

LESZEK MALINOWSKI

**STABILNOŚĆ TERMICZNA
TECHNICZNYCH NADPRZEWODNIKÓW**

Szczecin 1991

Recenzenci

Edward Kostowski
Bogumił Staniszewski

Opracowanie redakcyjne

Jolanta Orkisz

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Szczecińskiej
z dnia 14.11.1991 r.

WYDAWNICTWO UCZELNIANE POLITECHNIKI SZCZECIŃSKIEJ

Wyd. I. Nakład 200+23 egz. Ark. wyd. 6,2. Ark. druk. 6,3

Papier offsetowy kl. III 70g B₁. Oddano do druku 14.11.1991 r.

Druk ukończono w styczniu 1992 r. Zamówienie nr 378/91

ZAKŁAD POLIGRAFICZNY POLITECHNIKI SZCZECIŃSKIEJ "ZAPOL"

71-062 Szczecin, al. Piastów 42 a

SPIS TREŚCI

| | |
|---|-----------|
| STRESZCZENIE | 6 |
| WAŻNIEJSZE OZNACZENIA UŻYTE W PRACY | 8 |
| 1. WPROWADZENIE | 12 |
| 1.1. Krótkie kalendarium rozwoju nadprzewodnictwa | 12 |
| 1.2. Praktyczne wykorzystanie zjawiska nadprzewodnictwa | 14 |
| 1.3. Charakterystyka technicznych nadprzewodników | 14 |
| 1.3.1. Materiały | 14 |
| 1.3.2. Konstrukcja technicznych nadprzewodników | 14 |
| 1.3.3. Właściwości cieplne technicznych nadprzewodników w niskich temperaturach | 16 |
| 1.3.3.1. Przewodność cieplna | 16 |
| 1.3.3.2. Pojemność cieplna | 18 |
| 1.4. Stabilizacja nadprzewodników | 20 |
| 1.4.1. Wstęp | 20 |
| 1.4.2. Przyczyny niestabilności nadprzewodników | 20 |
| 1.4.3. Metody stabilizacji | 22 |
| 1.5. Sposoby chłodzenia elektromagnesów nadprzewodzących | 23 |
| 1.6. Podstawowe równania wykorzystywane do opisu zjawisk cieplnych w technicznych nadprzewodnikach | 25 |
| 1.6.1. Wstęp | 25 |
| 1.6.2. Równanie przewodnictwa cieplnego | 25 |
| 1.6.3. Charakterystyka chłodzenia | 26 |
| 1.6.4. Charakterystyka wewnętrznego źródła ciepła | 28 |
| 1.7. Parametry stabilności termicznej nadprzewodników | 30 |
| 1.7.1. Wstęp | 30 |
| 1.7.2. Graniczny prąd dla przewodu stabilnego całkowicie | 30 |
| 1.7.3. Graniczny prąd i graniczna długość strefy oporowej dla przewodu stabilnego częściowo | 31 |
| 1.7.4. Energia krytyczna przewodu | 32 |
| 2. CEL PRACY | 35 |
| 3. WKŁAD AUTORA W ROZWÓJ TEORII TERMICZNEJ | |

| | |
|---|-----------|
| STABILNOŚCI NADPRZEWODNIKÓW | 36 |
| 3.1. Równanie przewodnictwa cieplnego dla procesów szybkozmiennych | 36 |
| 3.1.1. Wstęp | 36 |
| 3.1.2. Bezwładne źródło ciepła | 36 |
| 3.1.3. Nowe równanie przewodnictwa cieplnego | 37 |
| 3.2. Analityczna metoda wyznaczania minimalnego prądu propagacji strefy oporowej (MPC) | 37 |
| 3.2.1. Wstęp | 37 |
| 3.2.2. Równania podstawowe | 38 |
| 3.2.3. Minimalny prąd propagacji | 40 |
| 3.2.4. Obliczenia i porównanie wyników z wynikami eksperymentów | 41 |
| 3.2.5. Wnioski | 44 |
| 3.3. Analityczna metoda wyznaczania energii krytycznej w oparciu o teorie minimalnej strefy propagacji | 44 |
| 3.3.1. Wstęp | 44 |
| 3.3.2. Ogólna zależność na przyrost entalpii w strefie oporowej | 45 |
| 3.3.3. Energia krytyczna dla modelu uwzględniającego wrzenie pęcherzykowe i błonowe przy stałych parametrach termofizycznych przewodu | 46 |
| 3.3.3.1. Opis modelu | 46 |
| 3.3.3.2. Gradient bezwymiarowej temperatury w strefie oporowej | 48 |
| 3.3.3.3. Bezwymiarowa energia krytyczna | 48 |
| 3.3.4. Energia krytyczna dla modelu ze stałymi parametrami termofizycznymi przewodu i stałym współczynnikiem wnikania ciepła | 49 |
| 3.3.5. Wyniki obliczeń | 50 |
| 3.3.6. Wnioski | 52 |
| 3.4. Analityczne metody wyznaczania energii krytycznej przewodu uwzględniające nieustalona wymianę ciepła | 55 |
| 3.4.1. Nadprzewodnik izolowany cieplnie | 55 |
| 3.4.1.1. Wstęp | 55 |
| 3.4.1.2. Model matematyczny strefy oporowej | 56 |

| | | |
|-------------|--|-----------|
| 3.4.1.3. | Analityczne rozwiązanie równania przewodnictwa cieplnego | 59 |
| 3.4.1.4. | Energia krytyczna przewodu | 60 |
| 3.4.1.4.1. | Uwagi ogólne | 60 |
| 3.4.1.4.2. | Rozległe lub długotrwałe zakłócenia | 61 |
| 3.4.1.4.3. | Punktowe, krótkotrwałe zakłócenia | 65 |
| 3.4.1.5. | Wnioski | 67 |
| 3.4.2. | Nadprzewodnik w bezpośrednim kontakcie z chłodziwem | 69 |
| 3.4.2.1. | Wstęp | 69 |
| 3.4.2.2. | Model matematyczny strefy normalnej | 69 |
| 3.4.2.3. | Analityczne rozwiązanie modelu | 73 |
| 3.4.2.4. | Obliczenia oraz porównanie wyników z wynikami ekspery- mentalnymi i obliczeń numerycznych | 75 |
| 3.4.2.5. | Wnioski | 78 |
| 3.5. | Numeryczny model cieplny strefy oporowej | 79 |
| 3.5.1. | Wstęp | 79 |
| 3.5.2. | Równania podstawowe | 79 |
| 3.5.3. | Właściwości cieplne przewodu | 80 |
| 3.5.4. | Wnikanie ciepła do chłodziwa | 80 |
| 3.5.5. | Metoda obliczeń | 81 |
| 3.5.6. | Wyniki obliczeń i ich dyskusja | 83 |
| 3.5.7. | Wnioski | 87 |
| 4. | PODSUMOWANIE I WNIOSKI KOŃCOWE | 89 |
| | LITERATURA | 91 |
| | SUMMARY | 98 |

STRESZCZENIE

Jedną z najważniejszych właściwości technicznych nadprzewodników jest ich stabilność, czyli możliwość samoczynnego powrotu przewodu do stanu bezoprowego po utracie właściwości nadprzewodzących przez część lub cały przewód w wyniku lokalnej dysypacji energii w przewodzie. Stabilność nadprzewodnika ilościowo określają parametry graniczne, zwane wskaźnikami lub parametrami stabilności, wyznaczające obszar bezpiecznej (stabilnej) pracy nadprzewodnika. Parametry stabilności są wykorzystywane podczas projektowania i eksploatacji urządzeń nadprzewodnikowych.

We wprowadzającej części pracy, po krótkim omówieniu konstrukcji i właściwości technicznych nadprzewodników, scharakteryzowano najczęściej stosowane parametry stabilności oraz sposoby ich wyznaczania.

Zasadniczą część pracy rozpoczęto od sformułowania nowego równania przewodnictwa cieplnego, które może być wykorzystywane do opisu szybkozmiennych zjawisk cieplnych w nadprzewodnikach. Równanie to uwzględnia skończoną prędkość strumienia ciepła oraz relaksacje wewnętrznego źródła ciepła.

W dalszej części pracy kolejno omówiono opracowane przez autora metody analityczne wyznaczania parametrów stabilności, przede wszystkim najczęściej wykorzystywanego z nich - energii krytycznej przewodu.

Przedstawiona analityczna metoda wyznaczania minimalnego prądu propagacji uwzględnia pełną charakterystykę wrzenia chłodziwa oraz umożliwia wykonanie obliczeń dla dowolnej zależności przewodności cieplnej przewodu od temperatury.

Zaproponowana ogólna metoda analityczna wyznaczania energii krytycznej jako przyrostu entalpii w strefie normalnej obejmuje zarówno quasi-stacjonarna

minimalna strefę propagacji, jak i niestacjonarne strefy oporowe. Metoda ta uwzględnia wrzenie pęcherzykowe i błonowe chłodziwa.

Opracowana analityczna metoda obliczania energii krytycznej przewodu adiatermicznego uwzględnia niustalone przewodzenie ciepła w przewodzie, zmienność współczynnika przewodzenia ciepła i pojemności cieplnej przewodu z temperaturą oraz skończony wymiar i skończony czas działania zakłócenia energetycznego.

Podana analityczna metoda wyznaczania energii krytycznej przewodu będącego w bezpośrednim kontakcie z chłodziwem uwzględnia niustaloną wymianę ciepła w przewodzie i chłodziwie oraz skończony wymiar i skończony czas działania zakłócenia.

W końcowej części pracy omówiono niestacjonarny model numeryczny strefy normalnej uwzględniający ścisłą zależność przewodności i pojemności cieplnej przewodu od temperatury, strefę podziału prądu, niustalone wnikanie ciepła do chłodziwa oraz nieliniowość charakterystyki wrzenia chłodziwa w stanie ustalonym.

W pracy przeprowadzono również badanie wpływu podstawowych wielkości charakteryzujących nadprzewodnik i warunki jego pracy na wartość parametrów stabilności zaproponowanymi metodami analitycznymi i metodami numerycznymi wyciągając szereg ogólnych wniosków. Dokonano także porównania wyników obliczeń własnych z wynikami pomiarów i obliczeń zaczerpniętymi z literatury stwierdzając w większości przypadków ich dobrą zgodność.

