

고온 초전도체 테이프의 상전도 영역 전파 특성 해석

Analysis of normal zone propagation characteristics in a high-temperature superconducting tape

정신근*, 설승윤**

S. G. Jeong*, S. Y. Seol**

Abstract : Stability of a Bi-2223/Ag tape was studied by using a numerical model considering the temperature distribution of cross-sectional area. The dynamic evolution of normal zone of a HTS tape can be shown by the developed two-dimensional program using finite difference method. Two kinds of analyses are compared to quantify the critical disturbance energy for quenching HTS tapes. One is the length-thickness(x-y) side and the other is the length-width(x-z) side. For each case, the governing energy balance equations and corresponding boundary conditions are formulated. The results of analyses shows that the critical disturbance energies for each cases seem to be very close for a considered Bi-2223/Ag tape.

Key Words : superconductor, stability, current sharing

1. 서 론

초전도체는 외부의 열 유입이나 내부의 재료적 결함에 의하여 국부적 발열이 발생하게 된다. 이때 냉각이 효과적으로 이루어지지 않으면 초전도선재 전체가 초전도 성질을 잃어버리는 안정성 문제가 발생한다. 이러한 초전도체의 안정성 문제는 저온 초전도체의 경우 단면의 온도가 균일하다고 보아 길이 방향 일차원 문제로 다루어졌다. 그러나 고온초전도체 테이프는 테이프 두께와 폭의 비가 크기 때문에 단면의 온도 분포를 고려한 안정성 해석을 수행해야 한다. 단면 온도 분포와 테이프 길이방향의 온도분포를 고려하려면 삼차원 열전도 방정식을 수치적으로 해석해야하지만 초전도 테이프의 특성파악을 위해 이차원 해석이 다수 이루어져 왔다.

고온 초전도 테이프에 순간적인 열적 교란이 국부적으로 가해진 경우(transient local thermal disturbance)에 테이프 내부 온도 분포의 시간에 따른 변화를 계산하여 켄치와 회복을 결정하는 교란의 크기를 구하는 연구가 다수 이루어졌다[1-4]. 2차원 열전달 방정식에 기초한 HTS 테이프 안정성 연구들은 두가지로 구분되는데 첫째는 길이-두께 방향, 둘째는 길이-폭 방향의 온도분포를 해석하는 연구이다. 길이-두께

방향의 온도 분포를 고려한 2차원 해석은 폭 방향으로의 온도분포를 균일하다고 가정하여 초전도체와안정화재의 온도분포를 명확히 볼 수 있는 장점이 있다[1, 2]. 길이-폭 방향의 온도분포를 고려한 2차원 해석은 두께에 비하여 큰 폭방향의 온도분포를 고려할 수 있으나 초전도체와 안정화재 구분을 할 수 없다[3]. 길이-두께 방향 연구와 길이-폭 방향의 연구들은 상호 독립적으로 이루어지고 있으며 상호 차이점들은 분석되지 않고 있다.

다심형 Bi-2223/Ag 테이프에 대한 삼차원 해석 [4]에 의하면 안정화재와 초전도체의 비율이 일정한 상태로 초전도 필라멘트의 수를 증가시키면 HTS 테이프는 초전도체와 안정화재의 혼합물로 볼 수 있음을 보이고 있다. 테이프 형태를 가진 초전도 선재의 안정성에 관한 기존의 연구들을 보면 선재의 길이-두께 방향의 2차원 해석이 주를 이루고 있고 선재의 폭-길이 방향을 대상으로 하는 연구는 소수에 그치고 있다.

본 연구는 이제까지 독립적으로 이루어진 길이-두께 방향의 해석과 길이-폭 방향의 해석을 동시에 수행하여 그 차이점과 유사성을 규명하고자 한다. 즉 초전도 선재의 켄치 특성을 파악하기 위하여 길이-두께 방향과 길이-폭 방향의 이차원 해석을 상호 비교 검토하였다. 또한 본 논문에서는 초전도 선재의 전류분류(current sharing)모델을 이용하여 발생하는 주울 열에 대한 식을 유도하였다. 초전도체의 안정성을 해석할 때 편의상 임계전류 밀도와 온도 관계를 선형적으로 가정하였다.

