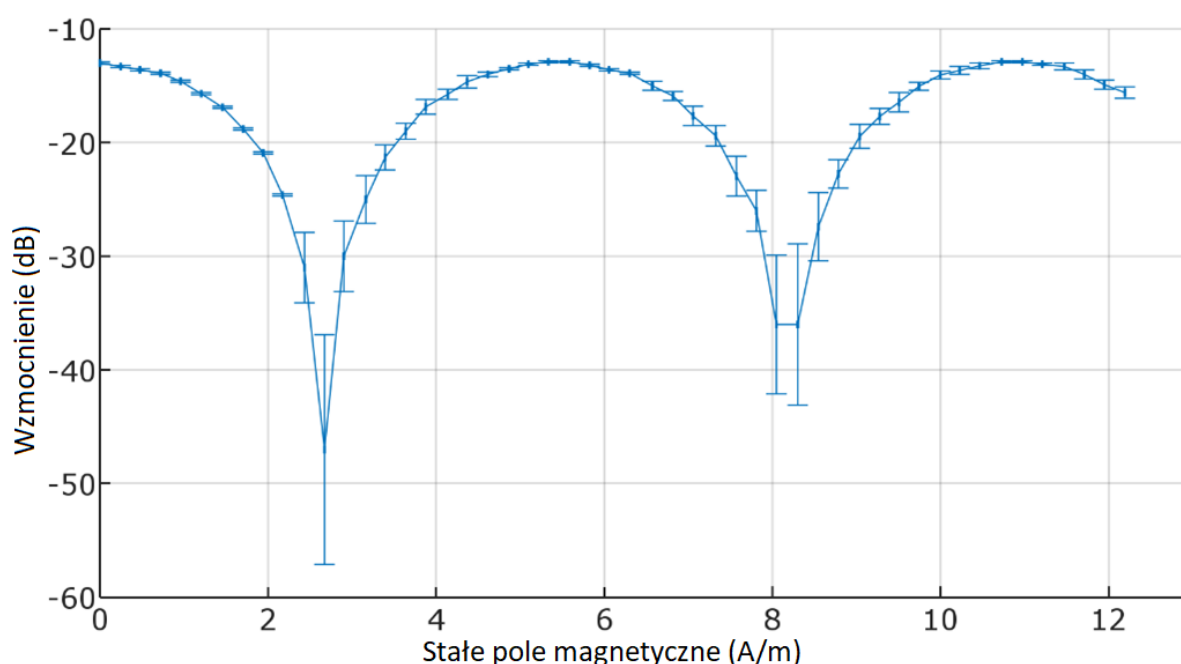
Pomiary prowadzono dla wartości stałego pola magnesującego od 0 do 230 A/m z krokiem 10 A/m.



Rys. 6.10. Wykresy wzmocnienia pierwszych dziesięciu harmonicznich sygnału od wartości prądu przepływającego przez cewki

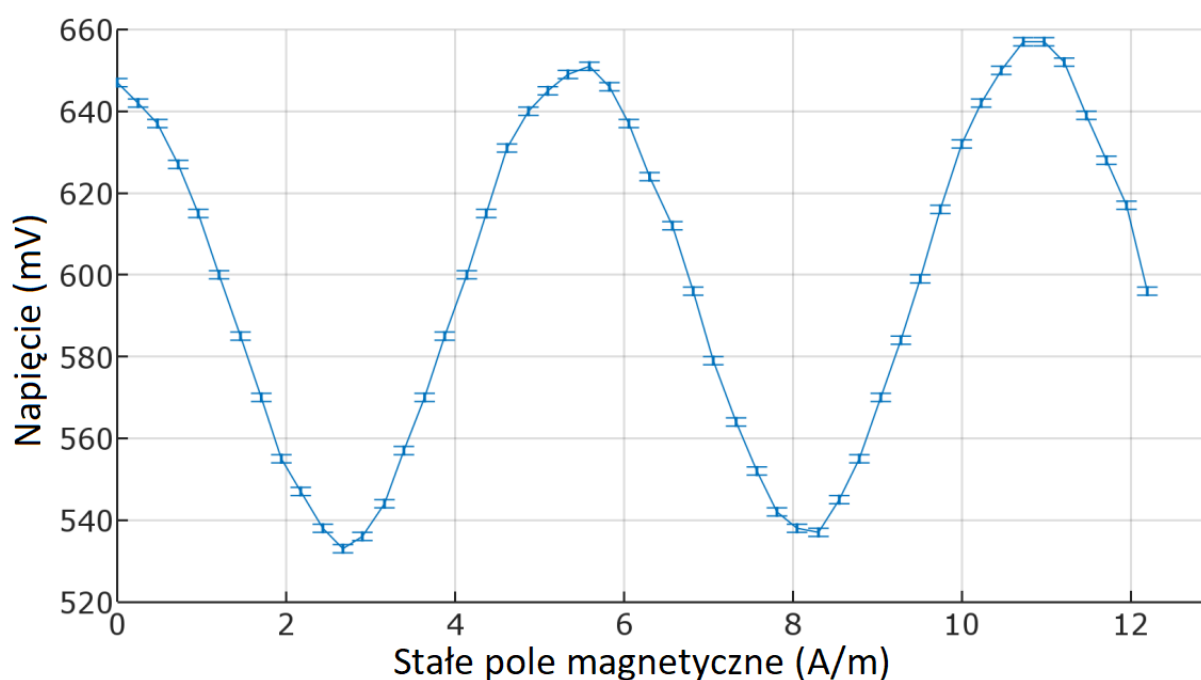
Przedstawiono charakterystyki pierwszych dziesięciu harmonicznych sygnału z czujnika transduktorowego. W przeciwieństwie do tradycyjnych czujników transduktorowych, zarówno nieparzyste, jak i parzyste harmoniczne mają podobne wartości i obie mogą być użyte do ekstrakcji sygnału, z różnymi zakresami pomiarowymi ze względu na okresowość charakterystyki harmonicznych. Kierunek pola magnetycznego można byłoby rozróżnić po dodatkowym pomiarze fazy. Porównując metodę pomiaru harmonicznych do metody pomiaru opóźnienia czasowego, ta druga ma naturalną zdolność różnicowania kierunku pola, ale ma też potencjalnie niższą rozdzielczość ze względu na problemy ze znalezieniem stabilnego maksimum sygnału piku.

Wyniki wyraźnie wskazują, że amplituda każdej harmonicznej wykazuje okresowość wraz ze wzrostem stałego pola magnetycznego a okres powtarzalności maleje wraz ze wzrostem numeru harmonicznej. Harmoniczne nieparzyste zaczynają się od maksymalnej wartości sygnału a parzyste od wartości minimalnej. Minima lokalne (wierzchołki) są nieostre ze względu na niewystarczającą rozdzielczość krokową pola magnesującego podczas pomiarów i występującą w tym miejscu największą niepewność pomiarów.



Rys. 6.11. Wartość amplitudy częstotliwości harmonicznej 5520 Hz sygnału Matteucciego magnesowanego z częstotliwością 80 Hz

Na rysunku 6.11. przedstawiono wartość amplitudy 69-tej harmonicznej (5520 Hz) zmierzone analizatorem sygnału niskiej częstotliwości Brüel and Kjær 2032. Wartość wybrana to najwyższa harmoniczna, która jest jeszcze mierzalna i mieści się w zakresie pomiarowym urządzenia. Pomiar ma wysoką niepewność przy spadku tłumienia, ale nadal jest bardzo stabilny do ok. 2 A/m.



Rys. 6.12. Wartość amplitudy nanowoltomierza selektywnego nastrojonego na częstotliwość 5520 Hz

Na rysunku 6.12. przedstawiono wykres amplitudy napięcia zmierzony nanowoltomierzem selektywnym Unipan 233, nastrojonym na częstotliwość 5520 Hz, na zakresie pomiarowym 100 μV (30 dB). Sygnał powoli narasta, jednocześnie oscylując z okresem ok. 5,4 A/m, więc jednoznacznie można zmierzyć tylko zakres pola magnetycznego do ok. $\pm 2,7$ A/m.

Badania wykazały, że o ile harmoniczna wyższego rzędu sygnału może być mierzona z małą niepewnością, o tyle czułość czujnika transduktorowego opartego na efekcie Matteucciego rośnie wraz z rzędem harmonicznej. W przypadku niniejszej pracy zakres pomiarowy dla 69-tej harmonicznej wynosił do 2,7 A/m. Jednak, aby określić również kierunek pola magnetycznego, należy dodatkowo zastosować konwencjonalną metodę pomiaru opartą na czasie.

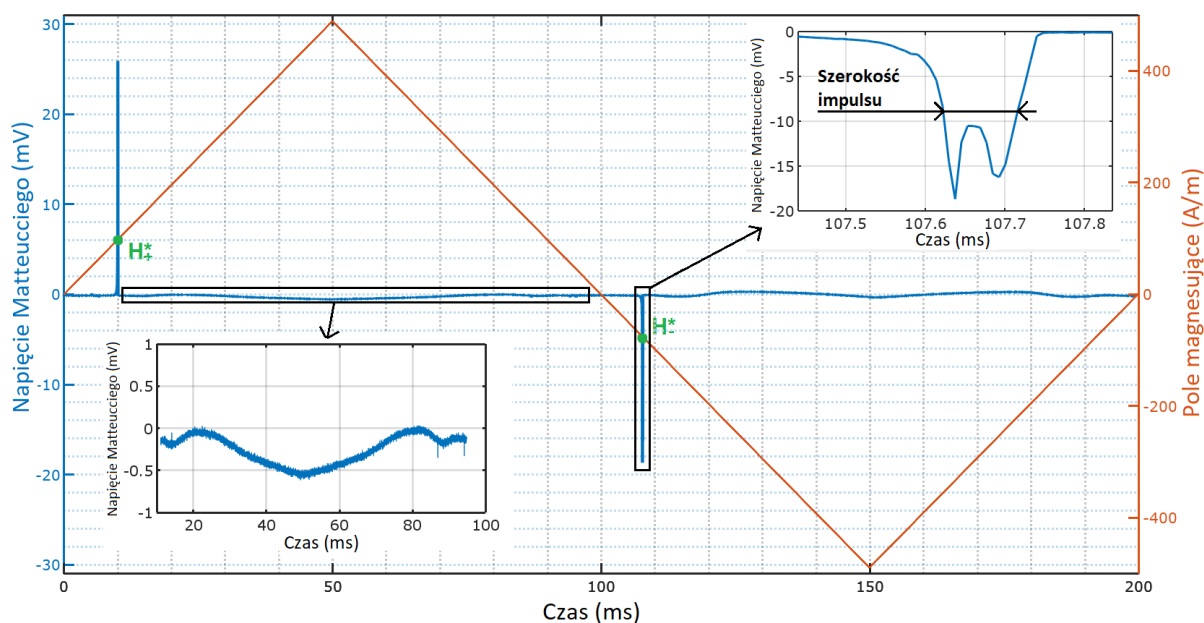
6.5. Wpływ skręcenia rdzenia na napięcie Matteucciego

Korzystając ze stanowisk z pkt. 5.2. oraz 5.5. wykonano badania wpływu skręcenia próbki rdzenia amorficznego wykonanego z próbki na bazie kobaltu (CoFeSiB) na kształt, amplitudę, szerokość oraz wartość pola magnetycznego wyzwalającego impulsy pochodzące z efektu Matteucciego. Parametry pola magnesującego:

- Przebieg trójkątny
- Częstotliwość 5 Hz
- Amplituda 500 A/m

Na rys. 6.13. przedstawiono przykładowy wykres przebiegu napięcia Matteucciego w funkcji czasu. Zaznaczone zostały wartości badane:

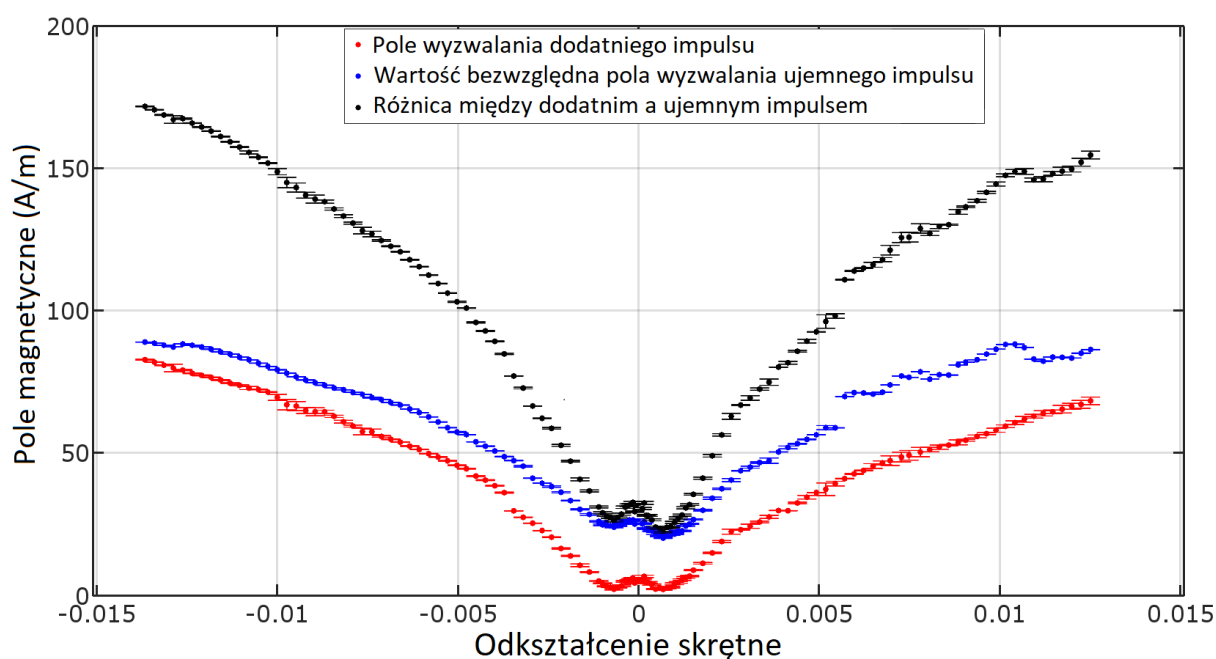
- Amplituda impulsu,
- Szerokość impulsu – mierzona w punktach odpowiadających połowie amplitudy impulsu,
- Wartość pola wyzwalania H_+^* oraz H_-^*



Rys. 6.13. Przykładowy wykres przebiegu napięcia Matteucciego w funkcji czasu dla niskiej częstotliwości pola magnesującego [158]

6.5.1. Wpływ skręcenia na pole wyzwalania impulsów

Na osi poziomej wykresów przedstawiono odkształcenie skrętne (γ) definiowane jako odkształcenie kątowe na jednostkę długości, wg wzoru (5.1).



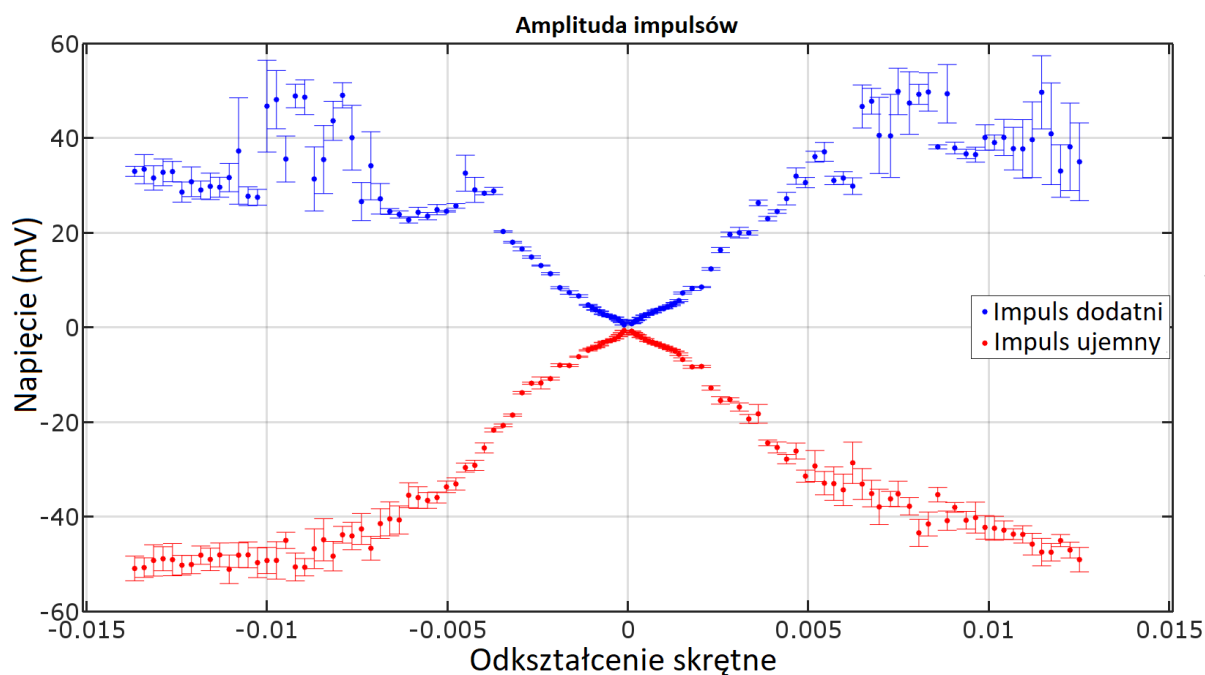
Rys. 6.14. Wpływ skręcenia próbki na pole wyzwalania impulsów Matteucciego H^*
(± 1 odchylenie standardowe) [158]

Rysunek 6.14. przedstawia wpływ skręcenia próbki na pole wyzwalania impulsów Matteucciego. Różnica między ujemnymi i dodatnimi wartościami jest spowodowana niezerowym polem magnetycznym Ziemi (~ 10 do 30 A/m w jednej osi), które nie było brane pod uwagę w tym eksperymencie.