WAŻNIEJSZE OZNACZENIA UŻYTE W PRACY

- a - dyfuzyjność cieplna, cm^2/s
- a - efektywna pojemność cieplna warstwy pary, $\text{J}/(\text{cm}^2\text{K})$
- A - pole powierzchni przekroju poprzecznego przewodu, cm^2
- A_s - pole powierzchni przekroju poprzecznego materiału normalnego, cm^2
- B - indukcja magnetyczna, T
- c - pojemność cieplna, $\text{J}/(\text{cm}^3\text{K})$
- c - pojemność cieplna przewodu, $\text{J}/(\text{cm}^3\text{K})$
- c_n - pojemność cieplna nadprzewodnika, $\text{J}/(\text{cm}^3\text{K})$
- c_s - pojemność cieplna materiału normalnego, $\text{J}/(\text{cm}^3\text{K})$
- E - ciepło odprowadzone do chłodziwa przypadające na 1cm^2 powierzchni bocznej przewodu, J/cm^2
- E_a - energia potrzebna do ogrzania odcinka przewodu o długości $2l$ do temperatury T_{c1} , J
- E_c - energia krytyczna przewodu, J
- E_h - przyrost entalpii w strefie oporowej, J
- E_i - energia zakłócenia energetycznego, J
- f - udział objętościowy materiału normalnego w przewodzie
- g - kwadrat gradientu temperatury w MPZ, K^2/cm^2
- G - gęstość strumienia ciepła Joule'a w odniesieniu do bocznej powierzchni przewodu, W/cm^2

- G_i - gęstość strumienia ciepła pochodzącego z dyssypacji energii zakłócenia, W/cm^2
- G_m - maksymalna wartość $G(T)$ - cały prąd w matrycy i stabilizatorze, W/cm^2
- h - współczynnik wnikania ciepła, $W/(cm^2K)$
- h_s - współczynnik wnikania ciepła dla wrzenia stacjonarnego, $W/(cm^2K)$
- h_{sf} - współczynnik wnikania ciepła dla ustalonego wrzenia błonowego, $W/(cm^2K)$
- h_{sn} - współczynnik wnikania ciepła dla ustalonego wrzenia pęcherzykowego, $W/(cm^2K)$
- h_m - współczynnik wnikania ciepła dla nieustalonego wrzenia pęcherzykowego, $W/(cm^2K)$
- I - całkowity prąd transportowany przewodem, A
- I_c - prąd krytyczny nadprzewodnika dla $T = T_o$, A
- I_s - prąd w stabilizatorze, A
- I_{MP} - minimalny prąd propagacji strefy normalnej, A
- j - bezwymiarowy prąd
- J - gęstość prądu, A/cm^2
- k - przewodność cieplna przewodu, $W/(cmK)$
- k_s - przewodność cieplna materiału normalnego, $W/(cmK)$
- k_n - przewodność cieplna nadprzewodnika, $W/(cmK)$
- $2l$ - długość odcinka przewodu, na który działa zakłócenie energetyczne, cm
- l_{MPZ} - długość minimalnej strefy propagacji, cm
- L_o - liczba Lorentza, V^2/K^2
- MQE - energia krytyczna przewodu, J
- P - obwód zwilżony przewodem, cm
- q_v - wydajność wewnętrznego źródła ciepła (statyczna), W/cm^3
- q_{vd} - dynamiczna wydajność wewnętrznego źródła ciepła, W/cm^3
- Q - gęstość strumienia ciepła oddawanego do chłodziwa, W/cm^2
- Q_s - gęstość ustalonego strumienia ciepła oddawanego do chłodziwa, W/cm^2

- Q_t - gęstość nieustalonego strumienia ciepła oddawanego do chłodziwa, W/cm^2
 t - czas, s
 t_i - czas działania zakłócenia energetycznego, s
 t_k - czas relaksacji gęstości strumienia ciepła, s
 t_q - czas relaksacji wydajności wewnętrznego źródła ciepła, s
 t_1 - czas trwania nieustalonego wrzenia pęcherzykowego, s
 T - temperatura, K
 T_c - temperatura krytyczna nadprzewodnika dla zerowego prądu, K
 T_d - temperatura Debye'a, K
 T_{c1} - temperatura krytyczna dla danego prądu, czyli temperatura początku podziału prądu, K
 T_m - najwyższa temperatura w minimalnej strefie propagacji, K
 T_o - temperatura chłodziwa, K
 $T_1(0,t)$ - maksymalna temperatura w strefie normalnej dla danego czasu, K
 T_{1m} - temperatura graniczna, K
 x - współrzędna liniowa wzdłuż przewodu, cm
 X - bezwymiarowa współrzędna wzdłuż przewodu
 y - bezwymiarowy czas w splocie funkcji

Litery greckie

- α - kryterium stabilności Stekly'ego
 α - bezwymiarowy parametr
 β - bezwymiarowy parametr
 γ - bezwymiarowy parametr
 ΔT - różnica temperatur przewodu i chłodziwa, $T - T_o$, K
 ε_a - bezwymiarowa energia potrzebna do ogrzania odcinka przewodu o długości $2l$ do temperatury T_{c1}
 ε_c - bezwymiarowa energia krytyczna
 ε_h - bezwymiarowy przyrost entalpii w strefie oporowej

- ε_i - bezwymiarowa energia zakłócenia
- ε_{MPZ} - bezwymiarowy przyrost entalpii w minimalnej strefie propagacji
- ε_{TPZ} - minimalny przyrost entalpii w nieustalonej strefie oporowej
- κ - kwadrat bezwymiarowego gradientu temperatury
- Θ - bezwymiarowa temperatura
- Θ - odpowiednik bezwymiarowej temperatury, wzór (3.53a)
- Θ_{1m} - bezwymiarowa temperatura graniczna
- ρ - oporność właściwa stabilizatora, Ωcm
- τ - bezwymiarowy czas (liczba Fouriera)
- τ_i - bezwymiarowy czas działania zakłócenia energetycznego
- τ_m - bezwymiarowy czas, po którym $\Theta_1(0,\tau)$ osiąga wartość Θ_{1m}
- ϕ - bezwymiarowy parametr
- ψ - bezwymiarowy parametr

Indeksy

- c* - dotyczy parametrów (wielkości) krytycznych
- i* - dotyczy impulsu zakłócającego
- sr* - dotyczy wartości średniej

Skróty użyte w pracy

- MPC - minimalny prąd propagacji
- MPZ - minimalna strefa propagacji
- MQE - energia krytyczna przewodu
- TPZ - nieustalona strefa oporowa

1. WPROWADZENIE

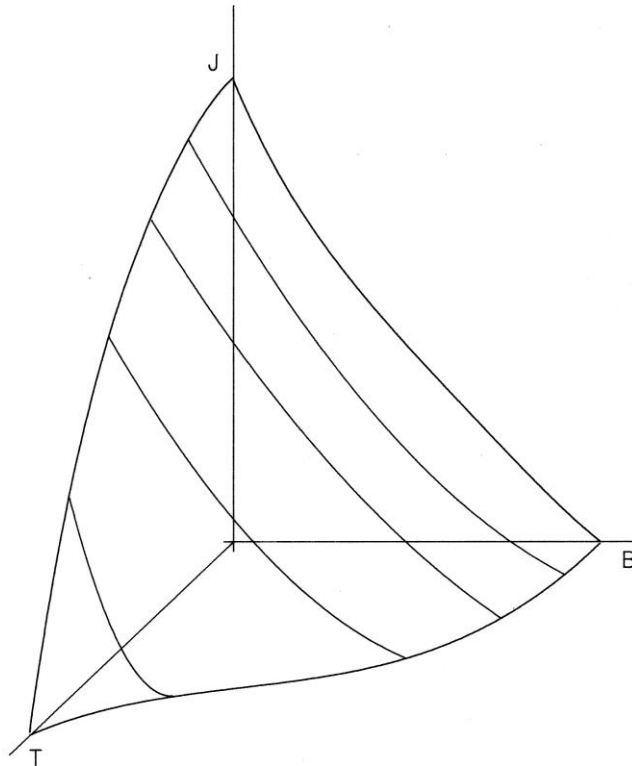
1.1. Krótkie kalendarium rozwoju nadprzewodnictwa

Nadprzewodnictwo, czyli zjawisko bezoporowego przewodzenia prądu elektrycznego, zostało odkryte w 1911 r. przez H. Kamerlingha Onnesa, który badając oporność elektryczną czystych metali w temperaturze rzędu kilku K zauważył, że w odpowiednio niskiej temperaturze oporność niektórych z nich skokowo spada do zera. Metale posiadające tę właściwość zostały nazwane nadprzewodnikami.

Nadprzewodniki wydawały się być doskonałymi materiałami na elektromagnesy, gdyż teoretycznie umożliwiały generowanie bardzo silnych pól magnetycznych bez strat w uzwojeniach. Okazało się jednak, że czyste metale, jedyne znane w tamtym czasie nadprzewodniki, traciły właściwości nadprzewodzące w obecności bardzo słabych pól magnetycznych lub podczas przewodzenia bardzo niewielkich prądów. Stwierdzono, że granicą pomiędzy stanem nadprzewodnictwa a stanem normalnym jest charakterystyczna dla każdego nadprzewodnika powierzchnia $T_{c1} = T_{c1}(B, J)$ (rys. 1.1), tzw. powierzchnia krytyczna. Współrzędne punktów leżących na tej powierzchni nazwano odpowiednio temperaturą krytyczną, indukcją krytyczną i krytyczną gęstością prądu.

Dopiero 50 lat później odkryto, że nadprzewodnikami są także stopy metali i związki międzymetaliczne. Ze względu na odmienne właściwości w porównaniu z czystymi metalami te grupy nadprzewodników nazwano nadprzewodnikami II rodzaju. Wśród nadprzewodników II rodzaju są także takie, które nie tracą właściwości nadprzewodnictwa podczas transportu bardzo dużych prądów w obecności bardzo silnych pól magnetycznych. Jednak elektromagnesy wykonane z tych materiałów charakteryzowały się niestabilnością, tzn. uzwojenia w niekontrolowany sposób przechodziły w stan normalny podczas pracy z parametrami znacznie niższymi od krytycznych. Przyczyną tego były samoistne dysypacje energii wewnątrz urządzenia powodujące lokalny wzrost temperatury nadprzewodnika powyżej temperatury krytycznej. Ponieważ nadprzewodniki tego typu mają w stanie normalnym bardzo

wysoki opór elektryczny, przepływający prąd powodował lawinowy rozrost strefy normalnej.



Rys. 1.1. Powierzchnia krytyczna nadprzewodnika

Dopiero odkrycie w 1964 r. [25] przewodu stabilizowanego materiałem normalnym umożliwiło budowę niezawodnych elektromagnesów nadprzewodzących wytwarzających pola magnetyczne o indukcji rzędu kilkunastu tesli. Stabilizacja nadprzewodnika materiałem normalnym polega na zespoleniu nadprzewodnika z materiałem niewykazującym właściwości nadprzewodnictwa w temperaturze pracy nadprzewodnika, lecz posiadającym w tej temperaturze wysoką przewodność elektryczną i cieplną, który spełnia rolę niskooporowego bocznika dla wysokooporowego nadprzewodnika w stanie normalnym.

W 1986 r. odkryto nową generację nadprzewodników - materiały ceramiczne [4]. Materiały te zachowują właściwości nadprzewodnictwa w temperaturach wyższych od temperatury wrzenia azotu pod ciśnieniem atmosferycznym

wynoszącej około 77,3 K. Jeżeli wykorzystując te nowe nadprzewodniki uda się wyprodukować niezawodne kable nadprzewodzące, mogące przenosić wysokie prądy, wówczas prawdopodobnie szybko zwiększy się przemysłowe zastosowanie nadprzewodnictwa [13], gdyż do chłodzenia układów nadprzewodnikowych będzie można stosować znacznie tańszy od helu kriogeniczny azot. Jednocześnie w poważnym stopniu obniżone zostanie zapotrzebowanie mocy na utrzymanie układu w odpowiednio niskiej temperaturze.

1.2. Praktyczne wykorzystanie zjawiska nadprzewodnictwa

Zjawisko nadprzewodnictwa jest wykorzystywane w wielu dziedzinach nauki i techniki, nadprzewodniki są elementami różnorodnych urządzeń i przyrządów [55], lecz podstawowym obszarem ich zastosowania jest wytwarzanie silnych pól magnetycznych [6,65]. Elektromagnesy nadprzewodzące już są lub będą w przyszłości stosowane w procesach kontrolowanej syntezy termojądrowej, w generatorach MHD, w układach gromadzenia energii, w prądnicach i silnikach elektrycznych, do separacji magnetycznej, itd.