2. 이론적 배경 및 지배방정식

2.1 전류분류

Fig. 1은 해석에 사용되는 단심형 고온 초전도체 테이프를 개략적으로 보이고 있다. 초전도체는 Bi-2223이고 안정화 재료는 은(Ag). 그리고 냉매는 액체 질소를 사용한다고 보았다. 초전도체 층 양면에 안정화재료가 부착된 단심형을 고려한 것은 초전도체 내부에서 발생하는 열교란이 가장 방출되기 어려운 구조를 상징하여 안정성 해석을 수행하고자 함이다.

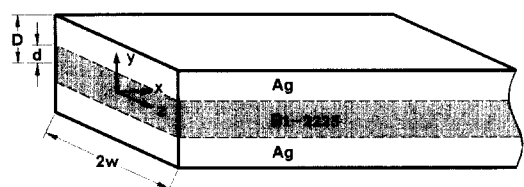


그림 1. Bi-2223/Ag 테이프 모델링
Fig. 1. Schematic of a Bi-2223/Ag tape

* 학생회원 : 전남대 대학원 기계공학과 석사

** 정 회 원 : 전남대 자동차공학부 부교수

원고접수 : 2001년 04월 19일

심사완료 : 2001년 05월 25일

Fig. 2는 온도 증가에 따라 임계전류밀도가 감소하는 양상을 나타내고 있다. 온도에 따른 임계전류밀도 변화는 비선형적 특징을 가지고 있으나 해석의 편의를 위하여 선형적으로 변화한다고 가정하였다.

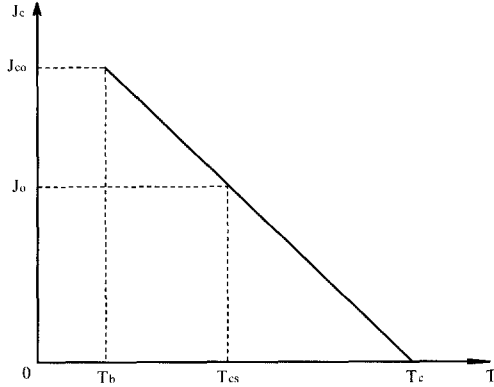


그림 2. 임계전류밀도의 온도에 따른 변화
Fig. 2. Critical current density as a function of temperature

J_{c0} 는 냉매인 액체질소 온도($T_b=77K$)에서의 임계전류밀도이다. J_0 는 운전 전류 밀도이며, T_{cs} 는 운전전류밀도에서 전류분류가 일어나기 시작하는 온도이다. T_c 는 임계전류밀도가 "0"이 되는 온도로서 통상 임계온도(critical temperature)라 칭한다.

초전도체가 국부적으로 성질을 잃어버리면 전류의 일부는 초전도체로 흐르고 나머지는 안정화재로 흐르는 전류분류 상태가 발생한다. 전류분류 상태가 되면 주울 열이 발생하게 된다. 발생하는 주울 열이 냉각되는 양보다 적다면 초전도체는 초전도 성질을 회복하여 안정한 상태가 되지만, 반대의 경우에는 전체적으로 초전도 성질을 잃어버린다. 이처럼 전류분류에 의해 발생하는 주울 열은 초전도체의 안정성 해석에 중요한 요소이다. 즉 안정성을 해석하기 위해서 발생하는 주울 열을 구해야 하고 이를 위해서는 단면의 온도분포를 구해야 한다.