Wartość pola, przy którym próbka ulega przemagnesowaniu wzrasta wraz ze wzrostem skręcenia. Było to oczekiwane, gdyż koercja magnetyków miękkich również wzrasta ze wzrostem naprężeń. [167]. Charakterystyka jest zbliżona do kwadratowej, z pewnymi wartościami odstającymi. W pobliżu zerowego odkształcenia ścinającego wyniki są bardziej chaotyczne ze względu na wyjątkowo małą amplitudę impulsów i większą ich szerokość, jednak w zakresie odkształcenia ścinającego $\pm 0,001$ lekki spadek a następnie wzrost tego pola był powtarzalny. Asymetria pomiędzy kierunkami obrotu może być spowodowana naprężeniami resztkowymi z procesu produkcji, ponieważ próbki nie były wyżarzane przed pomiarami.

6.5.2. Wpływ skręcenia na amplitudę impulsów

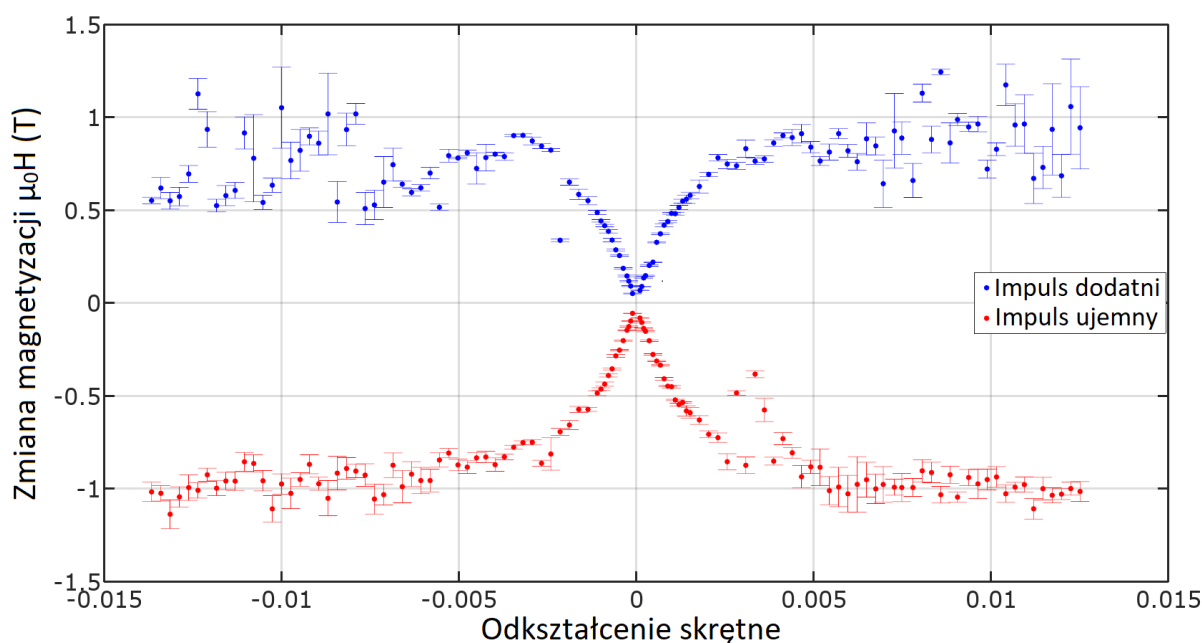
Rysunek 6.15. przedstawia wpływ skręcenia próbki na amplitudę napięcia impulsów Matteucciego. Można zaobserwować wzrost amplitudy, aż do pewnej wartości odkształcenia ścinającego, po czym następuje stabilizacja (nasycenie).



Rys. 6.15. Wpływ skręcenia próbki na amplitudę impulsów Matteucciego
(± 1 odchylenie standardowe) [158]

Amplituda napięcia impulsów jest tylko parametrem ilościowym, zależnym od wymiarów danej próbki i mogłaby być wykorzystana w zastosowaniach sensorowych. Fizycznym znaczeniem generowanego napięcia jest zmiana namagnesowania obwodowego M_ϕ , co opisuje równanie (3.15) [168]

Zgodnie ze wzorem (3.16), całkując przebiegi napięcia Matteucciego, na rysunku 6.16. przedstawiono zmianę magnetyzacji spowodowaną odkształceniem skrętnym podczas każdej zmiany namagnesowania.



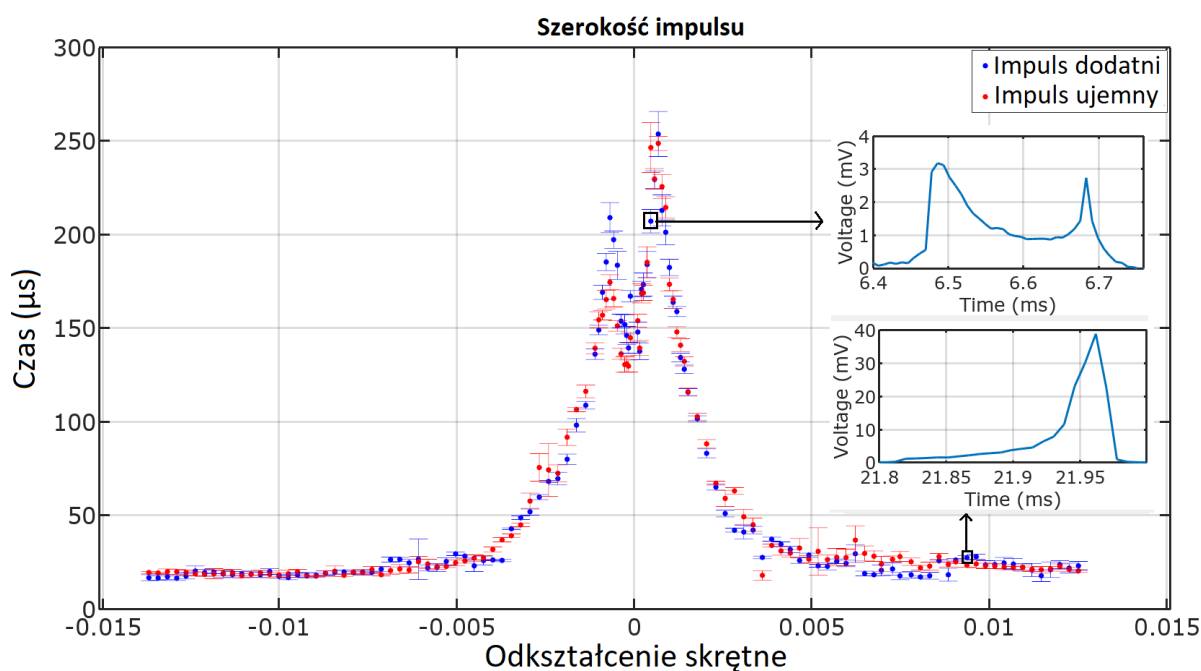
Rys. 6.16. Wpływ skręcenia próbki na magnetyzację próbki (± 1 odchylenie standardowe)
[158]

Zmiana magnetyzacji wynosi prawie 1,1 T dla pików ujemnych, co odpowiadałoby wartości indukcji nasycenia podawanej przez producenta. [144]

Zmiana magnetyzacji o 1,1 T oznaczałaby, że domeny magnetyczne obracają się prawie o 90 stopni podczas każdego przemagnesowania. Mogą to być domeny, które na przykład zaczynają przemagnesowanie ustawione w kierunku obwodowym a kończą całkowicie w kierunku osiowym. Innym prawdopodobnym wyjaśnieniem jest to, że domeny zaczynają przemagnesowanie będąc ustawione pod kątem prawie +45 stopni pomiędzy kierunkiem osiowym a obwodowym, a następnie obracają się do prawie -45 stopni. Taki stan rzeczy jest bardziej prawdopodobny, ponieważ tak by się stało, gdyby zmiana była spowodowana magnetostrycją Joulowską, ponieważ główne odkształcenia mają ± 45 stopni przy czystym ścinaniu, co wskazuje, że będą one łatwymi/trudnymi kierunkami magnetyzacji w materiale.

6.5.3. Wpływ skręcenia na szerokość impulsów

Na rysunku 6.17. przedstawiono szerokość impulsów napięcia Matteucciego w funkcji odkształcenia skrętnego. Szerokość impulsu, po początkowym wzroście, zaczyna się zmniejszać i stabilizuje na pewnej wartości zarówno dla impulsów dodatnich, jak i ujemnych.



Rys. 6.17. Wpływ skręcenia próbki na szerokość impulsów napięcia Matteucciego (± 1 odchylenie standardowe, wstawki przedstawiają przebieg sygnału napięciowego w funkcji czasu dla dwóch przykładowych punktów – obszaru odkształcenia przy niskim ścinaniu i odkształcenia przy wysokim ścinaniu) [158]

Kształty szczytów zmieniają się wraz ze wzrostem skrętu, z podwójnego na pojedynczy. Może to świadczyć o istnieniu dwóch skoków Barkhausena, które powstają przy przemagnesowaniu, każdym zaczynającym się od innego końca próbki.

6.5.4. Dyskusja wyników

Impulsy napięcia efektu Matteucciego stają się silniejsze i szybsze przy zwiększaniu przyłożonego naprężenia ścinającego, przy tym wymagając wyższej wartości pola wyzwalającego. Wzrost pola następuje natomiast z powodu naprężeń pomiędzy domenami magnetycznymi w skali mikro, które wymagają większej siły, aby obrócić się równolegle do pola magnesującego.

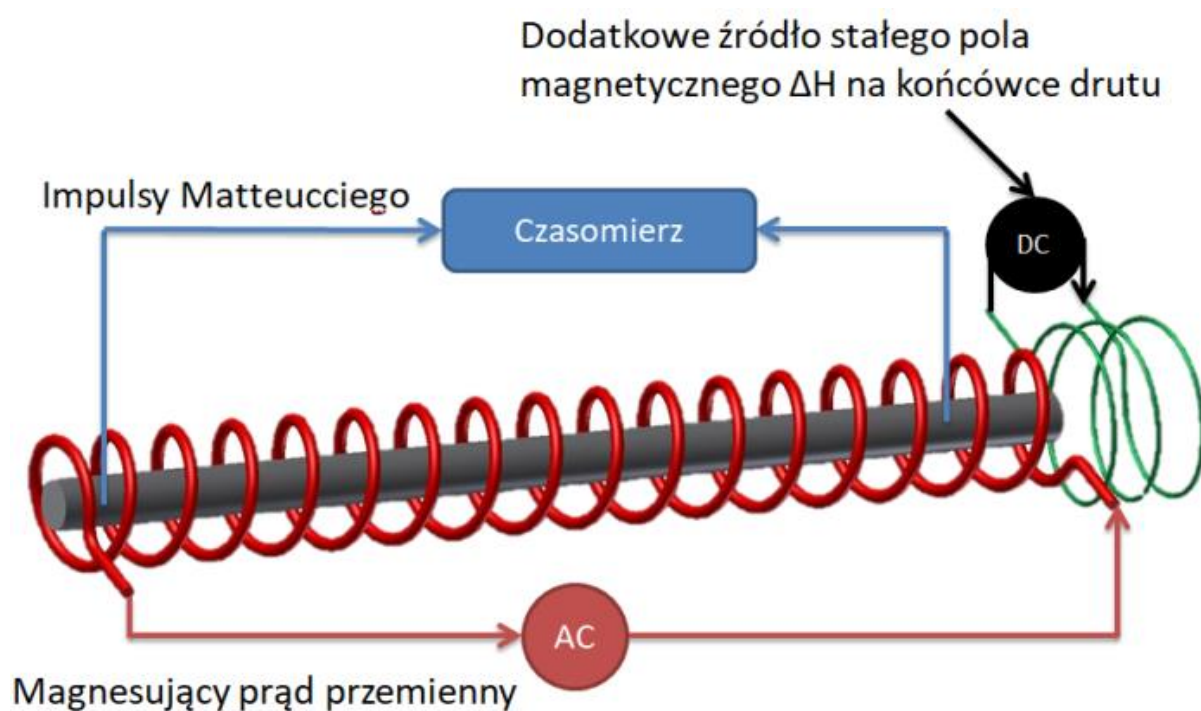
Im większe odkształcenie skrętne, tym wyższe napięcie impulsów. Dla niższych wartości odkształcenia skrętnego efekt jest liniowy aż do osiągnięcia nasycenia. Nasycenie piku amplitudy wynika z osiągnięcia indukcji nasycenia namagnesowania kołowego w próbce, która jest zbliżona do deklarowanej przez producenta wartości 1,1T dla namagnesowania podłużnego. [144] Oznacza to, że rotacja domeny wynosi prawie 90 stopni podczas każdego przemagnesowania. Dla odkształcenia skrętnego wynoszącego ok. 0,005 domeny próbki tworzą kierunek łatwej magnetyzacji w położeniu ok. +45 stopni pomiędzy kierunkiem osiowym a obwodowym a następnie kierunek ten obraca się do ok. -45 stopni po każdym przemagnesowaniu.

Szerokość impulsów jest stabilna w obszarze odkształcenia przy dużym ścinaniu. W obszarze odkształcenia o niskim ścinaniu ($<0,002$) przebieg napięcia stopniowo przekształca się w dwa rozchodzące się impulsy, co zwiększa mierzoną szerokość impulsu. Wraz ze spadkiem odkształcenia ścinającego dwa impulsy zbliżają się do siebie i dodają w jeden impuls o większej amplitudzie, stabilizując się przy wartości szerokości ok. 20 μ s. To zachowanie można wytłumaczyć niejednoczesną propagacją ścian domenowych, rozpoczynającą się niezależnie z obu końców i wskazującą na więcej niż jeden skok magnetyzacji w próbce. Szerokość impulsu może również zmieniać się wraz z odkształceniem ścinającym ze względu na siłę zmiany lokalnych pól anizotropii, ponieważ zmienia one częstotliwość rezonansową spinów, co z kolei wpłynie na szybkość propagacji ściany domeny a tym samym na dynamikę zdarzenia przemagnesowania.

7. Wpływ niejednorodnego pola magnetycznego na efekt Matteucciego i możliwość zastosowania do pomiaru pól gradientowych

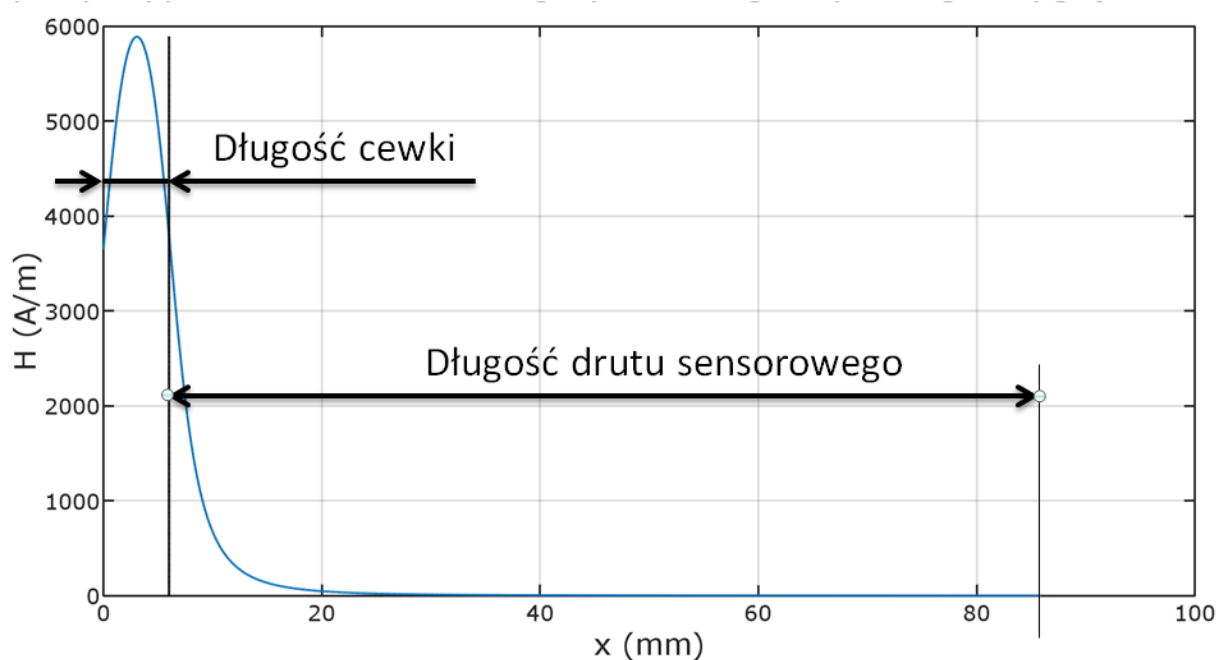
7.1. Wyniki badań dla próbki opartej na kobalcie w domenie czasowej ze źródłem niejednorodnego pola magnetycznego

Zbadano zachowanie drutu sensorowego przy zadawaniu niejednorodnego pola w małym obszarze – na końcu drutu sensorowego, co pozwoliło zaobserwować efekt rozdzielania impulsów Matteucciego. Sposób zadawania tego pola przedstawiony jest na rys. 7.1.