1.3. Charakterystyka technicznych nadprzewodników

1.3.1. Materiały

W chwili obecnej największe znaczenie praktyczne mają dwa materiały nadprzewodzące II rodzaju: stop niobu z tytanem Nb-Ti i związek niobu z cyną Nb₃Sn. Parametry krytyczne dla tych materiałów podano w tabelicy 1.1. Do stabilizacji nadprzewodników najczęściej używa się miedzi lub aluminium. Właściwości standardowych nadprzewodników i stabilizatorów przedstawiono w tabelicy 1.2 [59].

1.3.2. Konstrukcja technicznych nadprzewodników

Techniczny nadprzewodnik zbudowany jest z co najmniej dwóch materiałów: nadprzewodnika i materiału normalnego. Materiał normalny może spełniać w przewodzie podwójne zadanie: stabilizatora i tworzywa konstrukcyjnego. Najprostszym technicznym nadprzewodnikiem jest pojedynczy drut składający się z normalnej

matrycy i centralnie umieszczonego w niej włókna nadprzewodzącego. Przykłady technicznych nadprzewodników o bardziej złożonej konstrukcji przedstawiono na rys. 1.2 [65] oraz 1.3 [69].

Tablica 1.1

Parametry krytyczne wybranych materiałów nadprzewodzących

| Lp. | Materiał | Temperatura krytyczna K | Krytyczna gęstość prądu A/cm ² | Krytyczna indukcja magnetyczna T |
|-----|--------------------|---|--|--|
| 1 | Nb-Ti | 9,8 (przy 0 A/cm ² , 0 T) | 5×10^4 (przy 4,2 K, 0 T) | 12 (przy 4,2 K, 0 A/cm ²) |
| 2 | Nb ₃ Sn | 18,15 (przy 0 A/cm ² , 0 T) | 2×10^5 (przy 4,2 K, 0 T) | 22 (przy 4,2 K, 0 A/cm ²) |

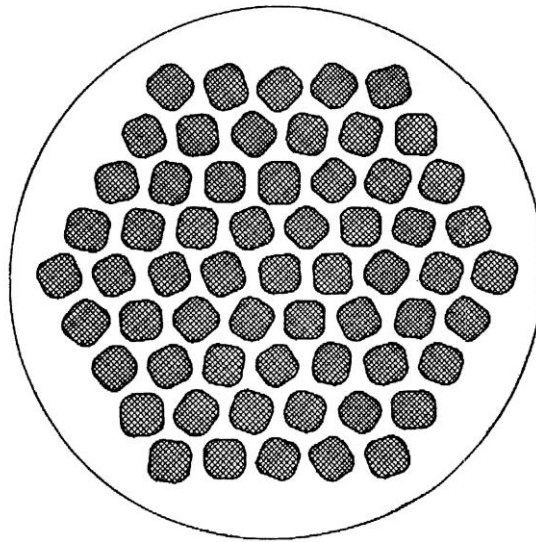
Tablica 1.2

Właściwości wybranych nadprzewodników i stabilizatorów w temperaturze 4,2 K i przy zerowym polu magnetycznym

| Lp. | Materiał | Gęstość kg/cm ³ | Pojemność cieplna J/(cm ³ K) | Przewodność cieplna W/(cmK) | Opór właściwy Ωcm |
|-----|--------------------|-------------------------------|--|--------------------------------|----------------------|
| 1 | Nb-Ti | $5,6 \times 10^{-3}$ | $1,5 \times 10^{-3}$ | $1,5 \times 10^{-3}$ | - |
| 2 | Nb ₃ Sn | $8,9 \times 10^{-3}$ | $1,1 \times 10^{-3}$ | $4,0 \times 10^{-4}$ | - |
| 3 | Cu (OFHC) | $9,0 \times 10^{-3}$ | $9,0 \times 10^{-4}$ | 2,5 | $2,0 \times 10^{-8}$ |
| 4 | Al | $2,7 \times 10^{-3}$ | $7,6 \times 10^{-4}$ | 5,7 | $2,7 \times 10^{-8}$ |

Nadprzewodnik z rys. 1.2 ma 61 włókien nadprzewodzących Nb-Ti o średnicy 50 μm osadzonych w miedzianej matrycy. Nadprzewodniki takiej konstrukcji stosowane są m.in. na uzwojenia niewielkich cewek laboratoryjnych. Techniczny nadprzewodnik, pokazany na rys. 1.3, przeznaczony jest dla dużego elektromagnesu.

Rdzeń przewodu stanowi 18 żył umieszczonych w miedzianej osłonie. Każda żyła składa się z 332 299 włókien nadprzewodzących Nb₃Sn o średnicy 5μm osadzonych w matrycy z brązu i jest oddzielona od miedzianej osłony barierą antydyfuzyjną z tantalu. Do rdzenia przymocowane są z dwóch stron warstwy stabilizatora tak ukształtowane, że w przewodzie utworzone są wzdłużne i poprzeczne kanały chłodzące.



Rys. 1.2. Przekrój przez techniczny nadprzewodnik stosowany na uzwojenia niewielkich cewek [65]

1.3.3. Właściwości cieplne technicznych nadprzewodników w niskich temperaturach

1.3.3.1. Przewodność cieplna

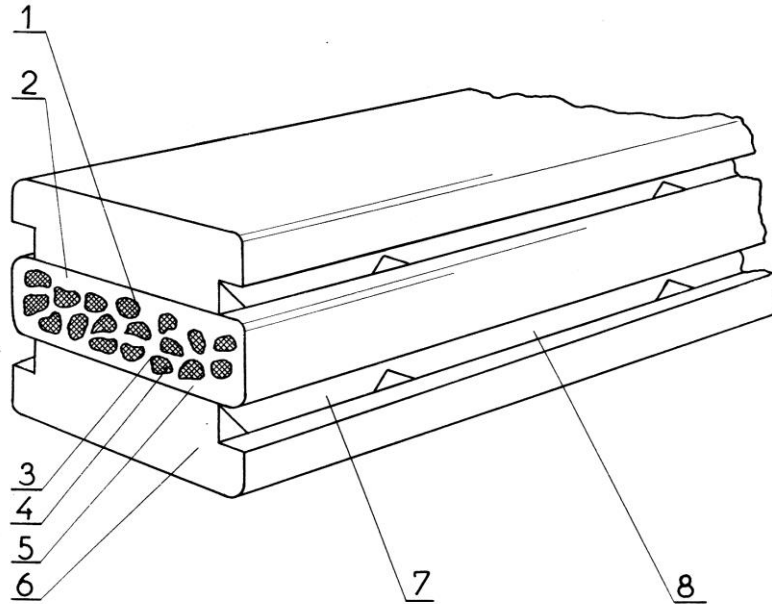
Zastępcza przewodność cieplna technicznego nadprzewodnika w kierunku równoległym do osi przewodu można obliczyć z zależności

$$k = f k_s + (1 - f) k_n \quad (1.1)$$

w której f jest udziałem objętościowym materiału normalnego w przewodzie, a k_s oraz k_n odpowiednio przewodnością cieplną materiału normalnego i przewodnością

cieplną nadprzewodnika. Ponieważ $k_s \gg k_n$ drugi składnik sumy (1.1) zazwyczaj się pomija i oblicza k z następującej prostszej zależności

$$k \cong f k_s \quad (1.2)$$



Rys. 1.3. Przekrój przez nadprzewodnik przeznaczony dla dużego elektromagnesu: 1 - bariera antydyfuzyjna z tantalu; 2 - osłona miedziana; 3 - matryca z brązu; 4 - włókna nadprzewodzące Nb_3Sn ; 5 - rdzeń przewodu $5,4 \text{ mm} \times 11 \text{ mm}$; 6 - miedziany stabilizator $3 \text{ mm} \times 11 \text{ mm}$; 7 - wzłużny kanał chłodzący $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$; 8 - poprzeczny kanał chłodzący $1 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ [69]

W czystych metalach, czyli materiałach, z których wykonywane są stabilizatory, dominującym mechanizmem transportu ciepła jest przewodzenie elektronowe. Zazwyczaj elektronową oporność cieplną oblicza się jako sumę

$$1/k_e = 1/k_i + 1/k_o \quad (1.3)$$

gdzie $1/k_i$ jest opornością spowodowana oddziaływaniami elektron - fonon, a $1/k_o$ opornością, której przyczyną jest rozpraszanie elektronów na niedoskonałościach

sieci. Na podstawie rozważań teoretycznych i badań doświadczalnych przyjmuje się [6]

$$1/k_i = aT^n \quad n = 2 \div 3, \text{ dla } T < 40 \text{ K} \quad (1.4)$$

$$1/k_o = bT^{-1} \quad \text{dla wszystkich temperatur} \quad (1.5)$$

Nie popełniając dużego błędu można założyć, że oporność cieplna czystych metali k_m w temperaturach poniżej 20 K jest jedynie wynikiem rozpraszania elektronów na niedoskonałościach sieci. Stąd dla $T < 20 \text{ K}$

$$k_m \cong k_o = \frac{1}{b} T \quad (1.6)$$

Współczynnik proporcjonalności $1/b$ w równaniu (1.6) można wyznaczyć przez porównanie (1.6) z prawem Wiedemanna-Franza-Lorenza

$$k_m = \frac{L_o}{\rho} T \quad (1.7)$$

Liczba Lorenza L_o jest praktycznie niezależna od indukcji zewnętrznego pola magnetycznego [19]. Natomiast wraz ze wzrostem indukcji magnetycznej wzrasta magnetorezystancja stabilizatora oraz zgodnie z równaniem (1.7) maleje jego przewodność cieplna, np. wzrost indukcji od 0 do 5T powoduje spadek przewodności cieplnej miedzi o 25÷75%.

1.3.3.2. Pojemność cieplna

Zastępczą pojemność cieplną technicznego nadprzewodnika można wyznaczyć z zależności analogicznej do (1.1)

$$c = f c_s + (1 - f) c_n \quad (1.8)$$

Pojemność cieplna metali jest sumą pojemności cieplnej sieci krystalicznej i pojemności cieplnej elektronów swobodnych. Pojemność cieplną sieci określa funkcja Debye'a, która dla niskich temperatur ($T \ll T_d$) upraszcza się do postaci

$$c_d = aT^3 \quad (1.9)$$

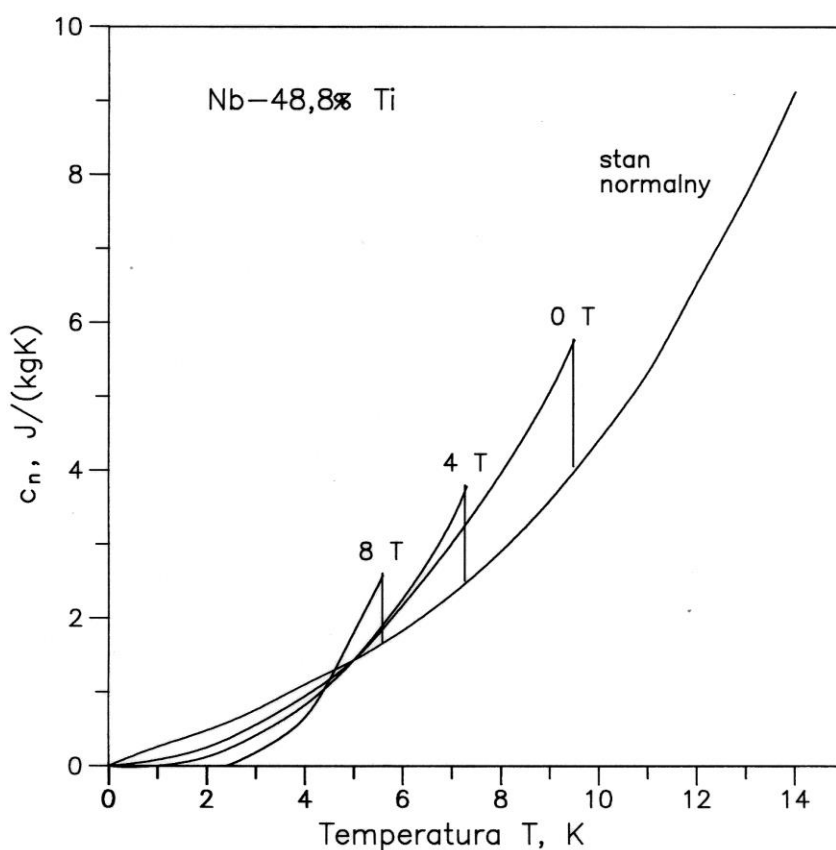
Z kolei pojemność cieplna elektronów swobodnych jest proporcjonalna do temperatury

$$c_e = bT \quad (1.10)$$

stąd całkowita pojemność cieplna metali

$$c_m = c_d + c_e \cong aT^3 + bT \quad (1.11)$$

Przy przejściu nadprzewodnika ze stanu nadprzewodzącego w stan normalny następuje około 25% spadek jego pojemności cieplnej. Na rysunku 1.4 [15] przedstawiono przykładową zależność ciepła właściwego Nb-Ti od temperatury dla różnych indukcji zewnętrznego pola magnetycznego.