전류비(ψ)를 다음과 같이 정의한다.

$$\psi = \frac{I_c}{I_o} = \frac{1}{I_o} \int_{A_s} J_c(T) dA \quad (1)$$

식 (1)에서 A_s 는 초전도체의 단면적을 나타낸다. 따라서 I_c 는 초전도체가 저항없이 흘러 보낼 수 있는 최대의 전류, 즉 임계전류이다. I_o 는 작동전류를 나타내므로 ψ 는 초전도체의 임계전류와 실제 흐르는 전류의 비이다. $1 \leq \psi$ 상태이면 초전도체가 모든 작동전류를 수용할 수 있으므로 전류분류가 없어 열 발생이 일어나지 않는다. $0 < \psi < 1$ 상태이면 작동전류가 임계전류를 초과하므로 일부는 안정화재로 흐르게 되어 초전도체와 안정화재로 주울 열이 발생하게 된다. 그리고 $\psi = 0$ 상태이면 초전도체가 성질을 완전히 잃어버려 모든 전류가 안정화재로만 흐르고 있는 상태가 되어 안정화재로에서만 주울 열이 발생한다. 즉 주울 열은 $\psi < 1$ 인 경우에 발생한다.

2.2 주울 열 발생

초전도체가 교란에 의하여 온도가 상승하게 되면 전류분류 상태가 되어 초전도체와 안정화재에 주울 열이 발생하게 된다. 안정화재에서 발생하는 주울 열을

구하기 위하여 안정화재로 흐르는 전류를 구한다. 식(1)에서 $I_c = I_o \psi$ 이므로 안정화재로 흐르는 전류는 $I_n = I_o - I_c = (1 - \psi) I_o$ 이고 안정화재에서 발생하는 주울 열은 $Q_n = I_n^2 R_n$ 로 구한다. R_n 는 안정화재로의 저항이며 미소 길이 dx 에 대하여 $R_n = \rho_n(dx/A_n)$ 과 같이 쓸 수 있다. ρ_n 는 안정화재로의 전기 비저항이며, A_n 은 안정화재로의 단면적이다. 따라서 안정화재에서 발생하는 주울 열은 다음과 같고

$$Q_n = (I_o - I_c)^2 \frac{\rho_n dx}{A_n} = I_o^2 (1 - \psi)^2 \frac{\rho_n dx}{A_n} \quad (2)$$

단위 부피당 발생하는 주울 열은 다음과 같다.

$$q_n = \frac{Q_n}{A_n dx} = I_o^2 (1 - \psi)^2 \frac{\rho_n}{A_n^2} \quad (3)$$

여기서 $\lambda = A_s/A$, 그리고 $J_o = I_o/A_s$ 로 정의하면, 안정화재로의 단위 부피당 발생하는 주울열은 다음 식으로 표현된다.

$$q_n = \rho_n J_o^2 \left(\frac{\lambda}{1 - \lambda} \right)^2 (1 - \psi)^2 \quad (4)$$

식(4)는 길이(x)-두께(y) 방향으로 해석할 때 전류비 ψ 가 1보다 작은 경우에 안정화재로에서 발생하는 주울 열을 계산한 값이다. 주울 열은 초전도체에서도 발생하는데 초전도체에서 발생하는 주울 열은 초전도체와 안정화재에서의 전압 차는 일정하다는 사실을 이용하여 구할 수 있다.

안정화재로에서의 전압 차는 $\Delta V_n = \rho_n J_n = \rho_n [(I_o - I_c)/A_n]$ 이다. 안정화재로와 초전도체의 전압 차는 같아야 하므로 $\Delta V_n = \Delta V_s = \rho_s J_c(T)$. 따라서 초전도체의 비저항(ρ_s)을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\rho_s = \frac{1}{J_c(T)} (I_o - I_c) \frac{\rho_n}{A_n} \quad (5)$$

이 식을 이용하여 초전도체 단위 부피당 발생하는 주울 열을 구하면 다음과 같고,

$$q_s = \rho_s J_c^2(T) = \rho_n J_c(T) \left(\frac{I_o - I_c}{A_n} \right) \quad (6)$$

λ 와 J_o 를 이용하면 다음과 같이 표현된다.

$$q_s = \rho_n J_o J_c(T) \frac{\lambda}{1 - \lambda} (1 - \psi) \quad (7)$$

식(7)은 길이(x)-두께(y) 방향으로 해석할 때 ψ 가 1이하인 경우에 적용된다. ψ 가 1 이상인 경우는 임계전류밀도가 운전전류 보다 크기 때문에 주울열은 발생하지 않는다. $\psi = 0$ 인 경우란 단면의 모든 온도가 임계온도 T_c 이상이 되므로 식 (7)의 $J_c(T) = 0$ 가 되어 $q_s = 0$ 이 된다.