Rys. 7.1. Schemat sensora przy zadawaniu pola niejednorodnego

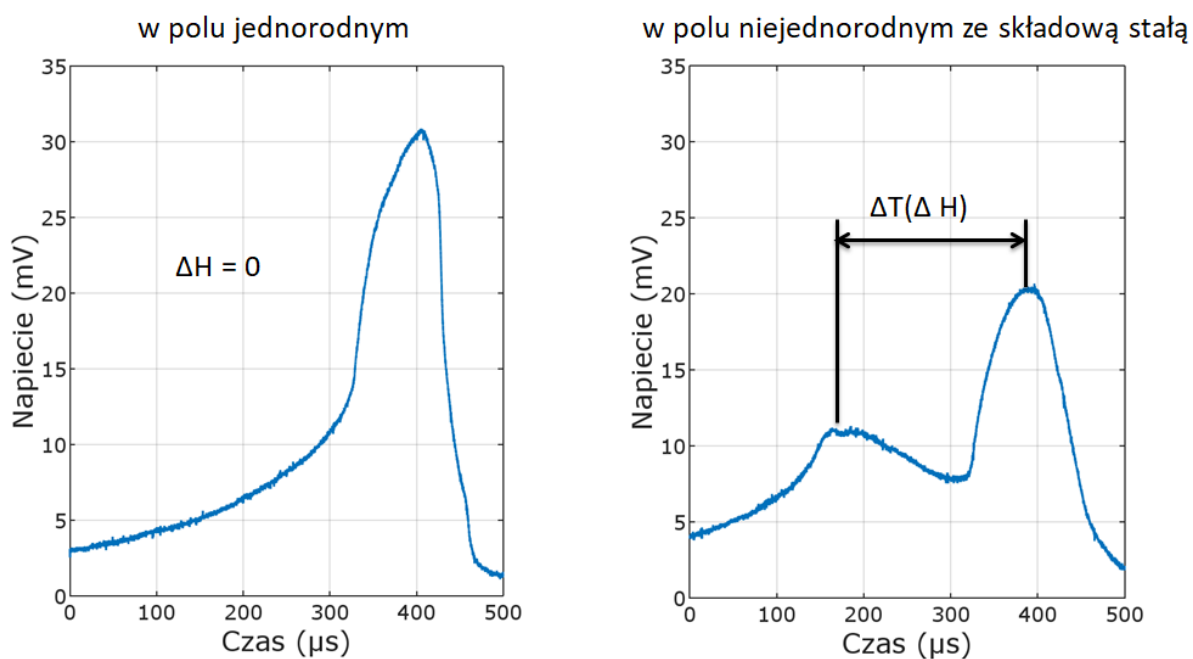
Rozkład pola magnetycznego generowanego przez cewkę na końcu drutu przedstawiony jest na rys. 7.2.



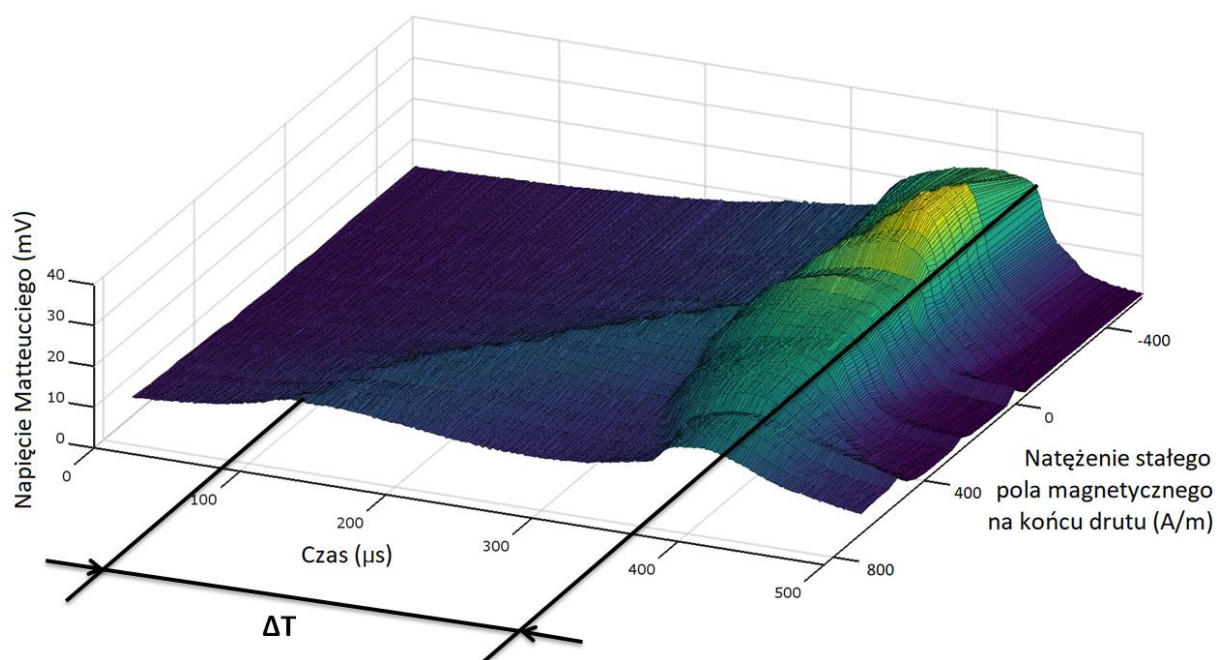
Rys. 7.2. Rozkład pola magnetycznego z generowanego przez dodatkową cewkę przy rdzeniu

Rozdzielenie impulsów, przedstawione na rys. 7.3., następuje pod wpływem niejednorodności pola magnetycznego w osi rdzenia sensora. Powoduje to przemagnesowanie różnych jego fragmentów w różnym czasie a przez to powstanie dodatkowego opóźnienia w sygnale. Przedstawione wyniki potwierdzają możliwość zastosowania opracowanego sensora w magnetowizji, o źródłach pola rozmiarami zbliżonych do średnicy drutu sensorowego.

Impuls Matteucciego:



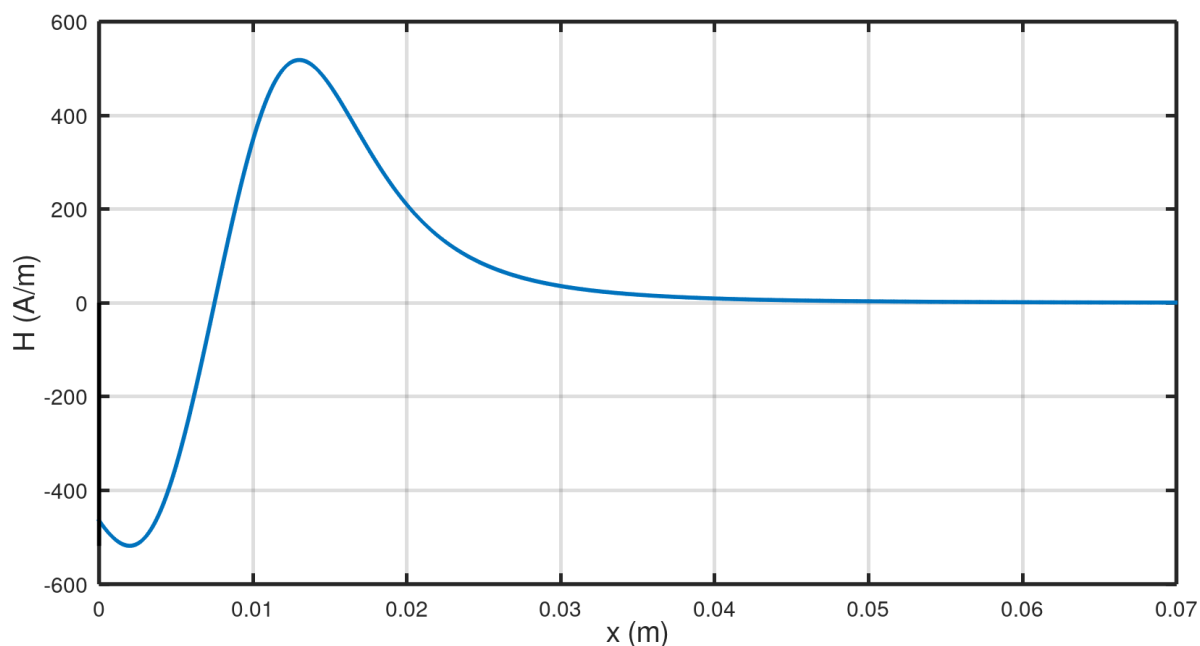
Rys. 7.3. Wygląd impulsów Matteucciego dla pola jednorodnego (po lewej) oraz niejednorodnego (po prawej)



Rys. 7.4. Rozdzielenie impulsów Matteucciego pod wpływem niejednorodnego pola magnetycznego

7.2. Wyniki badań dla próbki opartej na kobalcie w domenie czasowej ze źródłem gradientowego pola magnetycznego

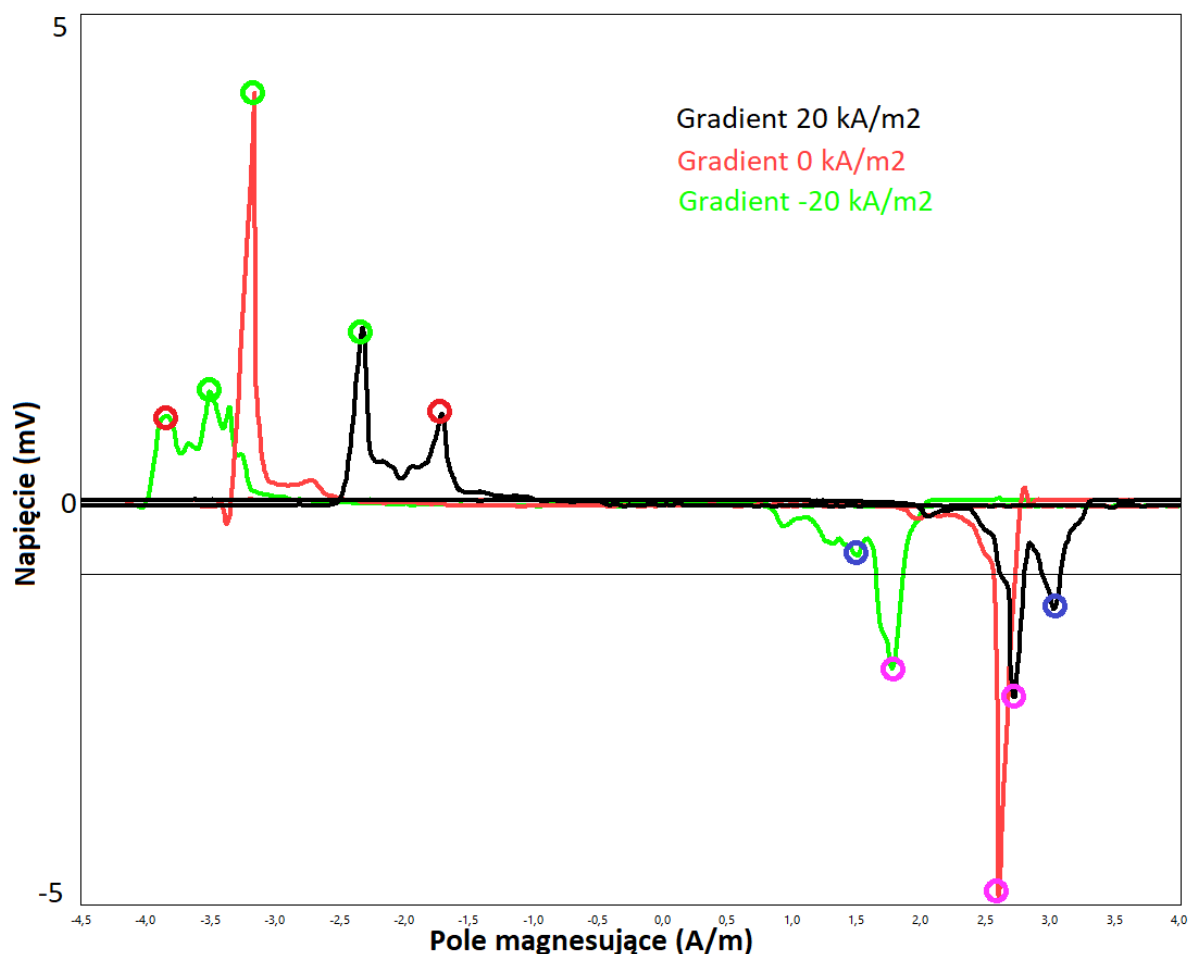
Na końcu drutu sensorowego umieszczono cewki w układzie Helmholtza połączone w szeregu tak, by generowały w przybliżeniu gradientowe pole magnetyczne. Schemat zadawania tego pola jest identyczny jak w rys. 7.1. Rozkład tego pola przedstawia się jednak inaczej niż na rys. 7.2. i jest przedstawiony na rys. 7.5.



Rys. 7.5. Rozkład pola magnetycznego w długości rdzenia przy zadawaniu pola gradientowego na jego końcu

Rysunek 7.6. służy objaśnieniu wyników w dalszej części. Oznaczone kolorami impulsy:

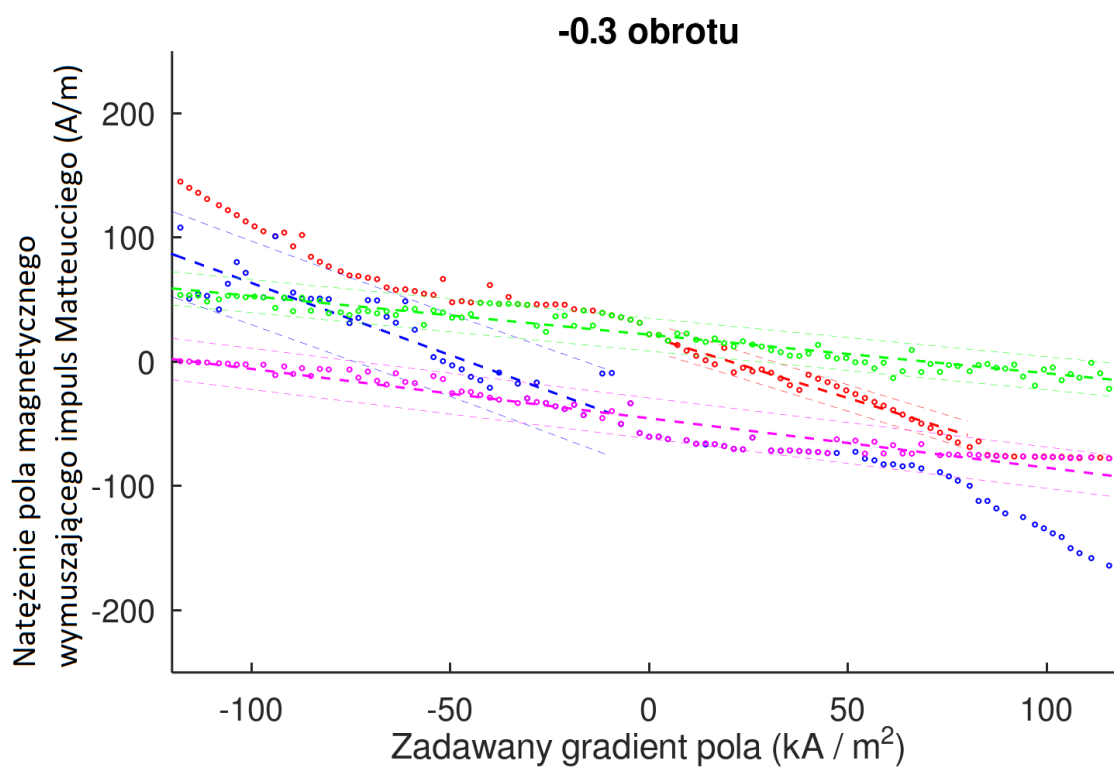
- okrąg zielony – dodatni impuls, który przemieszcza się mniej wraz ze zmianą gradientu;
- okrąg czerwony – dodatni impuls, który przemieszcza się bardziej wraz ze zmianą gradientu;
- okrąg w kolorze magenty – ujemny impuls, który przemieszcza się mniej wraz ze zmianą gradientu;
- okrąg niebieski – ujemny impuls, który przemieszcza się bardziej wraz ze zmianą gradientu.



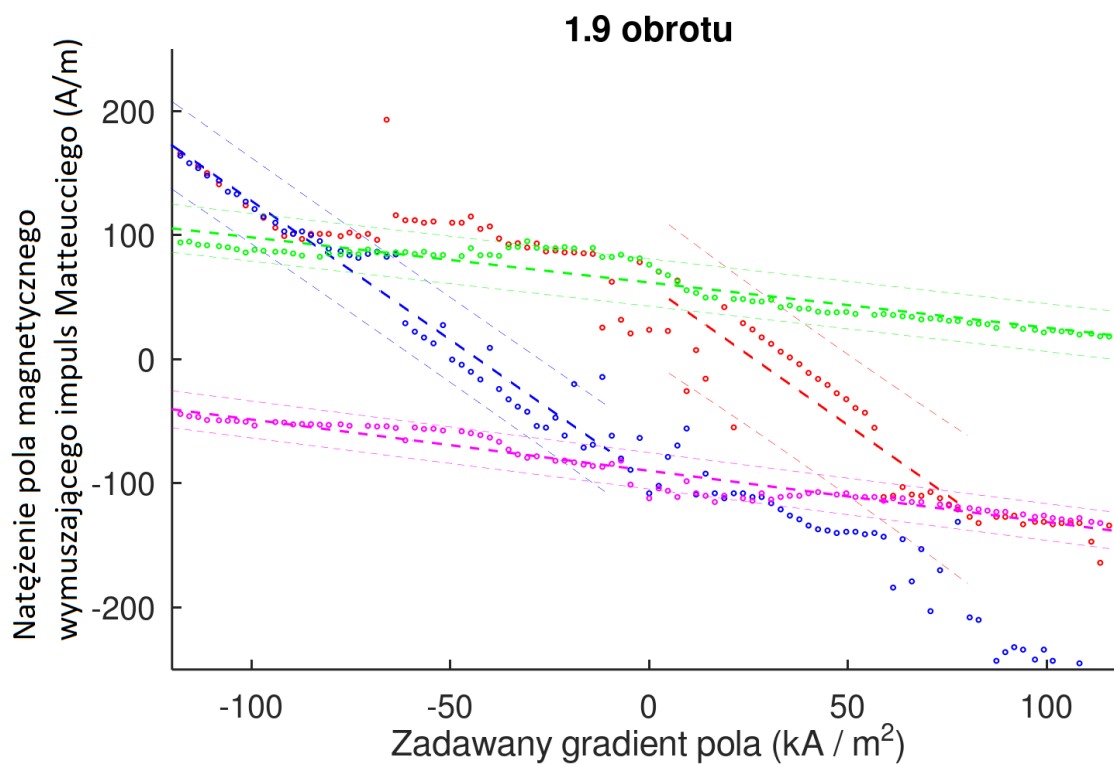
Rys. 7.6. Przykładowe rozdzielanie impulsów Matteucciego dla gradientów -20 kA/m^2 (wykres koloru zielonego), 0 (wykres czerwony) oraz $+20 \text{ kA/m}^2$ (wykres czarny).
 Oznaczone kolorami okręgi oznaczają impulsy danego typu

Należy zauważyć, że dla braku zadawanego gradientu (czerwony wykres), impulsy dodatnie i ujemne są pojedyncze, więc na kolejnych charakterystykach pozycja okręgów zielonych i czerwonych, oraz w kolorze magenty i niebieskich dla zerowej wartości gradientu powinna być taka sama.