Rys. 1.4. Zależność ciepła właściwego Nb-Ti od temperatury dla różnych indukcji zewnętrznego pola magnetycznego [15]

1.4. Stabilizacja nadprzewodników

1.4.1. Wstęp

Pierwsze elektromagnesy nadprzewodzące miały uzwojenia wykonane w 100% z materiału nadprzewodzącego. Próby obciążenia tego typu elektromagnesów prądem, na jaki zostały zaprojektowane, kończyły się najczęściej niepowodzeniem, gdyż uzwojenia przedwcześnie przechodziły w stan normalny. Działo się tak, mimo że tzw. krótkie próbki wykonane z przewodu użytego na uzwojenie mogły bezopornowo transportować prądy tej wielkości. Drugą ujemną cechą tych elektromagnesów były samoczynne, niekontrolowane przejścia uzwojeń w stan normalny nawet podczas pracy z obciążeniem mniejszym od nominalnego. Ta właściwość nadprzewodników, nazwana niestabilnością, przez pewien czas uniemożliwiała ich praktyczne zastosowanie.

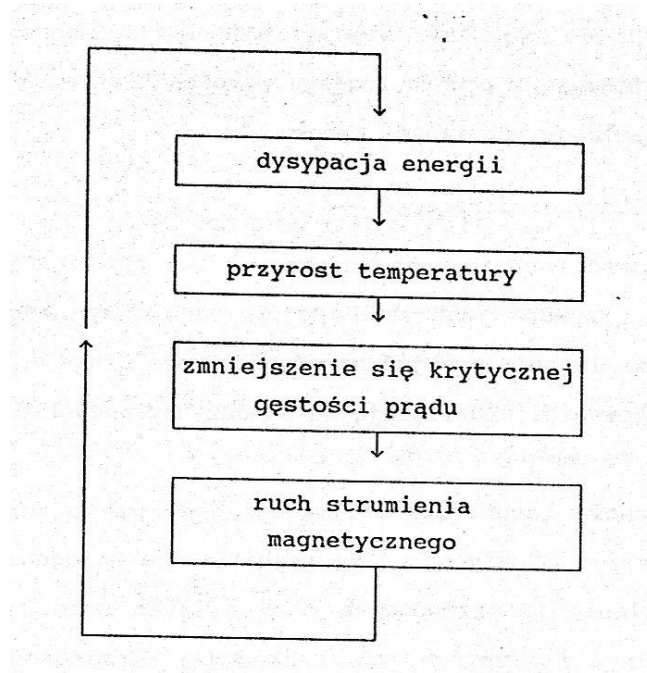
1.4.2. Przyczyny niestabilności nadprzewodników

Impulsem rozpoczynającym niekontrolowane przejście nadprzewodnika w stan normalny jest zazwyczaj zakłócenie energetyczne typu magnetycznego lub mechanicznego, samoistne lub spowodowane czynnikami zewnętrznymi, np. zmianą parametrów pracy urządzenia nadprzewodnikowego. Bezpośrednim skutkiem dysypacji energii zakłócenia jest lokalny wzrost temperatury przewodu.

Zakłócenia typu magnetycznego, nazywane przeskokiem strumienia, są następstwem dwóch właściwości nadprzewodników II rodzaju [67]:

- 1) ruch strumienia magnetycznego jest związany z dysypacją energii, czyli wydzielaniem się ciepła,
- 2) krytyczna gęstość prądu maleje wraz ze wzrostem temperatury, czyli wzrost temperatury powoduje przemieszczanie się strumienia.

Mechanizm podgrzania nadprzewodnika wskutek przeskoku strumienia magnetycznego można przedstawić za pomocą pętli dodatniego sprzężenia zwrotnego (rys. 1.5). Proces przedstawiony na rys. 1.5 może być zapoczątkowany np. lokalnym wzrostem temperatury wynikającym z dysypacji części energii zgromadzonej w układzie nadprzewodnikowym.



Rys.1.5. Mechanizm wzrostu temperatury nadprzewodnika w wyniku przeskoku strumienia magnetycznego

Powodem zakłóceń typu mechanicznego są najczęściej następujące zjawiska:

- 1) przemieszczenie się przewodu pod wpływem sił Lorentza i wykonanie pracy przeciwko siłom tarcia [18,64],
- 2) wyzwolenie się energii sprężystej zgromadzonej w urządzeniu, np. wskutek mikropęknięcia izolacji i rozproszenie jej w postaci ciepła [18],
- 3) mikroodkształcenie się przewodu [2] pod wpływem naprężeń mechanicznych.

Ponieważ nadprzewodnik w niskiej temperaturze ma bardzo małą pojemność cieplną (tablica 1.2), temperatura przewodu może lokalnie wzrosnąć powyżej temperatury krytycznej. Prąd płynący przez powstałą wysokooporową strefę normalną powoduje wydzielanie się znacznych ilości ciepła Joule'a. Następuje szybki wzrost temperatury w strefie i rozprzestrzenienie się strefy na cały przewód. W skrajnych przypadkach może dojść do stopienia się przewodu lub zniszczenia urządzenia nadprzewodnikowego z powodu nagłego wzrostu ciśnienia chłodziwa w wyniku pochłonięcia dużych ilości ciepła.

1.4.3. Metody stabilizacji

Odporność technicznego nadprzewodnika na lokalne zakłócenia energetyczne nazywana jest stabilnością. Stabilny nadprzewodnik może pod wpływem zakłócenia przejść na określonym odcinku w stan normalny, lecz jego właściwości umożliwiają mu samoczynny powrót do stanu nadprzewodnictwa.

Podstawowa technika stabilizacji jest wynaleziona w 1964 r. przez Kantrowitza i Stekly'ego [25] stabilizacja kriogeniczna, która polega na zespoleniu nadprzewodnika z materiałem normalnym o małym oporze elektrycznym i cieplnym, np. z miedzią, aluminium, i powierzchniowym chłodzeniu otrzymanego układu, np. przez zanurzenie w ciekłym helu. Jeżeli temperatura nadprzewodnika wzrośnie powyżej T_{c1} , tak że transportowany prąd będzie wyższy od prądu krytycznego dla tej temperatury, nadwyżkę prądu przejmie materiał normalny, tzw. stabilizator. Stabilizator spełnia w przewodzie rolę niskooporowego bocznika dla wyskoooporowego nadprzewodnika w stanie normalnym. Można dobrać taką wielkość przekroju poprzecznego stabilizatora, że strumień ciepła generowanego w całym przewodzie będzie mniejszy od strumienia ciepła odprowadzanego do chłodziwa. W rezultacie temperatura przewodu obniży się i nadwyżka prądu powróci ze stabilizatora do nadprzewodnika. Chociaż stabilizacja kriogeniczna umożliwiła zbudowanie wielu niezawodnych elektromagnesów nadprzewodzących, metoda ta ma również poważne wady. Obecność materiału normalnego powoduje zmniejszenie gęstości prądu liczonej w odniesieniu do całkowitego przekroju poprzecznego technicznego nadprzewodnika. Konieczność zapewnienia dobrego kontaktu stabilizatora z chłodziwem zwiększa ryzyko powstania zwarć. W razie obciążenia nadprzewodnika prądem zmiennym lub jego pracy w obecności zmiennego pola magnetycznego, w niskooporowym materiale normalnym powstają wysokie straty energetyczne.

Zakłócenia typu magnetycznego można całkowicie wyeliminować lub poważnie ograniczyć poprzez podział nadprzewodnika na cienkie włókna. Im cieńsze jest włókno nadprzewodzące, tym krótsza jest maksymalna możliwa droga przemieszczenia się strumienia magnetycznego i mniejsza ilość rozproszonej energii.

Przy odpowiednio małej średnicy włókna albo nie dochodzi do przeskoku strumienia, albo energia rozproszona w czasie przeskoku jest zbyt mała, by doprowadzić do przejścia włókna w stan normalny. Osadzenie włókien nadprzewodzących w macrycy będącej dobrym przewodnikiem ciepła powoduje poprawę stabilności przewodu z następnymi dwoma powodów. Po pierwsze ułatwione jest odprowadzanie ciepła z nadprzewodnika charakteryzującego się zwykle bardzo wysoką opornością cieplną. Po drugie materiał normalny spełnia rolę tłumika magnetycznego spowalniającego ruch strumienia. Dzięki temu proces przedstawiony na rys. 1.5 nie jest adiatermiczny, lecz połączony z odprowadzaniem ciepła.

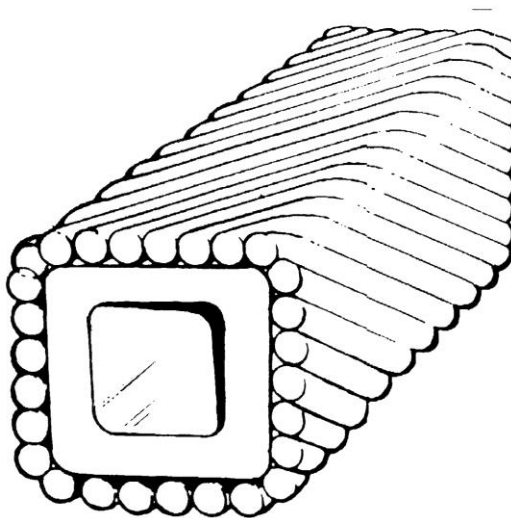
Nadprzewodniki mogą być także stabilizowane materiałem normalnym o dużej pojemności cieplnej [29]. Dodanie do technicznego nadprzewodnika materiału o dużej pojemności cieplnej przyczynia się do zmniejszenia przyrostu temperatury przewodu spowodowanego dysypacją określonej porcji energii, a tym samym do wzrostu minimalnej energii powodującej przejście przewodu w stacjonarny stan oporowy (MQE). Role materiału o dużej pojemności cieplnej może spełniać ciekły hel [64].

1.5. Sposoby chłodzenia elektromagnesów nadprzewodzących

Do chłodzenia elektromagnesów nadprzewodzących stosuje się obecnie hel, zarówno jednofazowy jak i dwufazowy. Hel jednofazowy używany jest w postaci cieczy przechłodzonej (hel I lub hel II - nadciekły), helu nadkrytycznego lub gazu. Hel dwufazowy to wrząca ciecz, najczęściej o ciśnieniu atmosferycznym i temperaturze 4,2 K.