길이(x)-폭(z) 방향으로 이차원 해석을 하는 경우는 안정화재와 초전도체가 서로 구분이 되지 않기 때문에 주울 열은 체적비를 이용하여 다음 식으로 구한다.

$$q_t = \lambda q_s + (1 - \lambda) q_n = \rho_n J_o^2 \frac{\lambda^2}{1 - \lambda} (1 - \psi) \left[(1 - \psi) + \frac{J_c(T)}{J_o} \right] \quad (8)$$

2.3 지배 방정식

시간에 따른 초전도 선재의 온도 분포를 해석하기 위하여 열전달 방정식을 해석하여야 한다. 길이(x)-폭(z) 방향으로 해석하는 경우 이차원 열전달 방정식은 다음과 같다.

$$\gamma_c c_c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_c \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_c \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_t + q_{dl} - \frac{h}{D} (T - T_b) \quad (9)$$

여기서 q_{dl} 는 Fig. 1의 초전도 선재의 중심부에 가해지는 교란에너지이다. 길이-폭 방향을 해석 대상으로 하면 표면을 통하여 냉매로 방출되는 열량은 식 (9)에 포함되어야 한다. 식 (9)에서 우변 마지막 항이 냉매로 대류에 의하여 방출되는 열량을 나타낸다. h 는 대류 열전달 계수이고 T_b 는 냉매의 온도이다. γ_c , c_c , k_c 는 혼합체로 가정한 경우의 밀도, 비열, 열전도도로서 초전도체와 안정화재의 체적비로 가중 평균하여 구한다. 대칭성을 고려하여 Fig. 1의 x-z 좌표 상에서 1상한만을 해석 대상으로 한다. 길이(x)-폭(z) 방향으로 해석하는 경우에는 초전도체와 안정화재가 서로 구분이 되지 않으므로 식 (9)에 부가되는 초기조건 및 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} T(x, z, 0) &= T_b \\ \frac{\partial}{\partial x} T(0, z, t) &= 0 \\ T(L, z, t) &= T_b \\ \frac{\partial}{\partial z} T(x, 0, t) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} T(x, W, t) &= -\frac{h}{k_c} (T(x, W, t) - T_b) \end{aligned} \quad (10)$$

대칭성을 고려하여 단열조건을 주었으며 냉매와 접하고 있는 부분은 대류에 의한 냉각 조건을 주었다. 해석 대상인 테이프의 길이는 계산에서 매우 큰 값을 사용하였으므로 길이 방향의 끝은 냉매의 온도인 T_b 로 보았다. D 는 테이프 두께의 절반이고 d 는 초전도체 두께의 절반을 나타내며 W 는 폭의 절반을 의미한다.

길이(x)-두께(y) 방향으로 해석하는 경우는 초전도체와 안정화재가 서로 구분이 되므로 식(11), (12)을 사용한다.

$$\gamma_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_s \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_s \frac{\partial T}{\partial y} \right) + q_s + q_{ds} \quad (11)$$

$$\gamma_n c_n \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_n \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_n \frac{\partial T}{\partial y} \right) + q_n + q_{dn} \quad (12)$$

q_{ds} 와 q_{dn} 은 각각 초전도체와 안정화재에 가해지는 교란 에너지이다. 길이(x)-두께(y) 방향으로 해석하는 경우에는 초전도체와 안정화재가 서로 구분이 되므로 식 (11)과 (12)에 부가되는 초기조건과 경계조건은 다음과 같이 초전도체와 안정화재에 대하여 각각 정의하였다.