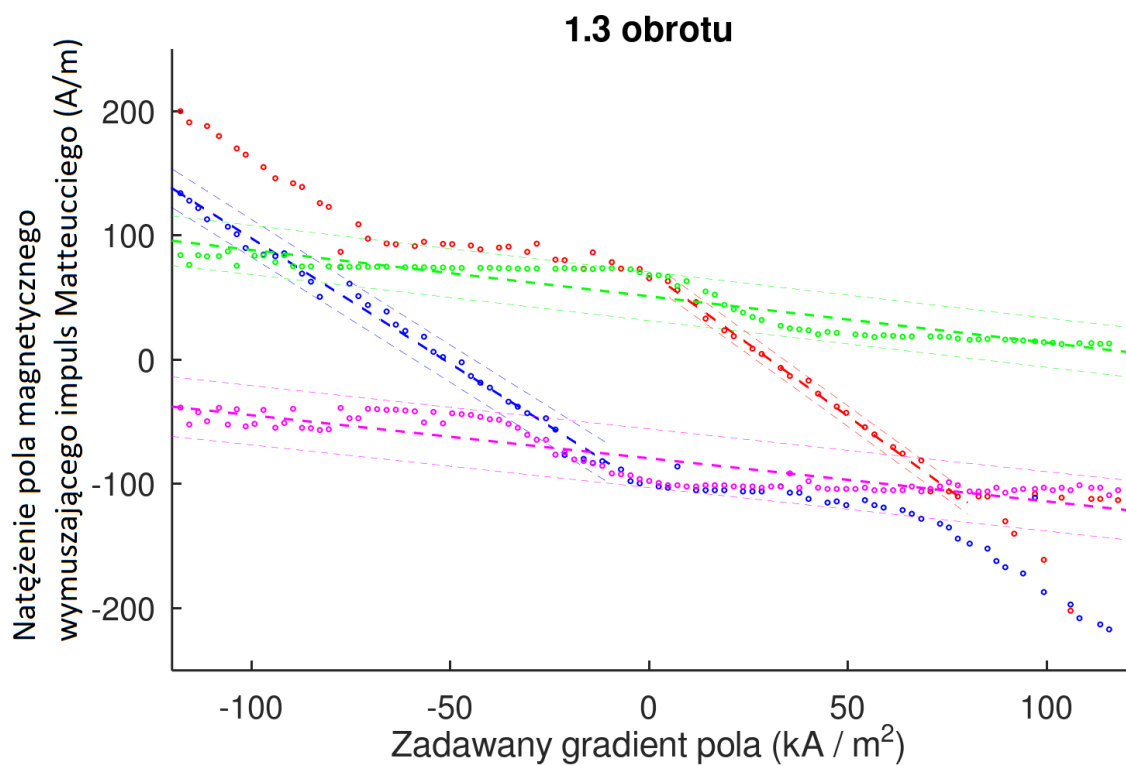
Na kolejnych rysunkach przedstawione są charakterystyki pola magnesującego wyzwalania danego impulsu Matteucciego w funkcji zadawanego gradientu dla różnych wariantów obrotu drutu sensorowego. Linia przerywaną oznaczono dopasowanie liniowe tych charakterystyk, których nachylenie podsumowane jest w tabeli 7.1.



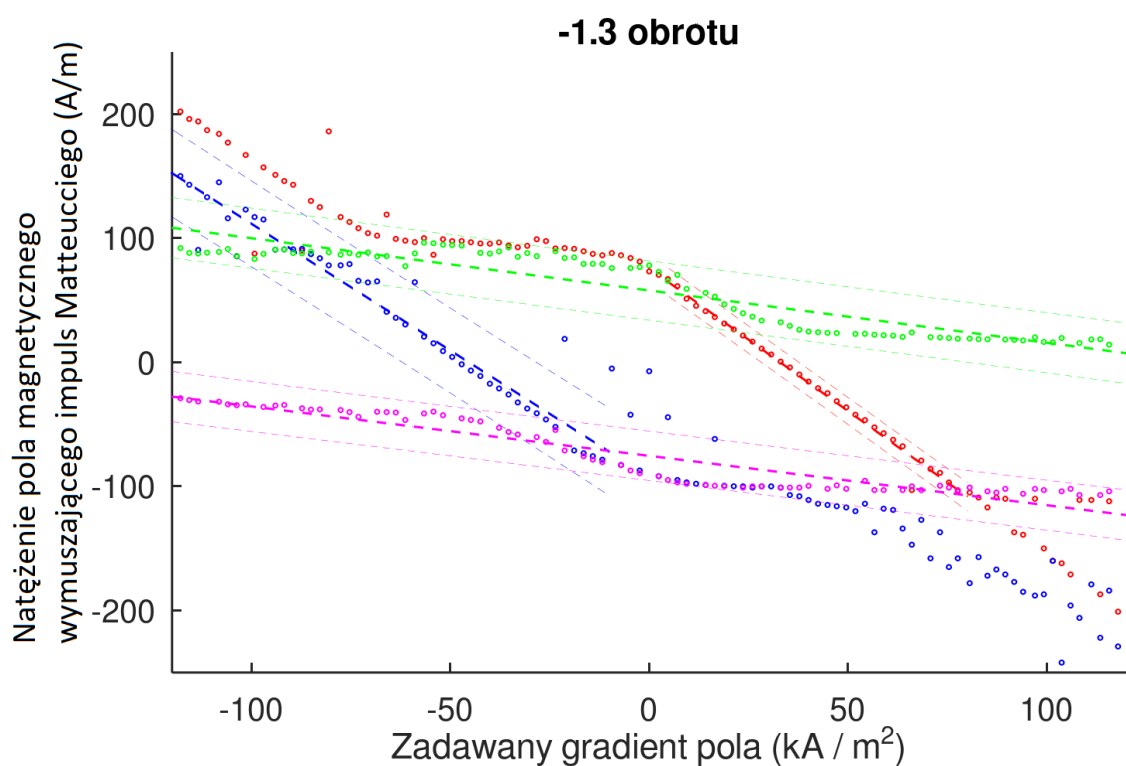
Rys. 7.7. Przykładowy wykres dla -0,3 obrotu rdzenia – widoczne małe nachylenie w stosunku do charakterystyk z większym obrotem rdzenia a także niejednoznaczne ułożenie impulsów niebieskich (duży rozrzut)



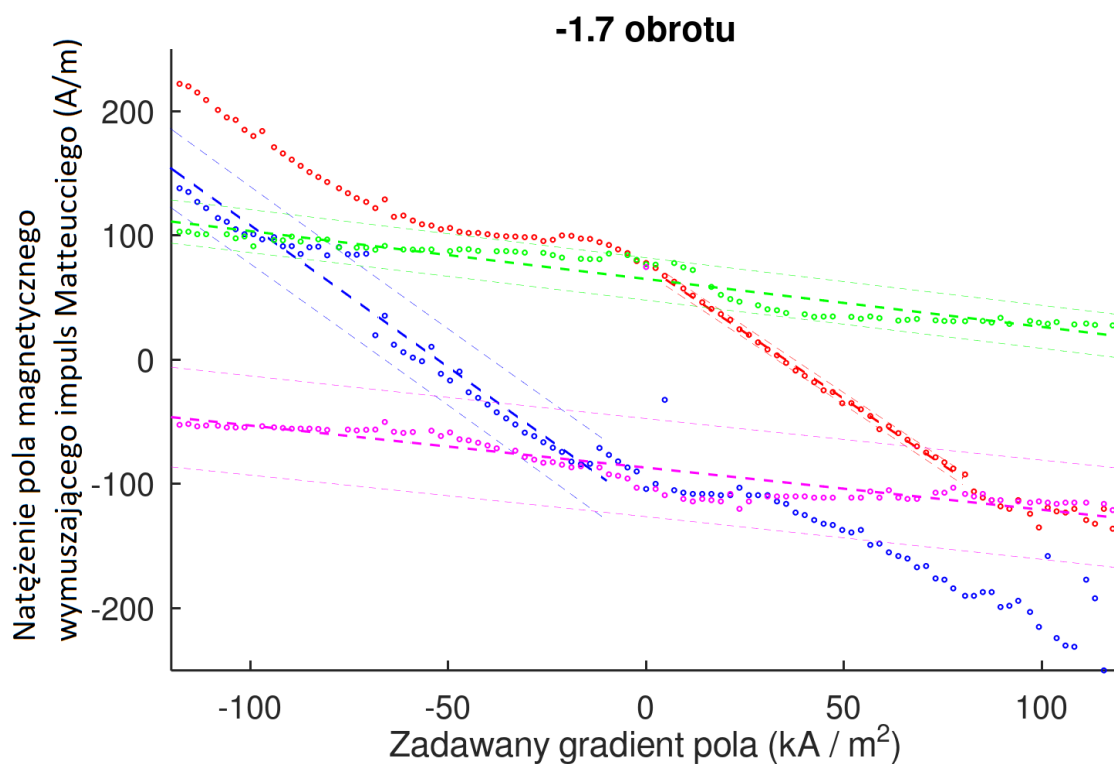
Rys. 7.8. Wykres z dużym nachyleniem, ale również z dużym rozrzutem punktów



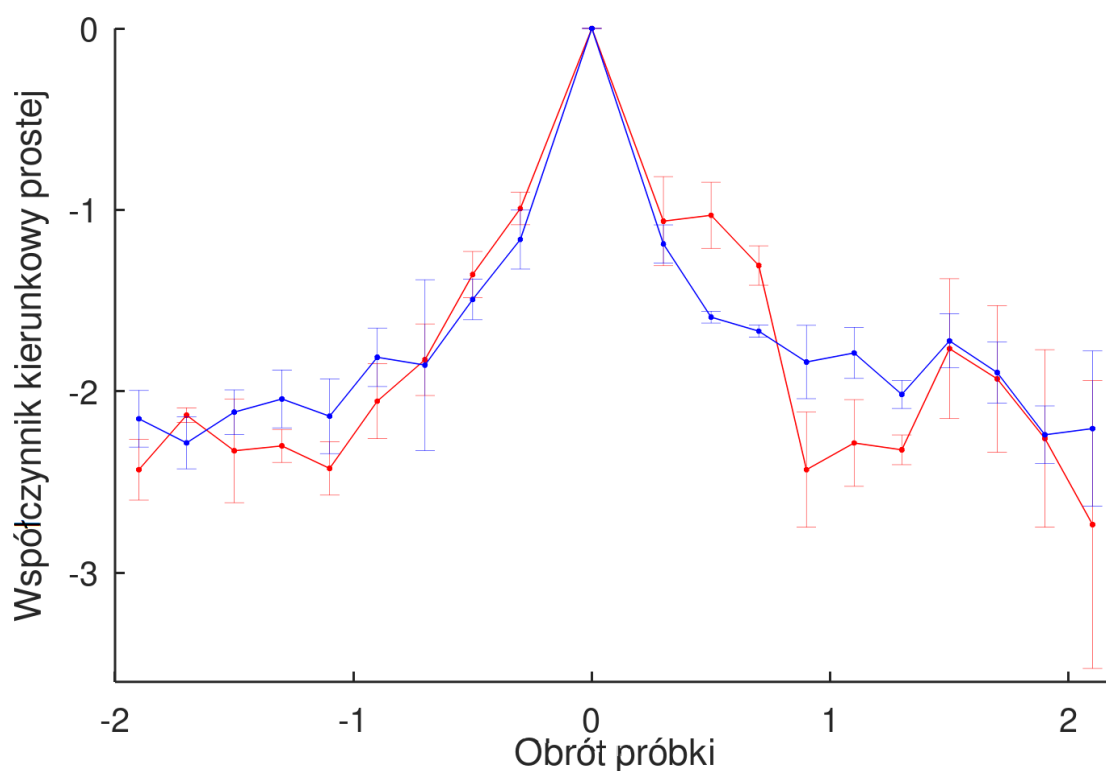
Rys. 7.9. Wykres z wysokim nachyleniem oraz niskim rozrzutem punktów dla dodatniego skręcenia



Rys. 7.10. Wykres z wysokim nachyleniem oraz niskim rozrzutem punktów dla ujemnego skręcenia



Rys. 7.11. Wykres z wysokim nachyleniem oraz niskim rozrzutem punktów dla ujemnego skręcenia



Rys. 7.12. Uzyskana charakterystyka przeprowadzonego eksperymentu
(± 2 odchylenia standardowe)

Tabela 7.1. Zależność nachylenia charakterystyki zmiany pola magnesującego wymuszającego impuls Matteucciego od gradientu pola ($H^ = a \cdot \delta + b$) dla różnego stopnia skręcenia rdzenia*

Skręcenie próbki (obroty)	Współczynnik a impulsu dodatniego	Odchylenie standardowe	Współczynnik a impulsu ujemnego	Odchylenie standardowe
-1,9	-2.431	0.084	-2.151	0.078
-1,7	-2.131	0.020	-2.283	0.071
-1,5	-2.327	0.143	-2.114	0.061
-1,3	-2.300	0.045	-2.041	0.079
-1,1	-2.424	0.074	-2.137	0.103
-0,9	-2.053	0.103	-1.812	0.081
-0,7	-1.825	0.099	-1.855	0.235
-0,5	-1.356	0.064	-1.493	0.056
-0,3	-0.992	0.045	-1.163	0.082
0,3	-1.062	0.123	-1.187	0.053
0,5	-1.030	0.091	-1.591	0.016
0,7	-1.306	0.054	-1.668	0.017
0,9	-2.431	0.158	-1.838	0.101
1,1	-2.284	0.120	-1.788	0.070
1,3	-2.322	0.041	-2.017	0.039
1,5	-1.764	0.193	-1.721	0.074
1,7	-1.931	0.202	-1.896	0.084
1,9	-2.259	0.244	-2.239	0.080
2,1	-2.733	0.396	-2.205	0.214

Pomiędzy zakresami $\pm 0,3$ obrotu zjawisko nie wykazywało wystarczającej wrażliwości na gradient pola, by algorytm mógł obliczyć charakterystyki a efekt Matteucciego był słabo zauważalny. Oznacza to, że anizotropia materiału nie była wystarczająca, czyli skręcenie było zbyt niskie. Optymalne skręcenie wyniosło $\pm 1,3$ oraz $-1,7$ obrotu, ze względu na wysoki współczynnik nachylenia charakterystyki oraz niskie odchylenie standardowe. Wyższe skręcenie (ponad 2 obroty) skutkowało znacznym spadkiem powtarzalności pomiarów.

7.3. Dyskusja wyników

Powyższe badania wykazały, że istnienie niejednorodnego pola magnetycznego w obszarze końcówki rdzenia sensora jest mierzalne poprzez pomiar opóźnień między dodatnimi a ujemnymi impulsami, oraz znając wartość pola magnesującego rdzeń. Mierzając wartość pola wyzwolenia dla każdego impulsu da się je dopasować do wyznaczonych z charakterystyk pola wyzwalaającego od gradientu prostych i obliczyć wartość gradientu pola niejednorodnego.

8. Model ilościowy zjawiska Matteucciego w niejednorodnym polu magnetycznym

Pojawienie się dodatkowego piku napięcia Matteucciego w wyniku gradientu pola na końcu drutu amorficznego, związane jest z opisanym w rozdziale 3.2.2 zjawiskiem występowania dodatkowej domeny na końcu drutu. Domena ta ma zwrot pola magnesującego przeciwny do zwrotu namagnesowania drutu. W rezultacie, aby doszło do przemagnesowania końcowego fragmentu drutu, musi zostać osiągnięte w nim natężenie krytyczne pola magnesującego H^* .

W przypadku jednorodnego magnesowania polem sinusoidalnym, moment przemagnesowania T^* dany jest zależnością:

$$H_m \sin(2\pi f T^* + \varphi) = H^* \quad (8.1)$$

gdzie:

H_m – amplituda sinusoidalnego pola magnesującego,

f – częstotliwość sinusoidalnego pola magnesującego,

φ – przesunięcie fazowe pola magnesującego.