Chłodzenie uzwojeń odbywa się na drodze konwekcji swobodnej lub konwekcji wymuszonej. W pierwszym przypadku elektromagnes zanurzony jest zazwyczaj we wrzącym helu. Hel cyrkuluje w pionowych wąskich kanałach utworzonych przez odpowiednio ukształtowane zwoje elektromagnesu (rys. 1.3). Współczynnik wnikania ciepła do helu oraz strumień ciepła odpowiadający pierwszemu kryzysowi wrzenia są tym większe, im szerszy jest kanał chłodzący. Z drugiej strony szerokie kanały są niekorzystne ze względu na wymiary elektromagnesu, jego

wytrzymałość mechaniczną i sztywność. Chłodzenie na drodze konwekcji swobodnej jest charakterystyczne dla małych i średnich elektromagnesów. W przypadku drugim, typowym dla dużych elektromagnesów, uzwojenia są chłodzone wewnętrznie. Przewód składa się najczęściej z kanału chłodzącego wykonanego np. z miedzi i przylutowanego do niego kabla nadprzewodzącego (rys. 1.6). Stosuje się też konstrukcje, w których kable nadprzewodzące umieszczone są wewnątrz kanału chłodzącego. Przez kanał chłodzący, którego długość może dochodzić do kilku kilometrów, przepompowywane jest chłodziwo z prędkością odpowiadającą przepływowi burzliwemu. W tym przypadku jako chłodziwa używa się zazwyczaj helu o ciśnieniu nadkrytycznym, dzięki czemu nie występuje w kanałach chłodzących zjawisko drastycznego spadku współczynnika wnikania ciepła przy przejściu z wrzenia pęcherzykowego na błonowe.



Rys. 1.6. Konstrukcja przewodu chłodzonego wewnętrznie

1.6. Podstawowe równania wykorzystywane do opisu zjawisk cieplnych w technicznych nadprzewodnikach

1.6.1. Wstęp

Przy wyznaczaniu parametrów stabilności termicznej technicznych nadprzewodników podstawę rozważań stanowią równania opisujące wymianę ciepła w przewodzie i chłodziwie. W modelach analitycznych są to najczęściej równania dla przypadków jednowymiarowych, podczas gdy w modelach numerycznych stosowane są także równania dla układu dwu lub trójwymiarowego.

Obok równań wymiany ciepła z odpowiednimi warunkami granicznymi wykorzystuje się charakterystyki źródeł ciepła w przewodzie oraz zależności właściwości cieplnych przewodu od temperatury. Te ostatnie opisano w p. 1.3.3.

1.6.2. Równanie przewodnictwa cieplnego

W większości przypadków wymianę ciepła w technicznym nadprzewodniku można z dobrym przybliżeniem opisać jednowymiarowym równaniem przewodnictwa cieplnego o następującej postaci

$$c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[k(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{P}{A} [G(T) + G_i(x, t) - Q_t(t, T)] \quad (1.12)$$

Możliwość zaniedbania gradientu temperatury w kierunku prostopadłym do osi przewodu wynika przede wszystkim z niewielkiej średnicy przewodu oraz wysokiej przewodności cieplnej matrycy i stabilizatora. W równaniu (1.12) $G(T)$ jest gęstością strumienia ciepła Joule'a w odniesieniu do bocznej powierzchni przewodu, $G_i(x, t)$ gęstością strumienia ciepła pochodzącego z dysypacji energii zakłócenia, $Q_t(t, T)$ gęstością strumienia ciepła odprowadzanego do chłodziwa.

1.6.3. Charakterystyka chłodzenia

Postać modeli matematycznych chłodzenia, wykorzystywanych w opisie zjawisk cieplnych zachodzących w technicznych nadprzewodnikach, zależy od stanu chłodziwa, sposobu chłodzenia i szybkości zjawiska. W przypadku powolnej ewolucji stref oporowych lub podczas badania charakterystycznych stanów

stacjonarnych, np. minimalnej strefy propagacji [68], stosowane są modele dla ustalonego wnikania ciepła do chłodziwa. W najprostszym przypadku gęstość strumienia ciepła można obliczać z zależności

$$Q_s = h_s \Delta T \quad (1.13)$$

gdzie h_s jest współczynnikiem wnikania ciepła, a $\Delta T = T - T_o$ różnicą temperatur przewodu i chłodziwa. W przypadku chłodzenia nadprzewodnika przez zanurzenie we wrzącym helu w obliczeniach wykorzystywana jest charakterystyka wrzenia w stanie ustalonym

$$Q_s = f(\Delta T) \quad (1.14)$$

złożona bardzo często z trzech odcinków prostych (rys. 1.7). Część charakterystyki dotycząca obszaru wrzenia pęcherzykowego bywa też aproksymowana parabolą drugiego stopnia.

Nieustaloną konwekcję swobodną w helu I podczas wrzenia pęcherzykowego można opisać modelem zaproponowanym przez Schmidta [51,53,54], który badał wartość współczynnika wnikania ciepła po skokowym wzroście temperatury przewodu zanurzonego w helu i przy stałej wartości strumienia ciepła. Schmidt stwierdził, że bezpośrednio po wzroście temperatury przewodu, w okresie niestacjonarnego wrzenia pęcherzykowego, następuje wnikanie ciepła do helu przy w przybliżeniu stałym współczynniku wnikania $h_m = 5 \div 10 \text{ W}/(\text{cm}^2 \text{ K})$, a czas trwania tego okresu wynosi

$$t_1 [s] = 2,5 \times 10^{-3} / \left\{ Q_t [W/cm^2] \right\}^2 \quad (1.15)$$

czyli że przed utworzeniem błony parowej przez każdy cm^2 bocznej powierzchni przewodu wnika do helu

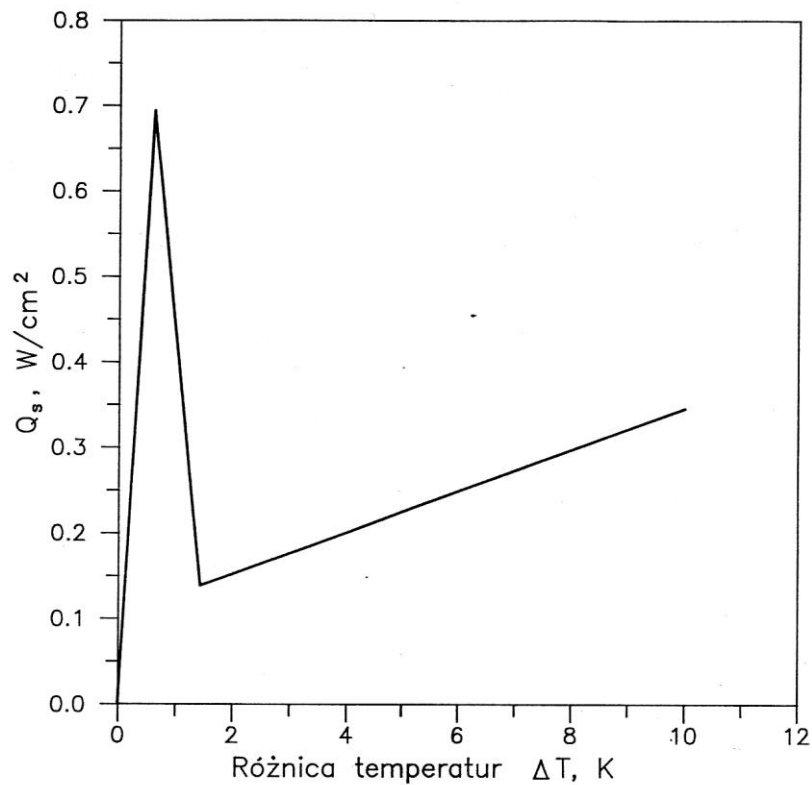
$$E [J/cm^2] = 2,5 \times 10^{-3} / Q_t [W/cm^2] \quad (1.16)$$

ciepła. Zależność (1.16) została z powodzeniem wykorzystana w obliczeniach numerycznych przy $Q_t = var$ [48].

Strumień ciepła przekazywanego do helu I podczas nieustalonego wrzenia błonowego można obliczyć z zależności

$$Q_t(t, T) = Q_s(T) + a_p(T) \frac{dT}{dt} \quad (1.17)$$

zaproponowanej przez Iwasę i Apgara [22]. W równaniu (1.17) $Q_s(T)$ jest gęstością strumienia ciepła wnikającego do helu podczas wrzenia stacjonarnego, a $a_p(T)$ wyznaczaną doświadczalnie, tzw. efektywną pojemnością cieplną warstwy pary uwzględniającą ciepło parowania (skraplania) helu i pojemność cieplną pary helu.



Rys. 1.7. Stacjonarna charakterystyka wrzenia helu pod ciśnieniem atmosferycznym [30]

Dla helu I wrzącego pod ciśnieniem atmosferycznym $a_p(T)$ można określić [22] za pomocą wzoru

$$a_p(T) = \left[5 + 0,53(T - 4,7)^2 \right] \times 10^{-4} \left[J / (cm^2 K) \right] \quad (1.18)$$

1.6.4. Charakterystyka wewnętrznego źródła ciepła

Wyrażenie na ciepło Joule'a generowane w przewodzie można wyznaczyć następująco. Prąd transportowany nadprzewodnikiem jest mniejszy od prądu krytycznego dla temperatury chłodziwa. Podczas wzrostu temperatury nadprzewodnika prąd transportowany nadprzewodnikiem staje się, w określonej temperaturze T_{c1} , jego prądem krytycznym. Dalszy wzrost temperatury nadprzewodnika powoduje „wypychanie” nadwyżki prądu do stabilizatora. Po przekroczeniu temperatury krytycznej T_c nadprzewodnika można przyjąć, ze względu na duże różnice oporności nadprzewodnika w stanie normalnym i stabilizatora, że cały prąd płynie stabilizatorem. Za [30] założono liniową zależność pomiędzy prądem krytycznym a temperaturą

$$I_c(T) / I_c(T_o) = (T_c - T) / (T_c - T_o) \quad (1.19)$$

W strefie podziału prądu spadek napięcia na odcinku przewodu o długości Δx jest równy $\rho I_s \Delta x / (fA)$. Stąd wyrażenie na gęstość strumienia ciepła Joule'a dla tej strefy ma postać

$$G(T) = \rho I_s / (fAP) \quad (1.20)$$

gdzie prąd w stabilizatorze $I_s = I - I_c(T)$. Po wykorzystaniu (1.19) otrzymujemy

$$\begin{aligned} G(T) &= 0 && \text{dla} && T \leq T_{c1} \\ G(T) &= G_m \frac{T - T_{c1}}{T_c - T_{c1}} && \text{dla} && T_{c1} < T < T_c \\ G(T) &= G_m && \text{dla} && T \geq T_c \end{aligned} \quad (1.21)$$