$$\begin{aligned} T_s(x, y, 0) &= T_b \\ T_n(x, y, 0) &= T_b \\ \frac{\partial}{\partial x} T_s(0, y, t) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} T_n(0, y, t) &= 0 \\ T_s(L, y, t) &= T_b \\ T_n(L, y, t) &= T_b \\ \frac{\partial}{\partial y} T_s(x, 0, t) &= 0 \\ T_s(x, d, t) &= T_n(x, d, t) \\ k_s \frac{\partial}{\partial y} T_s(x, d, t) &= k_n \frac{\partial}{\partial y} T_n(x, d, t) \\ \frac{\partial}{\partial y} T_n(x, D, t) &= -\frac{h}{k_n} [T_n(x, D, t) - T_b] \end{aligned} \quad (13)$$

2.4 해석 방법

본 연구는 Bi-2223을 은(Ag)으로 안정화시킨 초전도 테이프를 계산 대상으로 하였다. Bi-2223과 은의 상태량은 다수의 논문을 참조하여 Table 1과 같은 값을 사용하였다[2, 5-7].

표 1. Bi-2223와 은(Ag)의 상태량
Table 1. Properties of Bi-2223 and Ag

	BSCCO	Ag(at 85 K)
$\rho(\Omega\text{-m})$	10^{-9}	4×10^{-9}
$k(\text{W/m}\cdot\text{K})$	1.04	4.7×10^2
$\gamma(\text{kg/m}^3)$	6.31×10^3	1.05×10^4
$c(\text{J/kg}\cdot\text{K})$	1.89×10^2	1.7×10^2

초전도체의 임계온도 T_c 와 77K에서의 임계전류밀도 J_{c0} 는 각각 105K, $5 \times 10^8 \text{A/m}^2$ 로 보았다. 대류 열전달 계수 h 는 $100 \text{W/m}^2\cdot\text{K}$ 를 사용하였다[2]. 초기온도(T_b)는 77K 이다. $J_n/J_{c0}=0.9$ 에 대하여 해석을 수행하였다. HTS 테이프의 폭은 4mm, 두께는 0.28mm, 그리고 초전도 층의 두께는 0.08 mm로 하였다.

해석은 대칭성을 고려하여 Fig. 1의 사분의 일 상한만을 대상으로 삼았다. 길이 방향으로 50개의 격자를 사용하였는데 온도 구배를 고려하여 교란이 가해지는 곳에 조밀한 격자가 되도록 하였다. 두께 방향으로 안정화재와 초전도체 부분에 각각 10개씩 총 20개의 격자를 형성하였다. 길이(x)-폭(z) 방향으로 해석할 때는 폭 방향으로 20개의 격자를 형성하였다.

교란 에너지는 1ms 동안 균일하게 가하였다. 길이(x)-두께(y) 방향으로 해석하는 경우에는 길이가 50 μm 되는 지점까지 초전도체에만 균일하게 가해지는 경우와 단면전체에 에너지가 균일하게 가해지는 경우를 해석하였다. 그리고 길이(x)-폭(z) 방향으로 해석하는 경우에는 길이(x)-두께(y) 방향으로 해석하는 경우와 마찬가지로 길이 50 μm , 폭 절반에 교란에너지가 균일하게 가해지는 경우와 폭 전체에 균일하게 가해지는 경우를 해석하였다.

교란 에너지 ϵ 과 식 (9), (11), (12)의 교란에 의

한 열 발생량 q_d 의 관계는 다음 식과 같다.

$$\epsilon = q_d V_d t_d \quad (14)$$

3. 결 과

Fig. 3에서부터 Fig. 6까지는 교란에너지를 가한 경우에 대하여 시간에 따른 상전도 영역의 확산상태를 나타낸 그림이다. 그림에서 x 축은 시간의 흐름을 나타내며, y 축은 전류비(Ψ)값이 1이 되는 x 좌표 값을 의미한다. 전류분류는 전류비(Ψ)가 1인 지점에서부터 발생하므로 각 그림들은 시간에 따른 전류분류 영역의 확산상태를 나타낸다. Fig. 3과 Fig. 4는 교란에너지를 단면 전체에 가한 경우에 대하여 해석을 하였으며, Fig. 5와 Fig. 6은 교란에너지를 단면 일부에 가한 경우에 대해서 해석한 결과이다.