W obecności dodatkowego pola H_d związanego z występującym gradientem pola mierzonego δ (A/m²) przemagnesowanie końca drutu nastąpi z opóźnieniem o czas Δt :

$$H_m \sin(2\pi f (T^* + \Delta t) + \varphi) = H^* + \delta L = H^* + H_d \quad (8.2)$$

W zależności tej L jest długością drutu na której występuje gradient pola magnetycznego δ , skutkujący pojawieniem się różnicy pola magnesującego H_d . Aby rozwiązać układ równań przyjmijmy, że $\varphi = 0$. Następnie należy przekształcić równania (8.1) i (8.2):

$$\sin(2\pi f T^*) = \frac{H^*}{H_m} \quad (8.3)$$

$$\sin(2\pi f (T^* + \Delta t)) = \frac{H^* + H_d}{H_m} \quad (8.4)$$

Po uwzględnieniu zależności trygonometrycznych:

$$\Delta t = \frac{1}{2\pi f} (\arcsin\left(\frac{H^* + H_d}{H_m}\right) - 2\pi f T^*) \quad (8.5)$$

lub

$$\Delta t = \frac{1}{2\pi f} (\pi - \arcsin\left(\frac{H^* + H_d}{H_m}\right) - 2\pi f T^*) \quad (8.6)$$

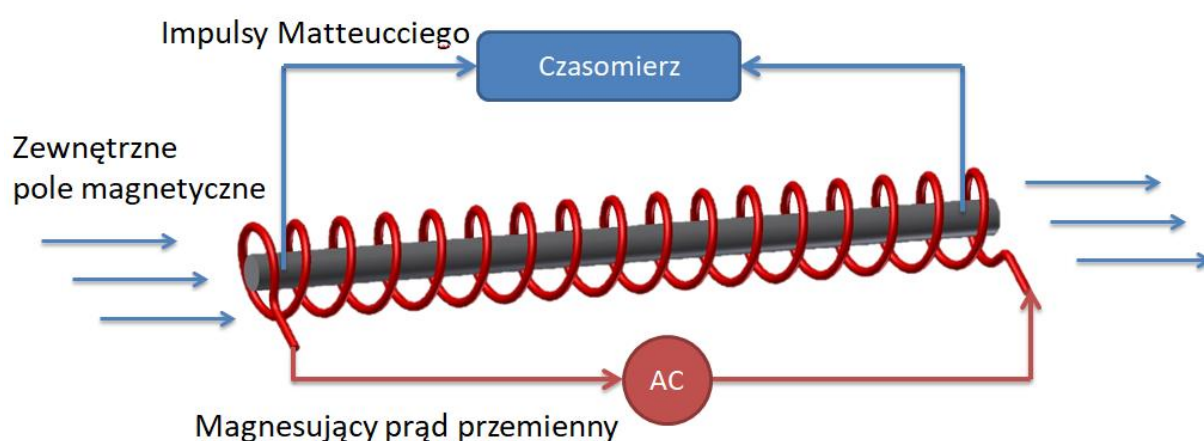
Przedstawiona zależność $\Delta t = f(H_d)$ jest trudna do zastosowania praktycznego. Dlatego w praktyce należy zastosować interpolację wielomianową tej zależności, stosując np. wielomian drugiego stopnia w postaci:

$$\Delta t = aH_d^2 + bH_d + c \quad (8.7)$$

Parametry a , b i c wielomianu należy dobrać eksperymentalnie, zależnie od parametrów fizycznych zastosowanego układu pomiarowego.

9. Opracowany sensor do pomiaru pól magnetycznych wykorzystujący efekt Matteucciego

Idea wykonanego miernika przedstawiona została na rys. 9.1. W założeniu podstawowym, do pomiaru jednorodnego pola magnetycznego wykorzystano układ czasomierza zliczającego czas pomiędzy dodatnim a ujemnym impulsem a pomiar pola niejednorodnego dokonywany jest poprzez pomiar czasu pomiędzy dwoma dodatnimi lub ujemnymi impulsami napięcia Matteucciego.

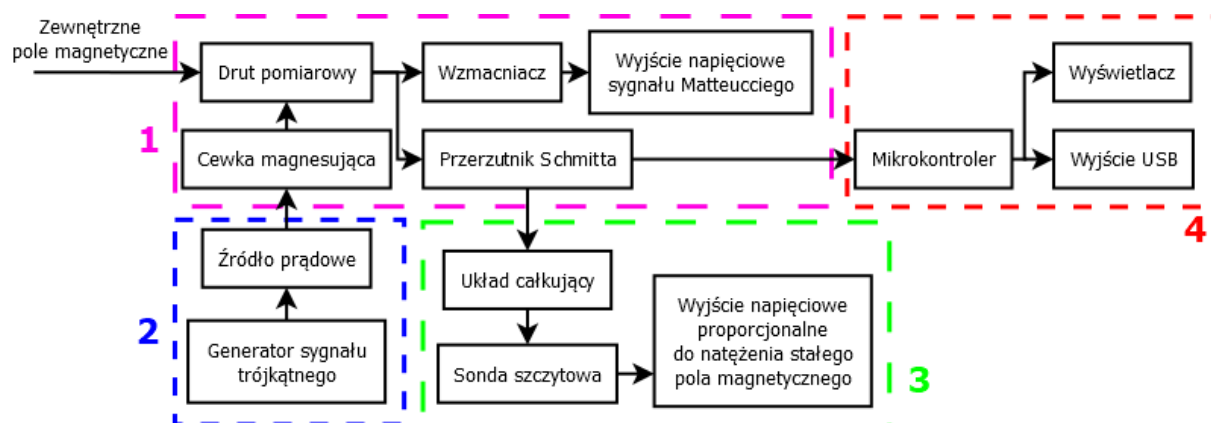


Rys. 9.1. Schemat ideowy miernika

W celu dokładnego pomiaru pola gradientowego sygnał z rdzenia pomiarowego musi zostać przetworzony programowo przez bardziej zaawansowany algorytm, do czego służy dodatkowe wyjście koncentryczne z miernika.

9.1. Projekt miernika

W trakcie prac wykonany został miernik pola magnetycznego wraz z przetwornikiem mikroprocesorowym oraz wyświetlaczem. [169] Schemat blokowy urządzenia przedstawiono na rysunku 9.2.

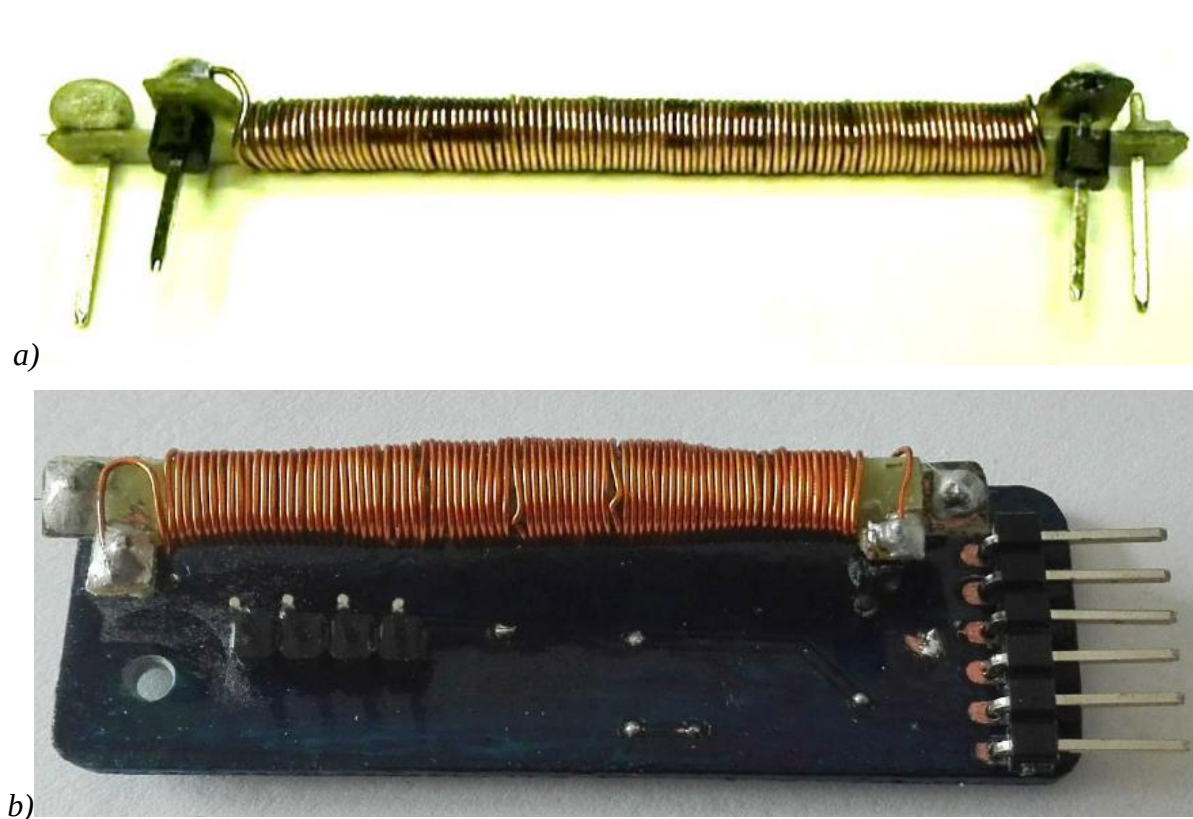


Rys. 9.2. Schemat blokowy miernika

Działanie całego układu można podzielić na 4 mniejsze kategorie:

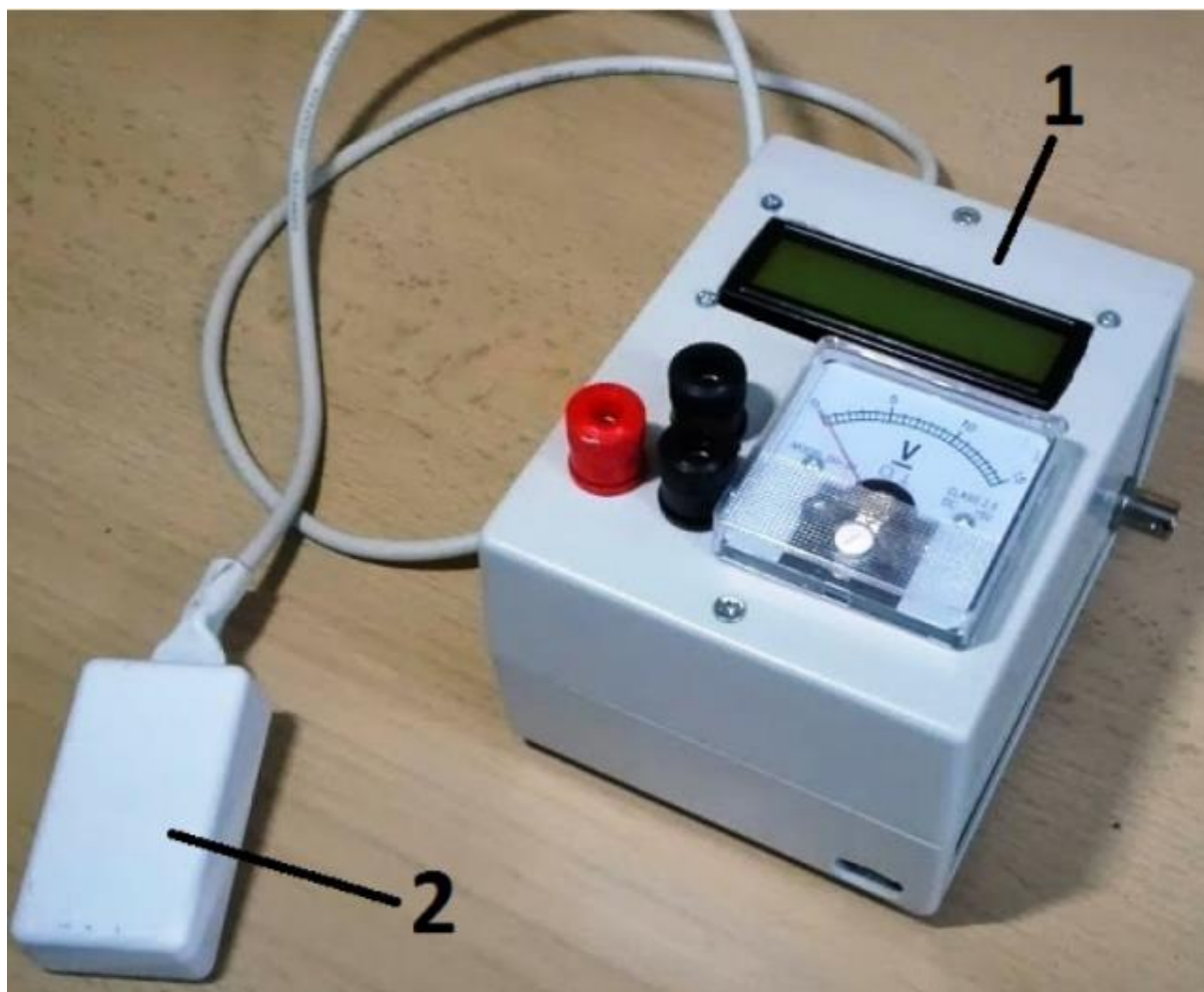
- Sonda czuła na pole magnetyczne, działająca w oparciu o efekt Matteucciego, odpowiedzialna za przekształcenie sygnału elektrycznego w sygnał o odpowiedniej amplitudzie oraz charakterystyce (1),
- Generator prądu magnesującego cewkę sondy (2),
- Część analogowa, konwertująca sygnał proporcjonalny do natężenia pola magnetycznego z sondy na napięcie stałe, mierzone przez woltomierz magnetoelektryczny (3),
- Część cyfrowa, konwertująca sygnał proporcjonalny do natężenia pola magnetycznego z sondy na czas, następnie wyświetlająca wynik (4).

Na rysunku 9.3. przedstawiono najważniejszy element sensora – skręcony drut amorficzny przymocowany do płytki drukowanej za pomocą niskotopliwego stopu Lichtenberga, umieszczony w środku cewki magnesującej.



Rys. 9.3. a) PCB z przymocowanym drutem amorficznym oraz cewką magnesującą,
b) Umieszczenie sensora z drutem amorficznym w płytce PCB sondy pomiarowej

Na rysunku 9.4. przedstawiono wykonany miernik pola magnetycznego opartego na efekcie Matteucciego. Na zdjęciach widać część główną urządzenia (1), która odpowiada za pomiar oraz wyświetlenie wyniku, oraz sondę (2) odpowiedzialną za przetworzenie wartości pola magnetycznego na sygnał elektryczny.



Rys. 9.4. Miernik pola magnetycznego oparty na efekcie Matteucciego

9.2. Wybrane właściwości użytkowe miernika

Teoretyczny maksymalny zakres pomiarowy miernika wyznaczono z zależności:

$$H_z = \frac{NI}{l} = \frac{95 * (\pm 0,04)}{0,035} = \pm 108,5 \frac{A}{m} \quad (9.1)$$

gdzie:

H_z – maksymalne natężenie pola magnetycznego w środku cewki magnesującej,

N – liczba zwojów cewki magnesującej,

I – maksymalne natężenie prądu płynącego przez cewkę magnesującą,

l – długość cewki.

Rzeczywisty zmierzony zakres pomiarowy był niesymetryczny i zawierał się w granicach $-40 - +60$ A/m. Jest to spowodowane skończoną wartością koercji rdzenia sensora oraz brakiem kompensacji ziemskiego pola magnetycznego. Zakres można rozszerzyć zwiększając amplitudę zmiennego prądu cewki magnesującej lub dodając składową stałą powodującą zmianę środka zakresu pomiarowego.

Rozdzielczość pomiaru cyfrowego miernika dana jest zależnością:

$$\Delta H = \frac{2H_z}{n_t} \approx 0,006 \frac{A}{m} \quad (9.2)$$

gdzie:

ΔH – rozdzielczość pomiaru pola magnetycznego,

$2 H_z$ – rzeczywisty zakres pomiarowy,

n_t – liczba cykli zegara mikrokontrolera w jednym okresie sygnału mierzonego.

Rozdzielczość pomiaru cyfrowego zależy od szybkości pomiaru czasu przez mikrokontroler, częstotliwości oraz amplitudy pola magnesującego cewkę. Czułość czujnika opartego na efekcie Matteucciego można również zwiększyć za pomocą analizy sygnału opartej na częstotliwości, do granic możliwości aparatury pomiarowej. Teoretycznie, stosując dokładne metody pomiaru czasu oraz zmniejszając częstotliwość prądu magnesującego cewkę można uzyskać nieskończenie małą wartość rozdzielczości pomiarowej, co jest jednak bezcelowe biorąc pod uwagę fluktuacje pola oraz niepewność pomiaru.