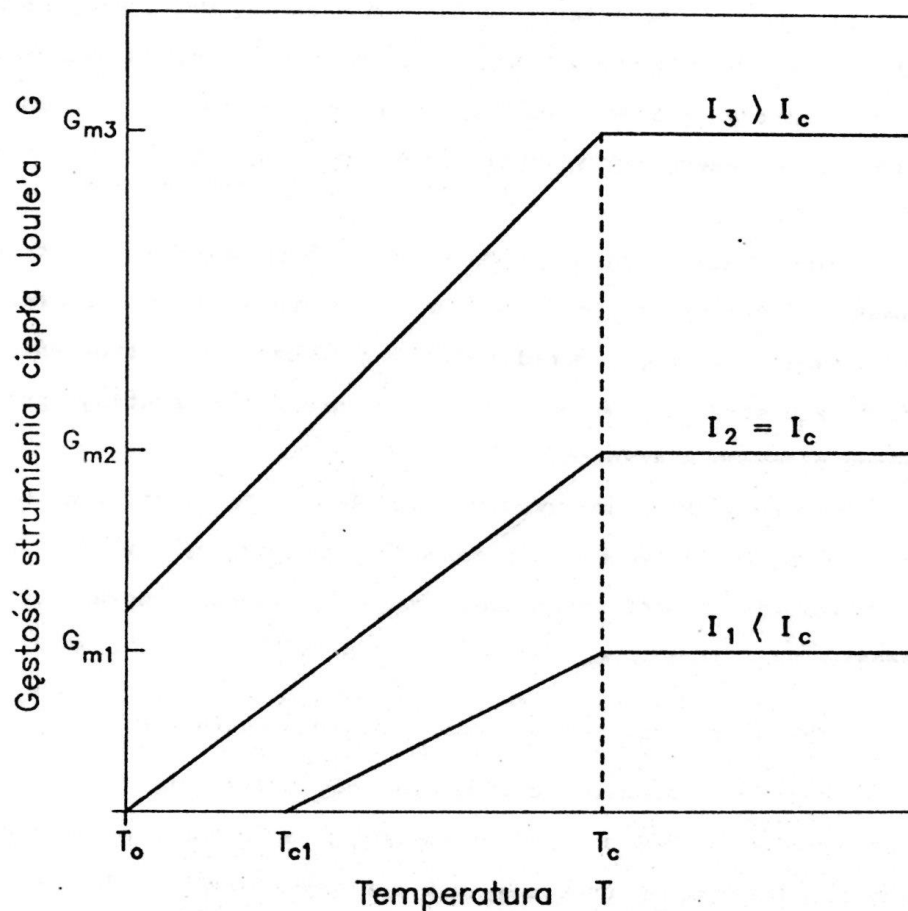
gdzie maksymalna wartość $G(T)$ wynosi

$$G_m = \rho I^2 / (fAP) \quad (1.22)$$

a temperatura początku podziału prądu

$$T_{c1} = T_c - (I/I_c)(T_c - T_o) \quad (1.23)$$

W wyrażeniach (1.21) nie uwzględniono zależności oporności właściwej stabilizatora od temperatury, ponieważ można przyjąć, że w najczęściej analizowanym przedziale temperatur (4÷20 K) jest ona w przybliżeniu stała. Przebieg funkcji (1.21) przedstawiono na rys. 1.8.



Rys.1.8. Zależność gęstości strumienia ciepła generowanego w przewodzie od temperatury przy różnych prądach transportowanych przewodem

1.7. Parametry stabilności termicznej nadprzewodników

1.7.1. Wstęp

Kryterium stabilności technicznego nadprzewodnika można przedstawić w następującej ogólnej postaci

$$W < W_{gr} \quad (1.24)$$

gdzie W jest wybraną wielkością charakteryzującą obciążenie nadprzewodnika lub rozmiar zakłócenia energetycznego, a W_{gr} , zwane parametrem lub wskaźnikiem stabilności, jest graniczną wartością tej wielkości.

Jako wielkość charakterystyczną W najczęściej przyjmuje się energię zakłócenia energetycznego, prąd transportowany nadprzewodnikiem lub długość strefy oporowej [17,26], stąd parametrami stabilności W_{gr} są odpowiednio: energia krytyczna, prąd graniczny lub graniczna długość strefy oporowej.

Lokalne rozproszenie w przewodzie energii większej od krytycznej powoduje przejście całego przewodu w stacjonarny stan oporowy. Podobnie zwiększenie prądu ponad wartość graniczną lub utworzenie się w przewodzie strefy normalnej dłuższej od granicznej skutkuje przejściem całego przewodu w stan normalny.

Parametry stabilności wyznaczające obszar stabilnej, tzn. bezpiecznej, pracy technicznego nadprzewodnika są wykorzystywane w procesie projektowania układów nadprzewodnikowych [17] oraz podczas ich eksploatacji.

1.7.2. Graniczny prąd dla przewodu stabilnego całkowicie

Przewód jest stabilny całkowicie, gdy niezależnie od temperatury jego ogrzania i długości strefy normalnej samoczynnie powróci do stanu nadprzewodzącego. Warunek ten jest spełniony, gdy dla dowolnej temperatury T jest spełniony warunek

$$G(T) < Q(T) \quad (1.25)$$

Przy wyznaczaniu granicznego prądu dla całkowicie stabilnego przewodu wykorzystywany jest parametr Stekly'ego i Zara [56]

$$\alpha = \frac{\rho I_c^2}{fAPh(T_c - T_o)} \quad (1.26)$$

W [56] wykazano, że przewód jest stabilny całkowicie dla prądów $I < I_c$ przy $\alpha < 1$ i dla $I < I_c/\sqrt{\alpha}$ przy $\alpha > 1$.

Stabilność całkowitą danego przewodu, dla określonych warunków chłodzenia, uzyskuje się poprzez odpowiednie obniżenie prądu.

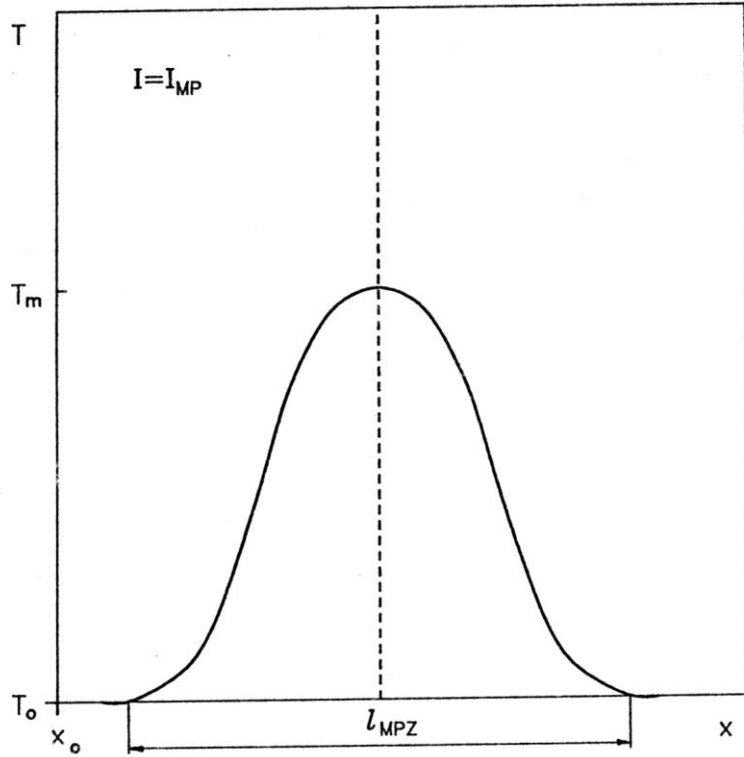
1.7.3. Graniczny prąd i graniczna długość strefy oporowej dla przewodu stabilnego częściowo

Jeżeli graniczna długość strefy normalnej jest mniejsza od długości przewodu, to mówimy o częściowej stabilności przewodu [62]. Nadprzewodnik stabilny częściowo może być obciążony większym prądem, co wynika z odprowadzania ciepła ze strefy normalnej również w kierunku osiowym.

Graniczny prąd lub graniczną długość strefy oporowej przy stabilności częściowej wyznacza się rozwiązując stacjonarne równanie przewodnictwa cieplnego opisujące pole temperatury w quasi-stacjonarnej strefie oporowej, tzw. minimalnej strefie propagacji (MPZ) [45,68]. Prąd, który podtrzymuje istnienie MPZ nazywany jest minimalnym prądem propagacji (MPC) [7,8,28,30,63]. Zwiększenie prądu powyżej MPC powoduje rozprzestrzenienie się strefy normalnej na cały przewód, jego zmniejszenie poniżej MPC prowadzi do zaniku strefy oporowej. Dla określonych warunków pracy nadprzewodnika (zewnątrzne pole magnetyczne, chłodzenie) maksymalna temperatura T_m w MPZ (rys. 1.9) jednoznacznie określa MPC i długość MPZ [8]. Matematyczny warunek wystąpienia MPZ

$$\int_{T_o}^{T_m} k(T)[Q_s(T) - G(T)]dT = 0 \quad (1.27)$$

pierwsi sformułowali Maddock *et al* [30], dla przypadku w którym $G(T_m) = Q_s(T_m)$. Równanie (1.27) jest słuszne także przy $G(T_m) > Q_s(T_m)$ [66,68]. Umożliwia ono określenie MPC i długości MPZ dla arbitralnie przyjętej temperatury T_m .



Rys. 1.9. Profil temperatury w minimalnej strefie propagacji (MPZ)

Dla $G(T_m) = Q_s(T_m)$, przy założeniu $h = const$, dostajemy z (1.27) następujące wyrażenie na minimalny prąd propagacji [26,30]

$$I_{MP} = I_c \left[\left(\frac{1}{4\alpha^2} + \frac{2}{\alpha} \right)^{1/2} - \frac{1}{2\alpha} \right] \quad (1.28)$$

gdzie α jest parametrem Stekly'ego.

1.7.4. Energia krytyczna przewodu

Podczas numerycznej analizy ewolucji strefy normalnej [10,11] zauważono, że mechanizm utraty właściwości nadprzewodzących przez przewód jest następujący: pod wpływem energii rozproszonej w przewodzie tworzy się w nim najpierw minimalna strefa propagacji (MPZ), a dopiero później strefa normalna rozprzestrzenia się na cały przewód. Stwierdzono także, że w przypadku dysypacji energii w formie krótkiego impulsu, czas trwania impulsu i długość odcinka przewodu, na jaki on oddziałuje, nie mają dużego wpływu na wartość energii krytycznej (MQE). Na podstawie tych spostrzeżeń Wilson i Iwasa [66] wysunęli hipotezę, że energia krytyczna przewodu jest równa energii niezbędnej do utworzenia w przewodzie MPZ, oraz że energia tworzenia MPZ jest równa przyrostowi entalpii w MPZ. Dalsze badania [1,21,27,57,61] wykazały, że MQE jednak zależy od charakterystyki czasowo-przestrzennej zakłócenia. Zależność ta jest szczególnie widoczna w przypadku powolnych zakłóceń. Przyrost entalpii w MPZ można więc jedynie traktować jako pierwsze przybliżenie MQE [47].

W przypadku przewodów, które nie znajdują się w bezpośrednim kontakcie z chłodziwem, quasi-stacjonarne strefy oporowe nie występują. Wilson [65] zaproponował, aby w takich przypadkach za energię krytyczną przyjąć minimalny przyrost entalpii w nieustalonej strefie oporowej, a nieustalone pole temperatur opisywać rodziną stacjonarnych profili temperatur wyznaczonych dla monotonicznie zmienianej maksymalnej temperatury w strefie. Wyniki eksperymentów potwierdziły przydatność tej hipotezy [65]. Metoda Wilsona jest także wykorzystywana dla przewodów chłodzonych [23,24].

Bardziej miarodajnym wskaźnikiem stabilności technicznego nadprzewodnika jest energia krytyczna przewodu wyznaczana z uwzględnieniem charakterystyki czasowo - przestrzennej zakłócenia oraz dynamiki procesów cieplnych zachodzących w przewodzie i chłodziwie [1,5,9-12,21,27,48,57,61]. W tym przypadku energię krytyczną przewodu wyznacza się zwykle metodą prób i błędów. Analizuje się rozwiązanie równania (1.12) dla odpowiednio zmienianej energii zakłócenia.