Fig. 3은 교란에너지를 단면전체에 가한 경우 길이(x)-두께(y)방향으로의 해석을 수행한 결과이다. 교란 에너지(ϵ)가 0.2829J인 경우에는 초기에 시간이 약 1s동안 전류비(Ψ)값이 1이 되는 x 좌표가 급격히 증가하다가 약 3s 동안 아주 서서히 감소한 후 다시 급격히 감소하는 현상을 보인다. 즉 초기에 전류분류 영역이 급격히 증가하다가 일정시간 동안 정지한 후 다시 초전도성을 회복하는 현상을 보이고 있다. 교란에너지가 0.2834J인 경우는 전류분류 영역이 움직이지 않는 시간이 좀더 오랫동안 유지하고 있을 뿐 0.2829J인 경우와 비슷한 양상을 보인다.

교란에너지가 0.2836J인 경우는 전류분류 영역의 정지시간이 7s 이상이 되는 것을 볼 수 있다. 즉 전류분류 영역의 크기가 증가하지도 감소하지도 않고 정지하는 시간이 매우 길다. 교란에너지가 0.2838J인 경우에는 전류분류 영역이 급속히 증가한 후 약 4s까지 서서히 증가하다가 이후 급속히 증가함을 볼 수 있다.

이상에서 알 수 있듯이 교란 에너지의 임계값 0.2836J을 경계로 하여 이보다 작은 교란에너지에 대해서는 전류분류 영역이 초기에는 증가하다가 다시 없어지는, 즉 초전도성을 회복함을 알 수 있다. 교란 에너지가 임계값보다 크면 전류분류 영역은 계속 증가하여 주울열 발생 영역이 점차 확산된다.

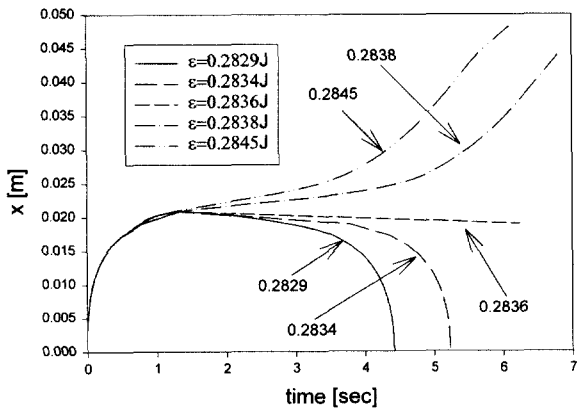


그림 3. 교란 에너지를 단면전체에 가한 경우 전류분류영역의 시간에 따른 변화 (길이-두께 방향 해석)
 Fig. 3. Length of current sharing region(m) vs. time(sec) when disturbance energy is applied to all cross-section. (Length-thickness analysis)

Fig. 4는 교란에너지를 단면전체에 가한 경우 길이(x)-폭(z)방향으로의 해석을 수행하여 Fig. 3과 마찬가지로 시간에 대한 전류비(Ψ)가 1인 x 좌표 값을 나타낸 그림이다. 길이-폭 방향의 2차원 해석 결과(Fig. 3)와 길이-폭 방향의 2차원 해석 결과(Fig. 4)가 비슷함을 알 수 있다.

길이(x)-두께(y) 방향으로 해석하는 경우의 임계교란 에너지는 0.2838J 정도였지만 길이(x)-폭(z) 방향으로 해석에서는 0.2844J에서도 초전도성을 회복하는 결과를 보였다. 즉, 길이(x)-폭(z) 방향의 2차원 해석에서 구한 임계교란 에너지가 길이(x)-두께(y) 방향의 2차원 해석에서 구한 임계교란 에너지보다 더 큼을 알 수 있다.