Niepewność pomiarowa (typu A) została wyznaczona z zależności:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2}{N}} = 0,054 \frac{A}{m} \quad (9.3)$$

gdzie:

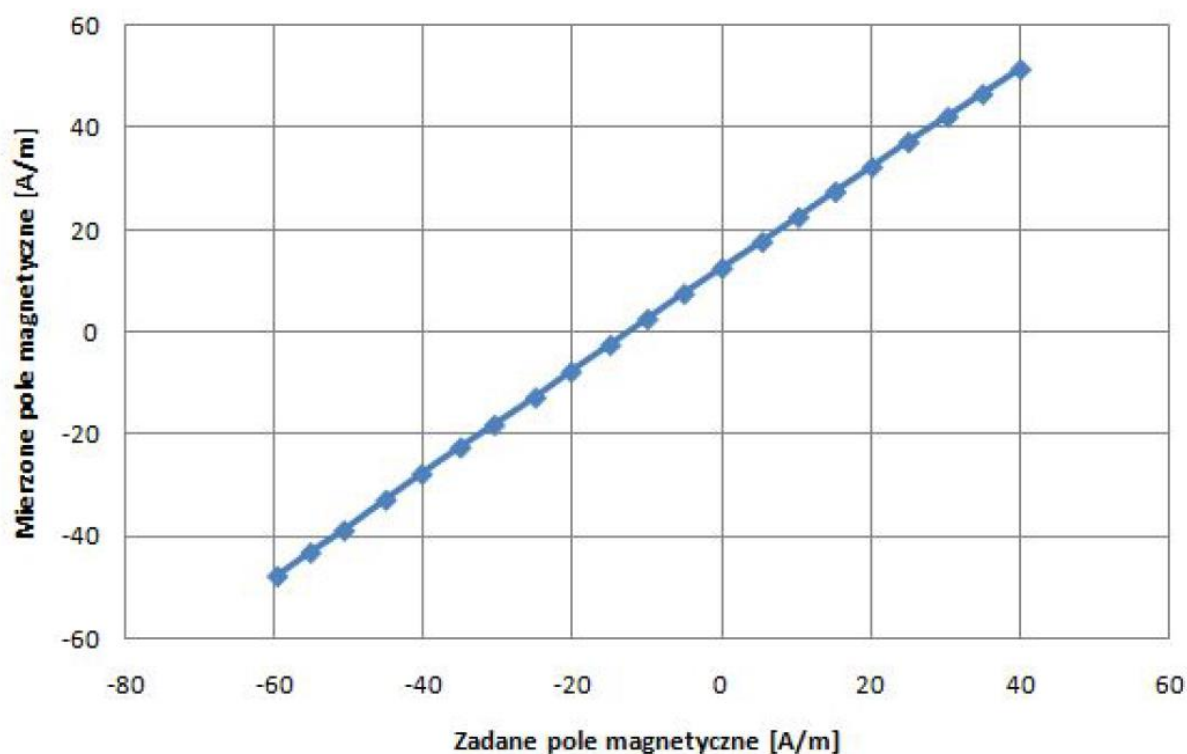
σ - odchylenie standardowe,

x_i – wynik i-tego pomiaru,

μ - średnia wszystkich pomiarów,

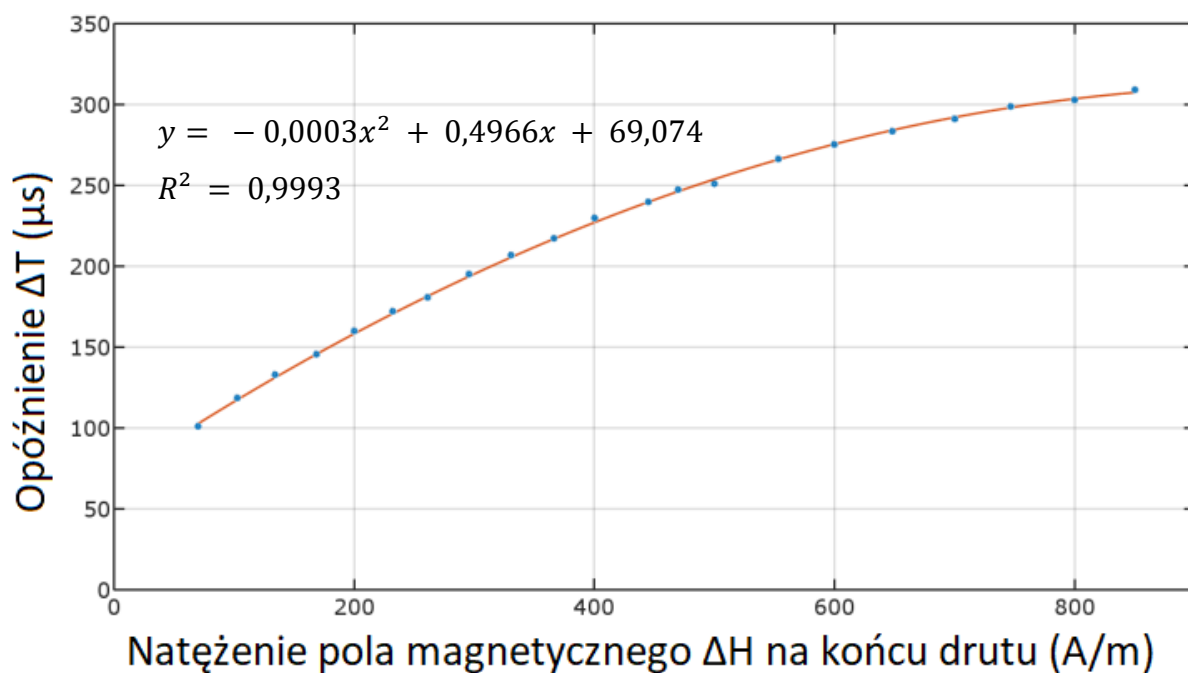
N - liczba wszystkich pomiarów.

Charakterystyka przetwarzania miernika przedstawiona została jako wykres pola zmierzonego od pola zadawanego i jest przedstawiona na rys. 9.5. Pomiary wykazały brak zauważalnej nieliniowości w badanym zakresie pomiarowym.



Rys. 9.5. Charakterystyka wykonanego miernika pola magnetycznego

Sensor wykazuje liniową charakterystykę w roboczym zakresie pracy oraz posiada możliwość rozróżnienia kierunku mierzonego pola magnetycznego. Na podstawie wyników z punktu 7.1. wyznaczono również zależność opóźnienia impulsów w funkcji natężenia pola magnetycznego wytwarzanego w stanowisku pomiarowym na końcu sensora. Przedstawiono ją na rys. 9.6.



Rys. 9.6. Zależność opóźnienia impulsów w niejednorodnym polu magnetycznym

Korzystając z tej funkcji i mierząc czas pomiędzy dwoma dodatnimi, oraz dwoma ujemnymi, impulsami, można dodatkowo wyznaczyć niejednorodność pola magnetycznego w obszarze przed sondą miernika. Zakres ten nie był jednak wzorcowany, ze względu na możliwą różnorodność niejednorodności pola magnetycznego.

Tym samym udowodniono tezę pracy stanowiącą, że **możliwe jest zbudowanie sensora pola magnetycznego do pomiaru pól niejednorodnych, który będzie wykorzystywał Efekt Matteuciego w drutach ze stopów amorficznych**. Tezę pracy udowodniono w odniesieniu do drutów amorficznych na bazie kobaltu.

10. Podsumowanie i wnioski końcowe

W ramach pracy opracowano unikatowe stanowiska badawcze umożliwiające pomiar efektu Matteucciego z uwzględnieniem parametrów takich jak: temperatura, naprężenia, jednorodność pola magnetycznego. Z wykorzystaniem opracowanego stanowiska pomiarowego zrealizowano ilościowe badania efektu Matteucciego w polach jednorodnych i niejednorodnych, w próbkach ze stopów amorficznych na bazie żelaza i kobaltu. Badania przeprowadzono ze szczególnym naciskiem na próbki w postaci drutu na bazie kobaltu, ze względu na jego korzystne właściwości magneto-mechaniczne. W trakcie badań potwierdzono możliwość wykorzystania sygnału wynikającego z efektu Matteucciego zarówno w funkcji czasu, jak i częstotliwości. Następnie uzyskane wyniki wykorzystano do opracowania sensora pola magnetycznego, który może być zastosowany także do pomiaru niejednorodnego pola magnetycznego.

Do opracowania sensora wybrano bistabilny drut amorficzny ze stopu o składzie na bazie żelaza i kobaltu, o średnicy 101 μm , wyprodukowany przez firmę AICHI Steel (dawniej UNITIKA, Japonia), dostępny komercyjnie pod nazwą 101DC5T. W trakcie badań stwierdzono, że amplituda impulsów napięcia efektu Matteucciego rośnie wraz ze zwiększaniem przyłożonego naprężenia ścinającego, wymagając równocześnie wyższej wartości pola wyzwalającego. Wzrost wymaganego pola magnetycznego wynika ze wzrostu energii niezbędnej do przełamania zaczepu ściany domenowej niezbędnego do przemagnesowania drutu.

W odniesieniu do pomiarów niejednorodności pola magnetycznego w pracy zaproponowano model ilościowy wyjaśniający fakt pojawienia się dodatkowego piku napięcia Matteucciego w wyniku gradientu pola na końcu drutu amorficznego. Wynika on z opisanego w pracy zjawiska występowania dodatkowej domeny na końcu drutu amorficznego. Jednak wyznaczona z zaproponowanego modelu zależność opisująca czas opóźnienia dodatkowego impulsu jest trudna do zastosowania praktycznego. Dlatego w praktyce zastosowano interpolację wielomianową do opisu charakterystyki przetwarzania sensora do pomiaru gradientu pola magnetycznego, stosując wielomian drugiego stopnia.

Wyniki pomiarów gradientu pola magnetycznego na końcu drutu amorficznego sensora potwierdziły, że zależność opisana wielomianem drugiego stopnia dobrze opisuje charakterystykę przetwarzania sensora. Wysoka jakość opisu została ilościowo potwierdzona przez współczynnik determinacji R^2 wynoszący 0.9993. Opracowany sensor potwierdza tezę

niniejszej pracy stanowiącą, że możliwe jest zbudowanie sensora pola magnetycznego do pomiaru pól niejednorodnych, który będzie wykorzystywał Efekt Matteuciego w drutach ze stopów amorficznych.

11. Kierunki dalszych prac

Dalsze badania dotyczące zmian efektu Matteucciego w zależności od innych parametrów, takich jak szybkość przemagnesowania oraz stop, z którego wykonana jest próbka, są obecnie w trakcie opracowywania. Badania te pomogą w modelowaniu procesów przemagnesowania w symulacjach komputerowych, które są obecnie szeroko stosowane przed zbudowaniem działającego urządzenia. Opracowywany jest również model opisujący rozdzielenie impulsów Matteucciego w zależności od rozkładu pola w obszarze rdzenia.

Zauważono również, że przemagnesowanie drutu podczas przepuszczania przez niego prądu o wysokiej częstotliwości (rzędu MHz) i niskim natężeniu powoduje znaczny spadek wartości pola wyzwalającego. Będzie to przedmiot dalszych badań.

Wartość pola wyzwalającego impulsy Matteucciego wzrasta wraz ze wzrostem skręcania. Zjawisko to można wykorzystać do wykonania czujnika obrotu. Zjawisko to można również wykorzystać do pomiaru koercji amorficznego drutu podczas jego produkcji. Wartości uzyskane dla małego skręcenia są zbliżone do koercji drutu bez obrotu. Wartość pola wyzwalającego wzrasta wraz z naprężeniem skręcającym, ale dla obrotu 0° efekt nie zachodzi, więc należałoby zastosować interpolację.

Przez odpowiednie skręcenie, pole wyzwalające drutu amorficznego można dostroić do określonej wartości. Umożliwiłoby to zatem na zbudowanie czujnika prądu krytycznego z regulowanym prądem wyzwalającym impuls, podobny do mierników cęgowych natężenia prądu.

Amplituda impulsów Matteucciego rośnie monotonicznie wraz z naprężeniem ścinającym i stabilizuje się po wartości $\sim 0,005$. Zjawisko to również można wykorzystać do stworzenia czujnika obrotu o małym kącie z rozróżnialnym kierunkiem kąta.

Zmianę kształtu impulsów w niejednorodnych polach magnetycznych (podwójne maksimum o zmiennej szerokości) można wykorzystać w skanerach lub mikrosensorach magnetowizyjnych, o wysokiej rozdzielczości przestrzennej, porównywalnej ze średnicą użytego drutu. Dokładny pomiar wartości stałej oraz gradientu pola magnetycznego wraz z dokładnym pomiarem położenia sensora pozwoliłby na zbudowanie detektora źródeł pola magnetycznego, jak np. cewki lub magnesy trwałe.

12. Bibliografia

1. Fleming, W. J. (2001). Overview of automotive sensors. W IEEE Sensors Journal (T. 1, Issue 4, s. 296–308). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/7361.983469>
2. Pannetier, M., Fermon, C., Legoff, G., Simola, J., Kerr, E., Welling, M., & Wijngaarden, R. J. (2005). Ultra-Sensitive Field Sensors— An Alternative to SQUIDS. W IEEE Transactions on Appiled Superconductivity (T. 15, Issue 2, s. 892–895). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tasc.2005.850104>
3. Tavakkoli, H., Duan, M., Zhao, X., Qi, L., Ke, Z., Izhar, Bermak, A., & Lee, Y.-K. (2022). A CMOS Hybrid Magnetic Field Sensor for Real-Time Speed Monitoring. W IEEE Sensors Journal (T. 22, Issue 23, s. 22529–22539). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/jsen.2022.3217270>
4. Li, Z., Dixon, S., Cawley, P., Jarvis, R., & Nagy, P. B. (2017). Study of metal magnetic memory (MMM) technique using permanently installed magnetic sensor arrays. W AIP Conference Proceedings. 43RD ANNUAL REVIEW OF PROGRESS IN QUANTITATIVE NONDESTRUCTIVE EVALUATION, VOLUME 36. Author(s). <https://doi.org/10.1063/1.4974689>
5. Arbenz, L., Chadebec, O., Espanet, C., Rtimi, Y., & Cauffet, G. (2017). Characterization of Permanent Magnet Magnetization. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 53, Issue 11, s. 1–4). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.2017.2692391>
6. Minkin, L., & Sikes, D. (2022). Measuring the Magnetic Field Vector of Earth. W The Physics Teacher (T. 60, Issue 3, s. 200–201). American Association of Physics Teachers (AAPT). <https://doi.org/10.1119/10.0009689>
7. Connerney, J. E. P., Benn, M., Bjarno, J. B., Denver, T., Espley, J., Jorgensen, J. L., Jorgensen, P. S., Lawton, P., Malinnikova, A., Merayo, J. M., Murphy, S., Odom, J., Oliverson, R., Schnurr, R., Sheppard, D., & Smith, E. J. (2017). The Juno Magnetic Field Investigation. W Space Science Reviews (T. 213, Issues 1–4, s. 39–138). Springer Science and Business Media LLC. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0334-z>
8. Transparency Market Research, “Magnetic Sensors Market” [Online] <https://www.transparencymarketresearch.com/magnetic-sensors-market.html> [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]

9. Mordor Intelligence “Magnetic Sensor Market Size & Share Analysis – Growth Trends & Forecasts (2024-2029)” [Online] <https://www.mordorintelligence.com/industry-reports/magnetic-sensor-market> [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
10. Paun, M.-A., Sallese, J.-M., & Kayal, M. (2013). Hall Effect Sensors Design, Integration and Behavior Analysis. W *Journal of Sensor and Actuator Networks* (T. 2, Issue 1, s. 85–97). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/jsan2010085>
11. Ripka, P. (1992). Review of fluxgate sensors. W *Sensors and Actuators A: Physical* (T. 33, Issue 3, s. 129–141). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/0924-4247\(92\)80159-z](https://doi.org/10.1016/0924-4247(92)80159-z)
12. Ripka, P., & Janosek, M. (2010). Advances in Magnetic Field Sensors. W *IEEE Sensors Journal* (T. 10, Issue 6, s. 1108–1116). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/jsen.2010.2043429>
13. Zheng, C., Zhu, K., Cardoso de Freitas, S., Chang, J.-Y., Davies, J. E., Eames, P., Freitas, P. P., Kazakova, O., Kim, C., Leung, C.-W., Liou, S.-H., Ognev, A., Piramanayagam, S. N., Ripka, P., Samardak, A., Shin, K.-H., Tong, S.-Y., Tung, M.-J., Wang, S. X., ... Pong, P. W. T. (2019). Magnetoresistive Sensor Development Roadmap (Non-Recording Applications). W *IEEE Transactions on Magnetics* (T. 55, Issue 4, s. 1–30). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.2019.2896036>
14. Drung, D. (1991). DC SQUID systems overview. W *Superconductor Science and Technology* (T. 4, Issue 9, s. 377–385). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0953-2048/4/9/002>
15. Asfour, A., Nabias, J., Traore, P. S., & Yonnet, J.-P. (2019). Practical Use of the GMI Effect to Make a Current Sensor. W *IEEE Transactions on Magnetics* (T. 55, Issue 1, s. 1–10). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.2018.2872622>
16. Dolabdjian, C., & Ménard, D. (2016). Giant Magneto-Impedance (GMI) Magnetometers. W *Smart Sensors, Measurement and Instrumentation* (s. 103–126). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-34070-8_4
17. Nakai, T., Takada, K., & Ishiyama, K. (2009). Existence of Three Stable States of Magnetic Domain for the Stepped Giant Magnetoimpedance Element and Proposal for Sensor With Memory Function. W *IEEE Transactions on Magnetics* (T. 45, Issue 10, s. 3499–3502). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.2009.2022416>

18. Gazda, P., & Szewczyk, R. (2020). Novel Giant Magnetoimpedance Magnetic Field Sensor. W *Sensors* (T. 20, Issue 3, s. 691). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/s20030691>
19. Cobero, A. F., Blanco, J. M., Zhukov, A., Dominguez, L., Gonzalez, J., Torcunov, A., & Aragonese, P. (1999). Matteucci effect in glass coated microwires. W *IEEE Transactions on Magnetics* (T. 35, Issue 5, s. 3382–3384). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.800531>
20. Matteucci, C. (1858). Recherches expérimentales sur les phénomènes électromagnétiques développés par la torsion. *Ann. Chim. Phys*, 53, 385-417
21. Favieres, C., Aroca, C., Sánchez, M. C., & Madurga, V. (2000). Matteucci effect as exhibited by cylindrical CoP amorphous multilayers. W *Journal of Applied Physics* (T. 87, Issue 4, s. 1889–1898). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.372109>
22. Fosalau, C., & Zet, C. (2019). Angle Transducer Based on Matteucci Effect. W 2019 International Conference on Electromechanical and Energy Systems (SIELMEN). 2019 International Conference on Electromechanical and Energy Systems (SIELMEN). IEEE. <https://doi.org/10.1109/sielmen.2019.8905883>
23. Mohri, K., & Takeuchi, S. (1982). Sensitive bistable magnetic sensors using twisted amorphous magnetostrictive ribbons due to Matteucci effect. W *Journal of Applied Physics* (T. 53, Issue 11, s. 8386–8388). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.330369>
24. Gómez-Polo, C., Arcas, J., Vázquez, M., & Hernando, A. (1996). A critical current sensor based on the Matteucci effect of a toroidal Fe-rich amorphous wire. W *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (T. 160, s. 194–196). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00165-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00165-5)
25. Mohri, K., Humphrey, F., Yamasaki, J., & Kinoshita, F. (1985). Large Barkhausen effect and Matteucci effect in amorphous magnetostrictive wires for pulse generator elements. W *IEEE Transactions on Magnetics* (T. 21, Issue 5, s. 2017–2019). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.1985.1064026>
26. Poliakov, S. V., Reznikov, B. I., Shchennikov, A. V., Kopytenko, E. A., & Samsonov, B. V. (2017). The range of induction-coil magnetic field sensors for geophysical explorations. W *Seismic Instruments* (T. 53, Issue 1, s. 1–18). Allerton Press. <https://doi.org/10.3103/s0747923917010078>