Przy energii zakłócenia mniejszej od MQE następuje wzrost, a później kurczenie się strefy oporowej, aż do uzyskania przez cały przewód temperatury chłodziwa. Dla energii zakłócenia większej od MQE strefa normalna rozprzestrzenia się na cały przewód, a przewód ogrzewa się do temperatury, w której bilansuje się strumień ciepła w nim generowanego ze strumieniem ciepła pochłanianego przez chłodziwo. Najmniejsza ilość energii zakłócającej, dla której następuje przejście całego przewodu w stan normalny jest równa MQE. W przypadku energii zakłócenia równej MQE obserwuje się okres quasi-równowagi charakteryzujący się słabą zależnością pola temperatury od czasu. W tym okresie profil temperatury w strefie oporowej pokrywa się w przybliżeniu z profilem temperatury w MPZ.

2. CEL PRACY

Zasadniczym celem niniejszej pracy jest opracowanie analitycznych metod wyznaczania parametrów (wskaźników) stabilności przewodu, przede wszystkim energii krytycznej, oraz jakościowe i ilościowe badanie stabilności przewodu opracowanymi metodami analitycznymi i metodami numerycznymi.

Podjęta zostanie próba uwzględnienia w modelach matematycznych strefy normalnej następujących czynników:

- a) zależności parametrów termofizycznych przewodu od temperatury,
- b) skończonego rozmiaru i skończonego czasu trwania zakłócenia energetycznego,
- c) niustalanej wymiany ciepła w przewodzie i chłodziwie,
- d) nieliniowej charakterystyki wrzenia chłodziwa w stanie ustalonym.

Wymienione czynniki, mimo ich istotnego wpływu na dokładność wyników obliczeń, nie były dotychczas w wystarczającym stopniu uwzględniane w analitycznych modelach strefy oporowej.

Cel pracy zostanie osiągnięty poprzez rozwiązanie metodami analitycznymi i numerycznymi jednowymiarowego równania przewodnictwa cieplnego dla stanu ustalonego i stanu niustalonego opisującego pole temperatury w strefie normalnej technicznego nadprzewodnika oraz poprzez analizę uzyskanych rozwiązań.

Wyniki otrzymane z modeli teoretycznych sformułowanych w pracy zostaną zweryfikowane wynikami eksperymentalnymi [3,15,30,48] oraz wynikami obliczeń analitycznych [14] i numerycznych [23,52] zaczerpniętymi z literatury.

3. WKŁAD AUTORA W ROZWÓJ TEORII TERMICZNEJ STABILNOŚCI NADPRZEWODNIKÓW

3.1. Równanie przewodnictwa cieplnego dla procesów szybkozmiennych

3.1.1. Wstęp

W przypadku szybkich zmian temperatury, szczególnie w pobliżu zera bezwzględnego, zastosowanie parabolicznego równania przewodnictwa cieplnego do opisu pola temperatury w strefie normaloprzewodzącej technicznego nadprzewodnika może być zbyt dużym uproszczeniem. Nechiporenko [46] podjął próbę wykorzystania hiperbolicznego równania przewodnictwa cieplnego do opisu propagacji strefy normalnej. Model Nechiporenki, uwzględniający skończoną prędkość rozchodzenia się ciepła, nie uwzględnia jednak charakterystycznej dla technicznych nadprzewodników relaksacji wewnętrznego źródła ciepła.

W niniejszej pracy zaproponowano nowe równanie przewodnictwa cieplnego uwzględniające zarówno relaksację strumienia ciepła jak i relaksację wydajności źródła ciepła. Rozważania przedstawione w p. 3.1 są opublikowane przez autora w [34,39,44].

3.1.2. Bezwładne źródło ciepła

Lokalne ogrzanie technicznego nadprzewodnika powoduje przemieszczenie się prądu z nadprzewodnika do stabilizatora i generację ciepła Joule'a w stabilizatorze. Z procesem tym związana jest stała czasowa (czas relaksacji), charakteryzująca prędkość przemieszczenia się prądu oraz czas osiągnięcia przez źródło ciepła pełnej wydajności odpowiadającej nowej temperaturze przewodu.

Niech źródło ciepła

$$q_v = q_v(x, y, z, t, T) \quad (3.1)$$

podlega zjawisku relaksacji. Wówczas, zakładając wykładniczy przebieg zmian wydajności źródła podczas procesu relaksacji, możemy napisać

$$q_{vd} = q_v - t_q \frac{\partial q_{vd}}{\partial t} \quad (3.2)$$

gdzie q_{vd} jest dynamiczną wydajnością źródła o statycznej wydajności q_v , a t_q jest czasem relaksacji tego źródła. Równanie (3.2) przydaje źródłu opisanemu funkcją (3.1) dodatkową cechę - bezwładność. Wydajność statyczna jest w tym przypadku granicznym przypadkiem wydajności dynamicznej dla $t_q \rightarrow 0$.

3.1.3. Nowe równanie przewodnictwa cieplnego

W przypadku uwzględnienia zarówno relaksacji strumienia przewodzonego ciepła, jak i relaksacji wydajności wewnętrznego źródła ciepła proces przewodzenia ciepła jest opisany układem następujących dwóch równań:

1) hiperbolicznym równaniem przewodnictwa cieplnego [49,60]

$$t_k \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{1}{c} \left(t_k \frac{\partial q_v}{\partial t} + q_v \right) \quad (3.3)$$

2) równaniem definiującym dynamiczną wydajność wewnętrznego źródła ciepła (3.2).

Układ równań (3.2) oraz (3.3) można zredukować do następującego równania przewodnictwa cieplnego [34,39,44]

$$\begin{aligned} t_k t_q \frac{\partial^3 T}{\partial t^3} + (t_k + t_q) \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} \\ = t_q a \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T + a \nabla^2 T + \frac{1}{c} \left(t_k + \frac{\partial q_v}{\partial t} + q_v \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dla $t_q = 0$ równanie (3.4) przechodzi w (3.3), a dla $t_q = t_k = 0$ otrzymuje się z (3.4) paraboliczne równanie przewodnictwa cieplnego.

Rozwiązania kilku szczególnych przypadków równania (3.4) wraz z dyskusją wyników przedstawiono w [34,39,44].

3.2. Analityczna metoda wyznaczania minimalnego prądu propagacji strefy oporowej (MPC)

3.2.1. Wstęp

W literaturze podano kilka metod określania MPC dla różnych modeli cieplnych przewodu sformułowanych przy różnych założeniach upraszczających. Broom *et al* [7] podali wyrażenie na MPC dla cienkiego nadprzewodzącego filmu. W swoim modelu przyjęli oni stałe wartości współczynnika przewodzenia i przejmo-
wania ciepła oraz maksymalną temperaturę w strefie oporowej równą temperaturze, w której bilansuje się strumień ciepła produkowanego w filmie ze strumieniem ciepła odprowadzanego do chłodziwa. Maddock *et al* [30] rozszerzyli model Brooma *et al* na przypadek nadprzewodnika stabilizowanego materiałem normalnym, uwzględniając strefę podziału prądu pomiędzy nadprzewodnik a matrycę i stabilizator. Z kolei Cesnak [8] przedstawił iteracyjną, analityczną procedurę wyznaczania MPC dla modelu, w którym przyjęto, że współczynnik przewodzenia ciepła przez przewód jest wprost proporcjonalny do temperatury, uwzględniono strefę pęcherzykowego i błonowego wrzenia helu, przyjmując odpowiednio dwie stałe wartości współczynnika wnikania ciepła dla tych dwóch obszarów, oraz w którym maksymalna temperatura w strefie oporowej jest zmiennym parametrem.

W niniejszej pracy rozważany jest model zjawiska uwzględniający pełną charakterystykę wrzenia helu, tzn. strefy wrzenia pęcherzykowego, przejściowego i błonowego, który ponadto umożliwia przyjęcie dowolnej zależności współczynnika przewodzenia ciepła od temperatury. W odróżnieniu od modelu Cesnaka przedłużenie charakterystyki wrzenia błonowego nie musi przechodzić przez punkt $\Delta T = 0$, $Q_s = 0$. Uwzględnienie obszaru wrzenia przejściowego jest szczególnie ważne, gdy zewnętrzna powierzchnia nadprzewodnika jest specjalnie przygotowana (np. struktura porowata) w celu zwiększenia współczynnika wnikania ciepła. Z kolei umożliwienie uwzględnienia nieliniowości przewodności cieplnej jest istotne, zwłaszcza przy wyznaczaniu MPC dla nadprzewodników wysokotemperaturowych. Przedstawiona poniżej metoda wyznaczania MPC została opublikowana przez autora w [31].

3.2.2. Równania podstawowe

Zjawisko wymiany ciepła w MPZ można opisać za pomocą równania (1.12) dla przypadku stacjonarnego

$$\frac{d}{dx} \left[k(T) \frac{dT}{dx} \right] + \frac{P}{A} [G(T) - Q_s(T)] = 0 \quad (3.5)$$

Przy założeniu liniowej zależności pomiędzy prądem krytycznym a temperaturą gęstość strumienia ciepła generowanego w przewodzie można wyznaczyć ze wzorów (1.21), a temperaturę początku podziału prądu z (1.23). Należy przy tym pamiętać, że w MPZ płynie prąd równy MPC. Po wykonaniu operacji różniczkowania równanie (3.5) przyjmuje postać

$$\frac{dk(T)}{dT} \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 + k(T) \frac{d^2T}{dx^2} + \frac{P}{A} [G(T) - Q_s(T)] = 0 \quad (3.6)$$

Podstawienie $(dT/dx)^2 = g$ sprowadza (3.6) do liniowego równania różniczkowego pierwszego rzędu

$$\frac{dg}{dT} + 2 \frac{dk(T)/dT}{k(T)} g = \frac{2P}{Ak(T)} [Q_s(T) - G(T)] \quad (3.7)$$

którego rozwiązaniem jest funkcja

$$g(T) = g(T_o) + \frac{2P}{Ak(T)^2} \int_{T_o}^T k(T) [Q_s(T) - G(T)] dT \quad (3.8)$$

stanowiąca ogólną zależność na kwadrat gradientu temperatury w MPZ i będąca uogólnieniem wyrażenia podanego przez Cesnaka [8]. Równaniu (3.8) towarzyszą dwa warunki brzegowe (rys. 1.9)

$$1) \text{ dla } T = T_o \quad g = 0 \quad (3.9a)$$

$$2) \text{ dla } T = T_m \quad g = 0 - \text{symetria MPZ} \quad (3.9b)$$

Wykorzystując te warunki otrzymuje się z (3.8) następujące równanie

$$\int_{T_0}^{T_m} k(T)[Q_s(T) - G(T)] dT = 0 \quad (3.10)$$

które jest warunkiem istnienia MPZ analogicznym do warunku (1.27) sformułowanego inną metodą przez Maddocka *et al* [30].