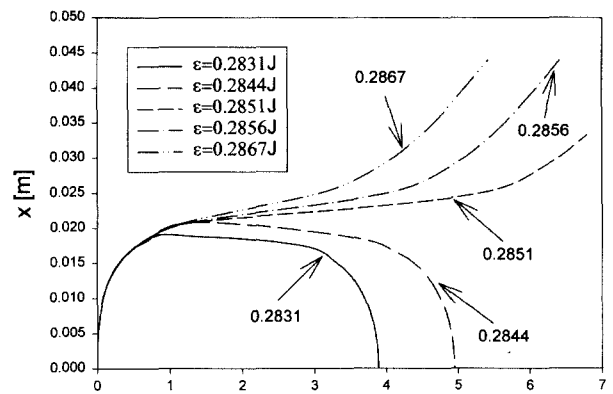


그림 4. 교란 에너지를 단면전체에 가한 경우 전류분류영역의 시간에 따른 변화 (길이-폭 방향 해석)
 Fig. 4. Length of current sharing region (m) vs. time(sec) when disturbance energy is applied to all cross-section. (Length-width analysis)

Fig. 5는 교란에너지를 단면 일부분에 가한 경우 길이(x)-두께(y) 방향으로의 해석 결과를 나타낸 그림이다. 교란에너지를 단면 전체에 가한 경우인 Fig. 3과 유사한 상태를 보이지만, Fig. 3에서는 임계교란에너지가 0.2836J 정도였지만, Fig. 5에서는 교란에너지가 0.2836J일 경우에 전류분류 영역이 계속

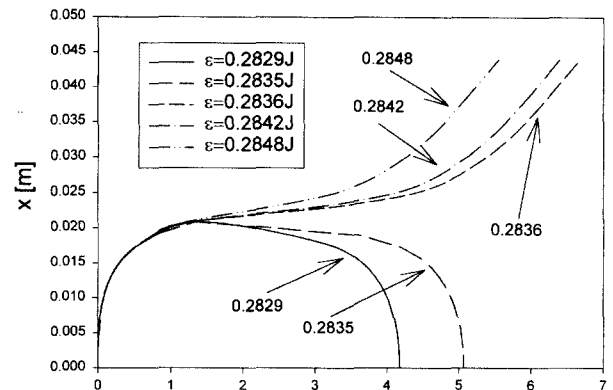


그림 5. 교란 에너지를 단면일부분에 가한 경우 전류분류영역의 시간에 따른 변화 (길이-두께 방향 해석)
 Fig. 5. Length of current sharing region(m) vs. time(sec) when disturbance energy is applied to a part of cross-section. (Length-thickness analysis)

증가하는 현상을 보인다. 즉, 같은 크기의 교란에너지를 단면 일부에 가하는 경우와 단면 전체에 가하는 경우를 비교하면 단면 전체에 부과되는 임계교란에너지가 조금 작음을 알 수 있다.

Fig. 6은 교란에너지를 단면 일부분에 가한 경우 길이(x)-폭(z) 방향에 대한 해석이다. 교란에너지를 단면전체에 가한 경우인 Fig. 4와 비교할 때 크기나 형상에서 매우 흡사함을 볼 수 있다.

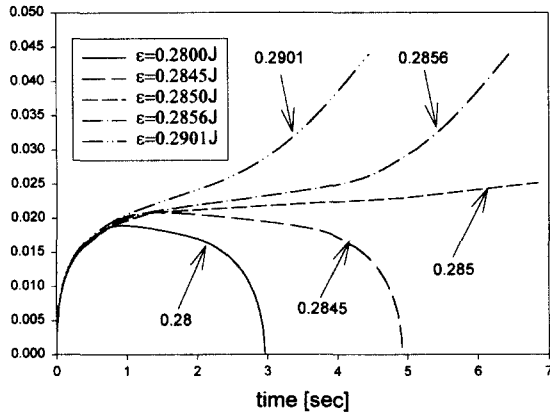


그림 6. 교란 에너지를 단면일부에 가한 경우 전류 분할영역의 시간에 따른 변화 (길이-폭 방향해석)