27. Herrera-May, A., Soler-Balcazar, J., Vázquez-Leal, H., Martínez-Castillo, J., Viguera-Zuñiga, M., & Aguilera-Cortés, L. (2016). Recent Advances of MEMS Resonators for Lorentz Force Based Magnetic Field Sensors: Design, Applications and Challenges. W *Sensors* (T. 16, Issue 9, s. 1359). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/s16091359>
28. Tumański, S. (2013). Modern magnetic field sensors – a review. *Przegląd Elektrotechniczny*, 1-12
29. Nałęcz M., Jaworski J.: *Miernictwo magnetyczne*. WNT 1968
30. Tumanski, S. (2007). Induction coil sensors—a review. W *Measurement Science and Technology* (T. 18, Issue 3, s. R31–R46). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/18/3/r01>
31. Rechner Sensors “Catalogue inductive sensors IAS” [Online] https://www.eltron.pl/uploads/manufacturer_catalogs/17/10840/Czujniki_indukcyjne.pdf [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
32. Lemi LLC. “Induction Coil Magnetometers” [Online] https://lemisensors.com/?page_id=130 [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
33. Kachniarz, M., Jackiewicz, D., Nowicki, M., Bieńkowski, A., Szewczyk, R., & Winiarski, W. (2015). Magnetoelastic Characteristics of Constructional Steel Materials. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 307–315). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-10990-9_28
34. Russenschuck, S. (2017). Rotating- and translating-coil magnetometers for extracting pseudo-multipoles in accelerator magnets. W *COMPEL - The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering* (T. 36, Issue 5, s. 1552–1567). Emerald. <https://doi.org/10.1108/compel-02-2017-0059>
35. Pentella, M., Mattsson Kjellqvist, V. M., Petrone, C., Russenschuck, S., & von Freeden, L. (2024). Alignment of a Solenoid System by Means of a Translating-Coil Magnetometer. W *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* (T. 34, Issue 5, s. 1–4). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tasc.2024.3361430>
36. Arpaia, P., Buzio, M., Matteis, E. D., & Russenschuck, S. (2015). A rotating coil transducer for magnetic field mapping. W *Journal of Instrumentation* (T. 10, Issue 06, s. P06006–P06006). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/p06006>

37. Sorti, S., Petrone, C., Russenschuck, S., & Braghin, F. (2021). Metrological characterisation of rotating-coil magnetometer systems. W ACTA IMEKO (T. 10, Issue 2, s. 30). IMEKO International Measurement Confederation. https://doi.org/10.21014/acta_imeko.v10i2.1017
38. Kopala, D., Ostaszewska-Lizewska, A., & Szewczyk, R. (2022). Sensitivity Limits and Functional Characteristics of Fluxgate Sensors with Rod-Shaped Magnetic Cores. W Pomiary Automatyka Robotyka (T. 26, Issue 2, s. 29–33). PIAP - Industrial Research Institute for Automation and Measurements. https://doi.org/10.14313/par_244/29
39. Sebbes, P. & Ludwig, Frank & Schilling, Meinhard. (2013). Fluxgate magnetometer for temperatures up to 180°C. Journal of Electrical Engineering. 61. 21-23.
40. Moldovanu, A., Chiriac, H., Moldovanu, C., Macoviciuc, M., & Ioan, C. (2000). Performances of the fluxgate sensor with tensile stress annealed ribbons. W Sensors and Actuators A: Physical (T. 81, Issues 1–3, s. 189–192). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(99\)00085-0](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00085-0)
41. Szewczyk, R., & Bieńkowski, A. (2004). Stress dependence of sensitivity of fluxgate sensor. W Sensors and Actuators A: Physical (T. 110, Issues 1–3, s. 232–235). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2003.10.029>
42. Szewczyk, R. (2018). Thin-Layer Based Devices. W Lecture Notes in Electrical Engineering (s. 25–35). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-77985-0_3
43. Lu, C.-C., Huang, J., Chiu, P.-K., Chiu, S.-L., & Jeng, J.-T. (2014). High-Sensitivity Low-Noise Miniature Fluxgate Magnetometers Using a Flip Chip Conceptual Design. W Sensors (T. 14, Issue 8, s. 13815–13829). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/s140813815>
44. Ioan, C., et al. "High-resolution fluxgate sensing elements using Co68, 25Fe4, 5Si12, 25B15 amorphous material." Journal of Optoelectronics and Advanced Materials 4.2 (2002): 319-324.
45. Kim, H. C., & Jun, C. S. (1995). A new method for fluxgate magnetometers using the coupling property of odd and even harmonics. W Measurement Science and Technology (T. 6, Issue 7, s. 898–903). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/6/7/007>

46. Geyger, A. W. (1962). The ring-core magnetometer „ A new type of second-harmonic flux-gate magnetometer”. W Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part I: Communication and Electronics (T. 81, Issue 1, s. 65–73). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tce.1962.6373206>
47. Ripka, P., Pribil, M., & Butta, M. (2014). Fluxgate Offset Study. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 50, Issue 11, s. 1–4). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.2014.2329777>
48. Huang, W.-S., Jeng, J.-T., & Lu, C.-C. (2010). Harmonic frequency characterisations of a CMOS micro fluxgate sensor for low magnetic field detection. W Procedia Engineering (T. 5, s. 993–996). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2010.09.276>
49. Burger, J. (1972). The theoretical output of a ring core fluxgate sensor. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 8, Issue 4, s. 791–796). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.1972.1067541>
50. Autonnic “OEM Subsystems and Components” [Online] <https://www.autonnic.com/oem-modules> [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
51. Breth, L., Dimopoulos, T., Schotter, J., Rott, K., Bruckl, H., & Suess, D. (2011). Fluxgate Principle Applied to a Magnetic Tunnel Junction for Weak Magnetic Field Sensing. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 47, Issue 6, s. 1549–1553). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.2011.2106114>
52. Rovati, L., & Cattini, S. (2012). Zero-Field Readout Electronics for Planar Fluxgate Sensors Without Compensation Coil. W IEEE Transactions on Industrial Electronics (T. 59, Issue 1, s. 571–578). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tie.2011.2134055>
53. Bitterly, J., Cantin, J. M., Schlich, R., Folques, J., & Gilbert, D. (1984). Portable Magnetometer Theodolite with Fluxgate Sensor for Earth’s Magnetic Field Component Measurements. W Geomagnetic and Observatory and Survey Practice (s. 233–239). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-94-009-5283-6_3
54. Ripka, P., & Billingsley, S. W. (2000). Crossfield effect at fluxgate. W Sensors and Actuators A: Physical (T. 81, Issues 1–3, s. 176–179). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0924-4247\(99\)00082-5](https://doi.org/10.1016/s0924-4247(99)00082-5)

55. Tumanski, S. (2001). Thin Film Magnetoresistive Sensors. CRC Press. <https://doi.org/10.1201/9781420033243>
56. Mapps, D. J. (1997). Magnetoresistive sensors. W Sensors and Actuators A: Physical (T. 59, Issues 1–3, s. 9–19). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0924-4247\(97\)80142-2](https://doi.org/10.1016/s0924-4247(97)80142-2)
57. Smit, J. (1951). Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures. W Physica (T. 17, Issue 6, s. 612–627). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(51\)90117-6](https://doi.org/10.1016/0031-8914(51)90117-6)
58. Gregg, J. F., Allen, W., Ounadjela, K., Viret, M., Hehn, M., Thompson, S. M., & Coey, J. M. D. (1996). Giant Magnetoresistive Effects in a Single Element Magnetic Thin Film. W Physical Review Letters (T. 77, Issue 8, s. 1580–1583). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.77.1580>
59. Jogschies, L., Klaas, D., Kruppe, R., Rittinger, J., Taptimthong, P., Wienecke, A., Rissing, L., & Wurz, M. (2015). Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications. W Sensors (T. 15, Issue 11, s. 28665–28689). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/s151128665>
60. Dieny, B., Speriosu, V. S., Parkin, S. S. P., Gurney, B. A., Wilhoit, D. R., & Mauri, D. (1991). Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. W Physical Review B (T. 43, Issue 1, s. 1297–1300). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevb.43.1297>
61. Terunuma, K. (2007). Current status and future of magnetic heads for HDD. W physica status solidi c (T. 4, Issue 12, s. 4493–4497). Wiley. <https://doi.org/10.1002/pssc.200777199>
62. Freitas, P. P., Ferreira, R., Cardoso, S., & Cardoso, F. (2007). Magnetoresistive sensors. W Journal of Physics: Condensed Matter (T. 19, Issue 16, s. 165221). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/19/16/165221>
63. Sandra, K. R., George, B., & Kumar, V. J. (2018). Combined Variable Reluctance-Hall Effect Displacement Sensor. W IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement (T. 67, Issue 5, s. 1169–1177). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tim.2017.2761958>
64. Crescentini, M., Syeda, S. F., & Gibiino, G. P. (2022). Hall-Effect Current Sensors: Principles of Operation and Implementation Techniques. W IEEE Sensors Journal (T. 22, Issue 11, s. 10137–10151). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/jsen.2021.3119766>

65. Mansuripur, M., & Zakharian, A. R. (2009). Maxwell's macroscopic equations, the energy-momentum postulates, and the Lorentz law of force. *W Physical Review E* (T. 79, Issue 2). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physreve.79.026608>
66. Mansuripur, M. (2013). The force law of classical electrodynamics: Lorentz versus Einstein and Laub. *W K. Dholakia & G. C. Spalding (Red.), SPIE Proceedings. SPIE NanoScience + Engineering. SPIE.* <https://doi.org/10.1117/12.2024808>
67. Popovic, R. S. (1984). The vertical hall-effect device. *W IEEE Electron Device Letters* (T. 5, Issue 9, s. 357–358). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/edl.1984.25945>
68. Schulz, W. W., Allen, P. B., & Trivedi, N. (1992). Hall coefficient of cubic metals. *W Physical Review B* (T. 45, Issue 19, s. 10886–10890). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevb.45.10886>
69. Guillou, H., Kent, A. D., Stupian, G. W., & Leung, M. S. (2003). Geometries for high spatial resolution Hall probes. *W Journal of Applied Physics* (T. 93, Issue 5, s. 2746–2751). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.1543651>
70. Hwang, H. Y., Batlogg, B., Takagi, H., Kao, H. L., Kwo, J., Cava, R. J., Krajewski, J. J., & Peck, W. F. (1994). Scaling of the temperature dependent Hall effect in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ *W Physical Review Letters* (T. 72, Issue 16, s. 2636–2639). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.72.2636>
71. Tumański S., Czujniki pola magnetycznego – stan obecny i kierunki rozwoju, *Przegląd Elektrotechniczny* Nr 2 (2004)
72. Hahlbohm, H.-D., & Lübbig, H. (Red.). (1986). *SQUID '85 Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications.* DE GRUYTER. <https://doi.org/10.1515/9783110862393>
73. Villegas, J. E., Savel'ev, S., Nori, F., Gonzalez, E. M., Anguita, J. V., García, R., & Vicent, J. L. (2003). A Superconducting Reversible Rectifier That Controls the Motion of Magnetic Flux Quanta. *W Science* (T. 302, Issue 5648, s. 1188–1191). American Association for the Advancement of Science (AAAS). <https://doi.org/10.1126/science.1090390>
74. Levi, M., Hoppensteadt, F. C., & Miranker, W. L. (1978). Dynamics of the Josephson junction. *W Quarterly of Applied Mathematics* (T. 36, Issue 2, s. 167–198). American Mathematical Society (AMS). <https://doi.org/10.1090/qam/484023>

75. Ryu, C., Blackburn, P. W., Blinova, A. A., & Boshier, M. G. (2013). Experimental Realization of Josephson Junctions for an Atom SQUID. W *Physical Review Letters* (T. 111, Issue 20). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.111.205301>
76. Lindell, R., Penttilä, J., Sillanpää, M., & Hakonen, P. (2003). Quantum states of a mesoscopic SQUID measured using a small Josephson junction. W *Physical Review B* (T. 68, Issue 5). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevb.68.052506>
77. Jiles, D. (2015). *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. CRC Press. <https://doi.org/10.1201/b18948>
78. Clarke, J. (1980). Advances in SQUID magnetometers. W *IEEE Transactions on Electron Devices* (T. 27, Issue 10, s. 1896–1908). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/t-ed.1980.20127>
79. Clarke, J. (1996). *Squid Fundamentals*. W *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications* (s. 1–62). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-94-011-5674-5_1
80. Tsoy, G., Janu, Z., Novak, M., Soukup, F., & Tichy, R. (2000). High-resolution SQUID magnetometer. W *Physica B: Condensed Matter* (T. 284–288, s. 2122–2123). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0921-4526\(99\)03023-9](https://doi.org/10.1016/s0921-4526(99)03023-9)
81. Hrvoic, I., & Newitt, L. R. (2010). Instruments and Methodologies for Measurement of the Earth's Magnetic Field. W *Geomagnetic Observations and Models* (s. 105–126). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-90-481-9858-0_5
82. Stuart, W. F. (1972). Earth's field magnetometry. W *Reports on Progress in Physics* (T. 35, Issue 2, s. 803–881). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/35/2/306>
83. The Earth's Magnetic Field. (b.d.). W *The Earth's Magnetism* (s. 1–66). Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-540-27980-8_1
84. Johnston, R. B., „Proton Magnetometry and its Application to Archaeology: An Evaluation at Angel Site”, *Indiana Historical Society, Prehistory Research Series*, Vol. IV, No. II, 1962
85. Smekalova T. N., Voss O., Smekalov S. L. „Magnetic Surveying in Archaeology: More than 10 years of using the Overhauser GSM-19 gradiometer”, *Wormianum*, 2008

86. Ivakhnenko, O. P., & Potter, D. K. (2004). Magnetic susceptibility of petroleum reservoir fluids. W *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C* (T. 29, Issues 13–14, s. 899–907). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.pce.2004.06.001>
87. Lerner, G. A., Piispa, E. J., Bowles, J. A., & Ort, M. H. (2022). Paleomagnetism and rock magnetism as tools for volcanology. W *Bulletin of Volcanology* (T. 84, Issue 3). Springer Science and Business Media LLC. <https://doi.org/10.1007/s00445-022-01529-9>
88. Fassbinder, J. W. E. (2023). Magnetometry for Archaeology. W *Encyclopedia of Earth Sciences Series* (s. 1–16). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-030-44600-0_169-1
89. Canciani, A., & Raquet, J. (2016). Absolute Positioning Using the Earth’s Magnetic Anomaly Field. W *Navigation* (T. 63, Issue 2, s. 111–126). Institute of Navigation. <https://doi.org/10.1002/navi.138>
90. (2021). W *Publications of the Institute of Geophysics, Polish Academy of Sciences; Geophysical Data Bases, Processing and Instrumentation* (T. 433, Issue C–114). Institute of Geophysics Polish Academy of Sciences. https://doi.org/10.25171/instgeoph_pas_pubs-2021-002
91. Csontos, A. A., & Šugar, D. (2024). Dataset of geomagnetic absolute measurements performed by Declination and Inclination Magnetometer (DIM) and nuclear magnetometer during the joint Croatian-Hungarian repeat station campaign in Adriatic region. W *Data in Brief* (T. 54, s. 110276). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.dib.2024.110276>
92. Narkhov, E. D., Muravyev, L. A., Sergeev, A. V., Fedorov, A. L., Denisov, A. Yu., Shirokov, A. A., & Sapunov, V. A. (2017). Applications of modern high-precision Overhauser magnetometers. W *AIP Conference Proceedings. 3RD ELECTRONIC AND GREEN MATERIALS INTERNATIONAL CONFERENCE 2017 (EGM 2017)*. Author(s). <https://doi.org/10.1063/1.5002972>
93. MinGeo “MinGeo Cable Declination Inclination Magnetometer (Cable DIM)” [Online] <http://www.mingeo.com/prod-cable10.html> [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
94. Hrvoic, I., & Newitt, L. R. (2010). Instruments and Methodologies for Measurement of the Earth’s Magnetic Field. W *Geomagnetic Observations and Models* (s. 105–126). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-90-481-9858-0_5

95. Smullin, S. J., Savukov, I. M., Vasilakis, G., Ghosh, R. K., & Romalis, M. V. (2009). Low-noise high-density alkali-metal scalar magnetometer. *W Physical Review A* (T. 80, Issue 3). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physreva.80.033420>
96. Duret, D., Moussaavi, M., & Beranger, M. (1991). Use of high performance electron spin resonance materials for the design of scalar and vectorial magnetometers. *W IEEE Transactions on Magnetism* (T. 27, Issue 6, s. 5405–5407). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.278853>
97. Bao, G., Kanta, D., Antypas, D., Rochester, S., Jensen, K., Zhang, W., Wickenbrock, A., & Budker, D. (2022). All-optical spin locking in alkali-metal-vapor magnetometers. *W Physical Review A* (T. 105, Issue 4). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physreva.105.043109>
98. Dong, H., Liu, H., Ge, J., Yuan, Z., & Zhao, Z. (2016). A High-Precision Frequency Measurement Algorithm for FID Signal of Proton Magnetometer. *W IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* (T. 65, Issue 4, s. 898–904). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tim.2016.2516299>
99. Alexandrov, E. B. (2003). Recent Progress in Optically Pumped Magnetometers. *W Physica Scripta* (T. T105, Issue 1, s. 27). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1238/physica.topical.105a00027>
100. Khomutov, S. Y., Sapunov, V. A., Denisov, A. Y., Borodin, P. B., Kudin, D. V., Sidorov, R. V., Bebnov, A. S., Cherepanova, T. A., Kotikov, A. L., Kanonidi, K. K., Turbin, Y. G., & Baryshev, P. E. (2021). Vector Overhauser magnetometer POS-4: experience and prospects of application. *W A. Dmitriev, G. Vodinchar, & Z. Rakhmonov (Red.), EPJ Web of Conferences* (T. 254, s. 02018). EDP Sciences. <https://doi.org/10.1051/epjconf/202125402018>
101. Ge, J., Dong, H., Liu, H., Yuan, Z., Dong, H., Zhao, Z., Liu, Y., Zhu, J., & Zhang, H. (2016). Overhauser Geomagnetic Sensor Based on the Dynamic Nuclear Polarization Effect for Magnetic Prospecting. *W Sensors* (T. 16, Issue 6, s. 806). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/s16060806>
102. Lee, S.-J., Shim, J. H., Yu, K. K., Hwang, S., Oh, S., Hilschens, I., & Kim, K. (2019). Overhauser proton spin-echo magnetometer for magnetic fields below 1 μT . *W Metrologia* (T. 56, Issue 4, s. 045011). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1681-7575/ab2fad>