LITERATURA

1. Anashkin O.P., Keilin V.E., Lyikov V.V.: Stability of compound superconductors under localized heat pulses. *Cryogenics* **19** (1979) No. 2, pp. 77-80.
2. Anashkin O.P., Varlakhin V.A., Keilin V.E., Krivikh A.V., Lyikov V.V.: Experimental investigation of training and degradation in superconducting magnet systems. *IEEE Transactions on Magnetics* **13** (1977) No. 1, pp. 673-677.
3. Baynham D.E., Edwards V.W., Wilson M.N.: Transient stability of high current density superconducting wires. *IEEE Transactions on Magnetics* **17** (1981) No. 1, pp. 732-735.
4. Bednorz J.G., Müller K.A.: Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Zeitschrift für Physik B* **64** (1986), pp. 189-19 .
5. Bejan A., Tien C.L.: Effect of axial conduction and metal-helium heat transfer on the local stability of superconducting composite media. *Cryogenics* **18** (1978) No. 7, pp. 433-441.
6. Brechna H.: Superconducting magnet systems. Springer - Verlag, Berlin 1973.
7. Broom R.F., Rhoderick M.A.: Thermal propagation of a normal region in a thin superconducting film and its application to a new type of bistable element. *British Journal of Applied Physics* **11** (1960) No. 7, pp. 292-296.
8. Cesnak L.: Minimum propagating currents of stabilized superconductors. *Cryogenics* **23** (1983) No. 12, pp. 662-666.
9. Chen W.Y., Alcorn J.S. Hsu Y-H., Purcell J.R.: Stability analysis of Nb-Ti-Ta-based high field conductor cooled by pool boiling below 4 K. *IEEE Transactions on Magnetics* **17** (1981) No. 1, pp. 57-60.
10. Chen W.Y., Purcell J.R.: Dynamic simulation of normal zone evolution in a superconducting composite. *Applied Physics Letters* **31** (1977) No. 2, pp. 127-129.
11. Chen W.Y., Purcell J.R.: Numerical study of normal - zone evolution and stability of composite superconductors. *Journal of Applied Physics* **49** (1978) No. 6, pp. 3546-3553.
12. Chilcott T.C., Donaldson G.W.: The recovery of superconducting systems. *IEEE Transactions on magnetics* **15** (1979) No. 1, pp. 49-52.
13. Collings E.W.: Design considerations for high T_c ceramic superconductors. *Cryogenics* **28** (1988) No. 11, pp. 724-733.

14. Cornelissen M.C.M., Hoogendoorn C.J.: Thermal stability of superconducting magnets: static criteria. *Cryogenics* **24** (1984) No. 12, pp. 669-675.
15. Dresner L.: Propagation of normal zones in composite superconductors. *Cryogenics* **16** (1976) No. 11, pp. 675-681.
16. Dresner L.: Quench energies of potted magnets. *IEEE Transactions on Magnetics* **21** (1985) No. 2, pp. 392-395.
17. Eckels P.W.: Superconductor stability and helium heat transfer: the minimum propagating zone relationship in design. *Cryogenics* **29** (1989) No. 6, pp. 625-629.
18. Edwards V.W, Scott C.A., Wilson M.N.: The control of 'training' in 'race-track' shaped superconducting magnets. *IEEE Transactions on Magnetics* **11** (1975) No. 2, pp. 532-535.
19. Fevrier A., Morize D.: The effect of magnetic field on the thermal conductivity and electrical resistivity of different materials. *Cryogenics* **13** (1973) No. 10, pp. 603-606.
20. Ishibashi K., Wake M., Kobayashi M., Katse A.: Propagation velocity of normal zones in a SC braid. *Cryogenics* **19** (1979) No. 8, pp. 467-471.
21. Ishibashi K., Wake M., Kobayashi M., Katse A.: Thermal stability of high current density magnets. *Cryogenics* **19** (1979) No. 11, pp. 633-638.
22. Iwasa Y., Apgar B.A.: Transient heat transfer to liquid helium from bare copper surfaces in a vertical orientation - I: Film boiling regime. *Cryogenics* **18** (1978) No. 5, pp. 267-275.
23. Jayakumar R.: Critical energy of superconducting composites. *Cryogenics* **27** (1987) No. 8, pp.421-424.
24. [24] Jayakumar R.: Values of critical energy for superconducting composites. *Cryogenics* **29** (1989) No. 2, pp. 139-145.
25. Kantrowitz A.R., Stekly Z.J.J.: A new principle for the construction of stabilized superconducting coils. *Applied Physics Letters* **6** (1965) No. 3, pp. 56-67.
26. Keilin V.E., Klimenko E.Yu., Kremlev M.G., Samoilov B.N.: Stability criteria for current in combined (normal + superconducting) conductors. *Les Champs Magnetiques Intenses. Colloque Intern., Grenoble 1966*, pp. 231-236.
27. Keilin V.E., Romanowsky V.R.: The dimensionless analysis of the stability of composite superconductors with respect to thermal disturbances. *Cryogenics* **22** (1982) No. 6, pp. 313-317.
28. Kremlev M.G.: Minimum propagating current in composite conductors. *Cryogenics* **7** (1967) No. 10, pp. 267-270.

29. Kwasnitza K., Barbisch B., Hulliger F.: Metallic materials for superconductor stabilization with very high specific heat and good thermal conductivity. *Cryogenics* **23** (1983) No 12, pp.649-652.
30. Maddock B.J., James G.B., Norris W.T.: Superconducting composites: heat transfer and steady state stabilization. *Cryogenics* **9** (1969) No. 8, pp. 261-273.
31. Malinowski L.: Minimalny prąd propagacji strefy oporowej w kriogenicznie stabilizowanych nadprzewodnikach. *Chłodnictwo* **20** (1985) Nr 11, s. 22-24.
32. Malinowski L.: Energia krytyczna dla kriogenicznie stabilizowanych nadprzewodników. Zbiór Referatów Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Warszawa-Jabłonna 1986, s. 182-187.
33. Malinowski L.: Numeryczna symulacja powstawania stref normalnych w kriogenicznie stabilizowanych nadprzewodnikach (komunikat). Streszczenia Prac XIII Ogólnopolskiego Seminarium Kriogeniki, Wrocław 1986, s.15.
34. Malinowski L.: Równanie przewodnictwa cieplnego dla procesów szybkozmiennych. Zbiór Referatów XXV Sympozjonu "Modelowanie w Mechanice", Gliwice-Kudowa, 1986, część I, s. 262-269.
35. Malinowski L.: Analityczna metoda obliczania energii krytycznej stabilizowanych nadprzewodników. Zbiór Referatów XIII Zjazdu Termodynamików, Częstochowa 1987, s. 441 - 446.
36. Malinowski L.: Kryteria stabilności kriogenicznej nadprzewodników. Zbiór Referatów I Sympozjum „Zagadnienia Energetyczne w Mechanice”, Białsko-Biała 1987, s. 147-154.
37. Malinowski L.: Numeryczny model cieplny stabilizowanego nadprzewodnika. Zbiór Referatów XXVI Sympozjonu "Modelowanie w Mechanice", Gliwice 1987, s. 267-274.
38. Malinowski L.: Stabilność termiczna drutów nadprzewodzących. *Archiwum Termodynamiki* **9** (1988) Nr 3/4, s. 167-180.
39. Malinowski L.: Thermal wave propagation within a medium with the inert heat source. *Wärme- und Stoffübertragung* **22** (1988) No. 3/4, pp. 185-188.
40. Malinowski L.: Analytical method for calculation of critical energy of technical superconductors taking into account transient heat transfer. *Cryogenics* **30** (1990) No. 1, pp. 27-31.
41. Malinowski L.: Analytical method for calculation of critical energy of technical superconductors based on the minimum propagating zone theory. *Cryogenics* **30** (1990) No. 9, pp. 765-769.
42. Malinowski L.: Energia krytyczna technicznych nadprzewodników. *Chłodnictwo* **25** (1990) Nr 9, s. 3-4.

43. Malinowski L.: Critical energy of thermally insulated composite superconductors. *Cryogenics* **31** (1991) No. 6, pp.444-449.
44. Malinowski L.: Effect of relaxation of internal heat source capacity on the temperature field in the semi-infinite body. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **18** (1991) No. 4, pp. 523-530.
45. Martinelli A.P., Wipf S.L.: Investigation of cryogenic stability and reliability of operation of Nb₃Sn coils in helium gas environment. *Proceedings 1972 Applied Superconductivity Conference IEEE* **72** 1973, pp. 331-340.
46. Nechiporenko I. N.: Normal zone propagation within a superconducting magnetic system and cryostabilization of superconductivity. *Cryogenics* **23** (1983) No. 10, pp. 549-553.
47. Nick W.: Theoretical studies of stability in pool boiling helium I. *Proceedings of the Workshop on Stability of Superconductors, Saclay (France) Nov. 16 - 19, 1981*, pp. 139-150.
48. Nick W., Krauth H., Ries G.: Cryogenic stability of composite conductors taking into account transient heat transfer. *IEEE Transactions on Magnetics* **15** (1979) No. 1, pp. 359-362.
49. Özisik M.N., Vick B.: Propagation and reflection of thermal waves in a finite medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **27** (1984) No. 10, pp. 1845-1854.
50. [50] Pasztor G., Schmidt C.: Dynamic stress effects in technical superconductors and the 'training' problem of superconducting magnets. *Journal of Applied Physics* **49** (1978) No. 2, pp. 886-899.
51. Schmidt C.: Transient heat transfer to liquid helium and temperature measurement with a response time in the microsecond region. *Applied Physics Letters* **32** (1978) No. 12, pp. 827-829.
52. Schmidt C.: The induction of a propagating normal zone (quench) in a superconductor by local energy release. *Cryogenics* **18** (1978) No. 10, pp. 605-610.
53. Schmidt C.: Transient heat transfer and recovery behavior of superconductors. *IEEE Transactions on Magnetics* **17** (1981) No. 1, pp.738-741.
54. Schmidt C.: Review of steady state and transient heat transfer in pool boiling helium I. *Proceedings of the Workshop on Stability of Superconductors, Saclay (France) Nov. 16-19, 1981*.
55. Smoliński S.: *Nadprzewodnictwo-zastosowania*. WNT Warszawa 1983.
56. Stekly Z.J.J., Zar J.L.: Stable superconducting coils. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **12** (1965) No. 3, pp. 367-372.
57. Superczynski M.J.: Heat pulses required to quench a potted superconducting magnet. *Transactions on Magnetics* **15** (1979) No. 1, pp. 325-327.

58. Turowski P.: The stability behaviour of a Cu-stabilized NbTi-multifilamentary conductor under different cooling conditions. *Cryogenics* **24** (1984) No. 11, pp. 629-635.
59. Veringa H.J.: Intrinsic stability of technical superconductors. *Praca doktorska THT Twente University Enschede, The Netherlands*, 1981.
60. Vernotte M.P.: Les paradoxes de la théorie continue de l'équation de la chaleur. *Comptes Rendus* **246** (1958) No. 22, pp. 3154-3155.
61. Waltman D.J., Superczynski M.J., McDonald F.E.: Energy pulses required to quench potted superconducting magnets at constant field. *IEEE Transactions on Magnetics* **17** (1981) No. 1, pp. 1056-1059.
62. Whetstone C.N., Boom R.W.: Nucleate cooling stability for superconductor-normal metal composite conductors in liquid helium. *Advances in Cryogenic Engineering* **13** (1968), pp. 68-79.
63. Williams J.E.C.: The minimum propagating current of a composite superconductor. *Physics Letters* **19** (1965) No. 2, pp. 96-97.
64. Wilson M.N.: Stabilization of superconductors for use in magnets. *IEEE Transactions on Magnetics* **13** (1977) No. 1, pp. 440-446.
65. Wilson M.N.: *Superconducting Magnets*. Clarendon Press, Oxford 1983.
66. Wilson M.N., Iwasa Y.: Stability of superconductors against localized disturbances of limited magnitude. *Cryogenics* **18** (1978) No. 1, pp. 17-25.
67. Wilson M.N., Walters C.R., Lewin J.D, Smith P.F.: Experimental and theoretical studies of filamentary superconducting composites. *Journal of Physics D* **3** (1970), pp. 1517-1585.
68. Wipf S.L.: Stability of the superconductive operating mode in high current-density devices. *IEEE Transactions on Magnetics* **15** (1979) No. 1, pp. 379-382.
69. Zbasnik J.P. *et al*: Construction and testing of the Nb₃Sn coils. *Advances in Cryogenic Engineering* **29** (1984), pp. 95-103.