Fig. 6. Length of current sharing region(m) vs. time(sec) when disturbance energy is applied to a part of cross-section, (Length- width analysis)

이상으로 길이(x)-두께(y) 방향으로 해석하는 경우에는 길이(x)-폭(z) 방향으로 해석하는 경우보다 좀더 작은 임계교란 에너지를 가지며, 교란에너지를 단면 전체에 가하는 경우가 단면 일부에 가하는 경우보다 좀더 큰 임계교란 에너지를 가진다. 그러나 그 차이가 매우 작아 비슷하다고 할 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 Bi-2223/Ag의 고온 초전도체 테이프의 안정성을 단면 온도 분포를 고려하여 이차원 해석을 수행하였다.

- (1) 초전도체 전류 분할 모델을 수학적으로 정립하여 주열 열 발생에 대한 식을 유도하였다.
- (2) 길이-두께 방향, 길이-폭 방향에 대한 열 전달식을 유도하였다.
- (3) 해석을 수행한 결과 내부 교란 에너지가 가해지는 경우에는 교란에너지가 단면 일부에 가해지는 경우와 단면 전체에 가해지는 경우 모두 길이-두께 방향으로 해석하는 경우가 길이-폭 방향으로 해석하는 경우에 비하여 임계교란 에너지는 더 작은 결과를 보였다.
- (4) 교란에너지를 단면 전체에 가하는 경우와 단면 일부에 가하는 경우를 비교하여 보면 단면 일부에 가하는 경우가 좀더 큰 임계 교란 에너지를 갖지만 그 크기는 거의 비슷하다.

본 연구는 2000년도 전남대학교 두뇌한국21사업의 지원으로 수행되었음.

참 고 문 헌

- [1] S.Y. Seol and M.C Chyu, "Stability analysis for a composite superconductor subjected to a linear thermal disturbance," Supercond. Sci. Technol. Vol.7, pp.841-848, 1994.
- [2] M.K. Chyu and C.E. Oberly, "Numerical modeling of normal zone propagation and heat transfer in a superconducting composite tape," IEEE Transactions on Magnetics, Vol.27, No.2, pp.2100-2103, March 1991.
- [3] 이지광, 김지훈, 류경우, 차귀수, 한송엽, "Analysis on quench propagation characteristics of HTS tape," 한국초전도 저온공학회논문지, Vol.2, No.1, pp.35-39, 2000.
- [4] S.B. Kim and A. Ishiyama, "Transient stability analysis in Bi-2223/Ag superconducting tape", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.7, No.2, June 1997.
- [5] Jorma Lehtonen, Risto Mikkonen, and Jaakko Paasi, "Stability considerations of a high-temperature superconductor tape at different operating temperatures," Physica C, Vol. 310, pp. 340-344, 1998.
- [6] Patrick E. Phelan, Rahul N. Samant, "Heat transfer and oxygen diffusion in Ag clad BSCCO superconducting tape", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.9, No.2, pp.2718-2721, June 1999.
- [7] J. G. Noudem, L. Porcar, O. Belmont, and M. Barrault, R. Tournier, "Study of the superconducting transition at high pulsed current of bulk Bi-2223 sintered and textured by hot forging," Physica, C281, pp.339-344, 1997.

저 자 소 개



정신근 (鄭信根)

1974년 6월 1일생, 1998년 전남대학교 기계공학과 졸업, 2001년 전남대학교 기계공학과 졸업(공학석사)



설승윤 (薛勝允)

1960년 4월 16일생, 1983년 서울대학교 기계설계학과 졸업, 1983년 한국과학기술원 기계공학과 졸업(공학석사), 1993년 미국 Texas Tech U. 졸업(공학박사), 현재 전남대학교 자동차공학부 부교수