103. Budker, D., & Jackson Kimball, D. F. (Red.). (2013). *Optical Magnetometry*. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/cbo9780511846380>
104. Savukov, I., Kim, Y. J., Shah, V., & Boshier, M. G. (2017). High-sensitivity operation of single-beam optically pumped magnetometer in a kHz frequency range. *W Measurement Science and Technology* (T. 28, Issue 3, s. 035104). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aa58b4>
105. Tiporlini, V., & Alameh, K. (2013). High Sensitivity Optically Pumped Quantum Magnetometer. W C. Chen, D. Dong, M. Jiang, & L.-C. Wang (Red.), *The Scientific World Journal* (T. 2013, Issue 1). Wiley. <https://doi.org/10.1155/2013/858379>
106. Hou, C., Zhang, Y., & Wang, Z. (2019). Modeling of Anisotropic Magnetic Property in Motor Stator Cores Using Vector Play Model. W 2019 IEEE Student Conference on Electric Machines and Systems (SCEMS 2019). 2019 Student Conference on Electric Machines and Systems (SCEMS 2019). IEEE. <https://doi.org/10.1109/scems201947376.2019.8972638>
107. Zhang Zhi-Dong. (2015). Magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures of magnetic materials. W *Acta Physica Sinica* (T. 64, Issue 6, s. 067503). *Acta Physica Sinica*, Chinese Physical Society and Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences. <https://doi.org/10.7498/aps.64.067503>
108. Suarez, O. J., Laroze, D., Martínez-Mardones, J., Altbir, D., & Chubykalo-Fesenko, O. (2017). Chaotic dynamics of a magnetic particle at finite temperature. W *Physical Review B* (T. 95, Issue 1). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevb.95.014404>
109. R.C. O’Handley, *Modern magnetic materials: principles and applications*, John Wileyand Sons, New York 2000.
110. Brown, W. F. (1940). Theory of the Approach to Magnetic Saturation. W *Physical Review* (T. 58, Issue 8, s. 736–743). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrev.58.736>
111. Tebble, R. S., Skidmore, I. C., & Corner, W. D. (1950). The Barkhausen Effect. W *Proceedings of the Physical Society. Section A* (T. 63, Issue 7, s. 739–761). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0370-1298/63/7/307>
112. Barkhausen, H. (1919). Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen. *Phys. Z*, 20(17), 401-403.

113. Rudyak, V. M. (1971). THE BARKHAUSEN EFFECT. W Soviet Physics Uspekhi (T. 13, Issue 4, s. 461–479). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1070/pu1971v013n04abeh004681>
114. Telford, M. (2004). The case for bulk metallic glass. W Materials Today (T. 7, Issue 3, s. 36–43). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s1369-7021\(04\)00124-5](https://doi.org/10.1016/s1369-7021(04)00124-5)
115. Johnson, W. L. (2002). Bulk amorphous metal—An emerging engineering material. W JOM (T. 54, Issue 3, s. 40–43). Springer Science and Business Media LLC. <https://doi.org/10.1007/bf02822619>
116. Luborsky, F., Reeve, J., Davies, H., & Liebermann, H. (1982). Effect of Fe-B-Si composition on maximum thickness for casting amorphous metals. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 18, Issue 6, s. 1385–1387). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.1982.1062025>
117. Herzer, G. (2013). Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials. W Acta Materialia (T. 61, Issue 3, s. 718–734). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2012.10.040>
118. Vazquez, M., & Chen, D.-X. (1995). The magnetization reversal process in amorphous wires. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 31, Issue 2, s. 1229–1238). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.364813>
119. Reininger, T., Kronmüller, H., Gomez-Polo, C., & Vazquez, M. (1993). Magnetic domain observation in amorphous wires. W Journal of Applied Physics (T. 73, Issue 10, s. 5357–5359). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.353730>
120. Ogasawara, I., & Ueno, S. (1995). Preparation and properties of amorphous wires. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 31, Issue 2, s. 1219–1223). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.364811>
121. Zhukov, A. P., Vázquez, M., Velázquez, J., Chiriac, H., & Larin, V. (1995). The remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires. W Journal of Magnetism and Magnetic Materials (T. 151, Issues 1–2, s. 132–138). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(95\)00393-2](https://doi.org/10.1016/0304-8853(95)00393-2)
122. Corodeanu, S., Chiriac, H., & Óvári, T.-A. (2011). Accurate measurement of domain wall velocity in amorphous microwires, submicron wires, and nanowires. W Review of Scientific Instruments (T. 82, Issue 9). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.3635223>

123. Sabol, R., Klein, P., Ryba, T., Hvizdos, L., Varga, R., Rovnak, M., Sulla, I., Mudronova, D., Galik, J., Polacek, I., Zivcak, J., & Hudak, R. (2017). Novel Applications of Bistable Magnetic Microwires. W *Acta Physica Polonica A* (T. 131, Issue 4, s. 1150–1152). Institute of Physics, Polish Academy of Sciences. <https://doi.org/10.12693/aphyspola.131.1150>
124. Vázquez, M., & Hernando, A. (1996). A soft magnetic wire for sensor applications. W *Journal of Physics D: Applied Physics* (T. 29, Issue 4, s. 939–949). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/29/4/001>
125. Vázquez, M., & Zhukov, A. P. (1996). Magnetic properties of glass-coated amorphous and nanocrystalline microwires. W *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (T. 160, s. 223–228). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00212-0](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00212-0)
126. Köster, U. (1978). Crystallization of Amorphous Silicon Films. W *August 16* (s. 313–322). De Gruyter. <https://doi.org/10.1515/9783112497685-007>
127. Atalay, S., Squire, P. T., & Gibbs, M. R. J. (1993). Pulse annealing of FeSiB amorphous wires. W *IEEE Transactions on Magnetics* (T. 29, Issue 6, s. 3472–3474). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.281200>
128. Jiles, D. C. (1995). Theory of the magnetomechanical effect. W *Journal of Physics D: Applied Physics* (T. 28, Issue 8, s. 1537–1546). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/8/001>
129. Vázquez, M. (2001). Giant magneto-impedance in soft magnetic “Wires”. W *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (T. 226–230, s. 693–699). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(01\)00013-0](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00013-0)
130. Mohri, K., Humphrey, F. B., Panina, L. V., Honkura, Y., Yamasaki, J., Uchiyama, T., & Hiram, M. (2009). Advances of amorphous wire magnetics over 27 years. W *physica status solidi (a)* (T. 206, Issue 4, s. 601–607). Wiley. <https://doi.org/10.1002/pssa.200881252>
131. Moruzzi, G. (1996). The electrophysiological work of Carlo Matteucci. W *Brain Research Bulletin* (T. 40, Issue 2, s. 69–91). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/0361-9230\(96\)00036-6](https://doi.org/10.1016/0361-9230(96)00036-6)
132. Dimitropoulos, P. D., Avaritsiotis, J. N., & Hristoforou, E. (2003). A novel micro-Fluxgate sensor based on the AMR effect of ferromagnetic film-resistors. W *Sensors and Actuators A: Physical* (T. 107, Issue 3, s. 238–247). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(03\)00378-9](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(03)00378-9)

133. Mohri, K., Humphrey, F., Yamasaki, J., & Okamura, K. (1984). Jitter-less pulse generator elements using amorphous bistable wires. W *IEEE Transactions on Magnetism* (T. 20, Issue 5, s. 1409–1411). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/tmag.1984.1063201>
134. Szewczyk, R., Nowicki, M., Petruk, O., Ostaszewska-Liżewska, A., Kolano-Burian, A., Polak, M., Nowak, P., Gazda, P., Bieńkowski, A., Korobiichuk, I., Szumiata, T., Švec, P., Zieliński, J., Kamiński, M., & Charubin, T. (2022). Improved gyrator-capacitor modeling of inductive components with a FINEMET-type nanocrystalline alloy core using SPICE. W *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (T. 555, s. 169376). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2022.169376>
135. Makhnovskiy, D. P., Panina, L. V., & Mapps, D. J. (2001). Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential. W *Physical Review B* (T. 63, Issue 14). American Physical Society (APS). <https://doi.org/10.1103/physrevb.63.144424>
136. Betancourt, I., & Valenzuela, R. (2003). Effect of helical-induced anisotropy on the magnetoinductance response of Co-based amorphous wires. W *Applied Physics Letters* (T. 83, Issue 10, s. 2022–2024). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.1610811>
137. Gonzalez, J., Blanco, J. M., Barandiaran, J. M., Vazquez, M., Hernando, A., Rivero, G., & Niarchos, D. (1990). Helical magnetic anisotropy induced by current annealing under torsion in amorphous wires. W *IEEE Transactions on Magnetism* (T. 26, Issue 5, s. 1798–1800). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.104529>
138. Meydan, T. (2002). Influence of stress on Matteucci and search coil voltages in amorphous wires. W *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (T. 249, Issues 1–2, s. 382–386). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0304-8853\(02\)00562-0](https://doi.org/10.1016/s0304-8853(02)00562-0)
139. Vazquez, M., Gomez-Polo, C., Chen, D.-X., & Hernando, A. (1994). Magnetic bistability of amorphous wires and sensor applications. W *IEEE Transactions on Magnetism* (T. 30, Issue 2, s. 907–912). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.312442>
140. Varga, M., Varga, R., Vojtanik, P., & Komova, E. (2008). Perminvar Effect in Amorphous Hitperm Alloy. W *Acta Physica Polonica A* (T. 113, Issue 1, s. 119–122). Institute of Physics, Polish Academy of Sciences. <https://doi.org/10.12693/aphyspola.113.119>

141. Vojtanik, P., Varga, R., Marko, P., Andrejco, R., Blythe, H. J., Gibbs, M. R. J., & Davies, H. A. (2002). W Czechoslovak Journal of Physics (T. 52, Issue 2, s. 191–194). Springer Science and Business Media LLC. <https://doi.org/10.1023/a:1014407426762>
142. Chiriac, H., Hristoforou, E., Neagu, M., Darie, I., & Barariu, F. (1999). D.C. magnetic field measurements based on the inverse Wiedemann effect in Fe-rich glass covered amorphous wires. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 35, Issue 5, s. 3625–3627). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.800611>
143. Hernando, J., & Barandiaran, J. M. (1978). Circular magnetisation measurement in ferromagnetic wires. W Journal of Physics D: Applied Physics (T. 11, Issue 11, s. 1539–1541). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/11/11/013>
144. Aichi Steel “Magnetic Amorphous Wire” [Online] https://www.aichi-steel.co.jp/_assets/dl/products_development/products/Magnetic_Amorphous_Wire.pdf [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
145. Tamag Iberica [Online] <https://tamagiberica.com/> [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
146. García-Prieto, M. J., Pina, E., Zhukov, A., Larin, V., Marín, P., Vázquez, M., & Hernando, A. (2000). Glass-coated Co-rich amorphous microwires with enhanced permeability. W Sensors and Actuators A: Physical (T. 81, Issues 1–3, s. 227–231). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0924-4247\(99\)00129-6](https://doi.org/10.1016/s0924-4247(99)00129-6)
147. Krupińska, G., Gawroński, P., Blanco, J. M., Gonzalez, J., & Kułakowski, K. (2003). Stochastic resonance in bistable magnetic wires. W Physica A: Statistical Mechanics and its Applications (T. 325, Issues 1–2, s. 110–115). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0378-4371\(03\)00189-4](https://doi.org/10.1016/s0378-4371(03)00189-4)
148. Zhukov, A. (2002). Glass-coated magnetic microwires for technical applications. W Journal of Magnetism and Magnetic Materials (T. 242–245, s. 216–223). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/s0304-8853\(01\)01258-6](https://doi.org/10.1016/s0304-8853(01)01258-6)
149. Abe, S., Matsushita, A., & Naoe, M. (1997). Annealing and torsion stress effect on magnetic anisotropy and magnetostriction of Vicalloy fine wire. W IEEE Transactions on Magnetics (T. 33, Issue 5, s. 3916–3918). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). <https://doi.org/10.1109/20.619614>
150. Materials Handbook. (2008). Springer London. <https://doi.org/10.1007/978-1-84628-669-8>

151. Charubin Tomasz, Nowak Paweł Tomasz*, In: PROCEEDINGS of the 22nd International Conference on Applied Physics of Condensed Matter / Vajda J., Jamnicky I., 2016, pp.164-167, ISBN 978-80-227-4572-7
152. Charubin, T., Nowicki, M., & Szewczyk, R. (2017). Measurement System for Magnetic Field Sensors Testing with Earth's Magnetic Field Compensation. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 613–618). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-65960-2_76
153. Charubin, T., & Juś, A. (2017). Test Stand for Matteucci Effect Measurements. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 527–532). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-54042-9_52
154. Charubin, T., Nowicki, M., & Szewczyk, R. (2018, August 1). Spectral analysis of Matteucci effect based magnetic field sensor. *AIP Conference Proceedings*, <https://doi.org/10.1063/1.5048871>
155. Charubin, T., Nowicki, M., & Szewczyk, R. (2019). Investigation of high order harmonic for signal extraction in Matteucci effect based fluxgate magnetic sensors. W *AIP Conference Proceedings. APPLIED PHYSICS OF CONDENSED MATTER (APCOM 2019)*. AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.5119471>
156. Charubin, T., Nowicki, M., & Szewczyk, R. (2018). DC Magnetic Field Sensor Based on Matteucci Effect. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 739–745). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-77179-3_73
157. Charubin, T., & Szewczyk, R. (2018). Temperature Influence on Matteucci Effect in Fe-Based Amorphous Wire. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 642–647). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-77179-3_61
158. Charubin, T., Nowicki, M., & Szewczyk, R. (2019). Influence of Torsion on Matteucci Effect Signal Parameters in Co-Based Bistable Amorphous Wire. W *Materials* (T. 12, Issue 3, s. 532). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/ma12030532>
159. Allan Hancock College “Shear Stress and Strain” [Online] http://www.ah-engr.com/som/3_stress/text_3-2.htm [Data uzyskania dostępu 25 sierpnia 2024]
160. Urbański, M., Charubin, T., Rozum, P., Nowicki, M., & Szewczyk, R. (2016). Automated System for Testing Ferromagnetic Materials. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 817–825). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-29357-8_72

161. Charubin, T., Urbański, M., & Nowicki, M. (2016). Analysis of Automated Ferromagnetic Measurement System. W *Advances in Intelligent Systems and Computing* (s. 593–600). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-48923-0_63
162. Charubin, T., Nowak, P., Nowicki, M., Szewczyk, R., & Urbański, M. (2018). Automatic Measurement Station for Ferrite Materials Testing. W *Acta Physica Polonica A* (T. 133, Issue 4, s. 1049–1052). Institute of Physics, Polish Academy of Sciences. <https://doi.org/10.12693/aphyspola.133.1049>
163. Charubin, T., Nowicki, M., Marusenkova, A., Szewczyk, R., Nosenko, A., & Kyrylchuk, V. (2018). Mobile Ferrograph System for Ultrahigh Permeability Alloys. W *Journal of Automation, Mobile Robotics and Intelligent Systems* (T. 12, Issue 3, s. 40–42). PIAP - Industrial Research Institute for Automation and Measurements. https://doi.org/10.14313/jamris_3-2018/16
164. Rękas, P., Nowicki, M., Gazda, P., Charubin, T., Szumiata, T., & Szewczyk, R. (2023). A measuring setup for testing the mechanical stress dependence of magnetic properties of electrical steels. W *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (T. 577, s. 170791). Elsevier BV. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.170791>
165. Nowicki, M., Szewczyk, R., Charubin, T., Marusenkova, A., Nosenko, A., & Kyrylchuk, V. (2018). Modeling the Hysteresis Loop of Ultra-High Permeability Amorphous Alloy for Space Applications. W *Materials* (T. 11, Issue 11, s. 2079). MDPI AG. <https://doi.org/10.3390/ma11112079>
166. Wulf, M. D., Dupré, L., & Melkebeek, J. (2000). Quasistatic measurements for hysteresis modeling. W *Journal of Applied Physics* (T. 87, Issue 9, s. 5239–5241). AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.373307>
167. Suliga, M., Kruzel, R., Chwastek, K., Jakubas, A., & Pawlik, P. (2017). The Effect of Residual Stresses on the Coercive Field Strength of Drawn Wires. W *Acta Physica Polonica A* (T. 131, Issue 4, s. 1114–1116). Institute of Physics, Polish Academy of Sciences. <https://doi.org/10.12693/aphyspola.131.1114>
168. Vázquez, M., Knobel, M., Sánchez, M. L., Valenzuela, R., & Zhukov, A. P. (1997). Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications. W *Sensors and Actuators A: Physical* (T. 59, Issues 1–3, s. 20–29). Elsevier BV. [https://doi.org/10.1016/S0924-6460\(97\)80143-4](https://doi.org/10.1016/S0924-6460(97)80143-4)
169. Bessaraba P., Mikroprocesorowy magnetometr z transduktorem impulsowo-czasowym, Praca magisterska, Instytut Metrologii i Inżynierii Biomedycznej, Warszawa 2019