

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**İÇİ BOŞ SİLİNDİRİK YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNİN MANYETİK PERDELEME
ÖZELLİKLERİNİN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE İYİLEŞTİRİLMESİ**

DOKTORA TEZİ

ALPER KARA

**ŞUBAT 2021
TRABZON**



KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

**İÇİ BOŞ SİLİNDİRİK YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNİN MANYETİK
PERDELEME ÖZELLİKLERİNİN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE
İYİLEŞTİRİLMESİ**

ALPER KARA

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
DOKTOR (FİZİK)**

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 29 / 12 / 2020

Tezin Savunma Tarihi : 03 / 02 / 2021

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK

Trabzon 2021

ÖNSÖZ

Doktora tezi olarak K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü'ne teslim edilen bu çalışmada; içi boş silindirik yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin manyetik perdeleme özelliklerinin sonlu elemanlar yöntemi ile iyileştirilmesi üzerine çalışmalar yapılmıştır.

Çalışmalarımın her aşamasında desteğini ve yardımını esirgemeyip bana rehberlik eden sayın hocam Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK' e teşekkürlerimi sunarım. Nezaretinde doktora öğrenciliğine başladığım, çalışma alanımı belirleyip bilgi ve tecrübeleriyle bana yol gösteren sayın hocam Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ' ye ve lisansüstü eğitim sürecimin her aşamasında desteğini gördüğüm sayın hocam Prof. Dr. Fedai İNANIR' a en içten dileklerle teşekkür ederim.

Ayrıca, tez izleme komitesi üyeliği görevini üstlenen ve görüşlerine başvurduğum sayın Prof. Dr. Kemal ÖZTÜRK ile Prof. Dr. Hamdullah ÇUVALCI' ya tezime sundukları katkılardan dolayı teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince her türlü imkânı sağlayan başta Sayın bölüm başkanımız Prof. Dr. Ahmet Hakan YILMAZ olmak üzere emeği geçen bütün hocalarıma teşekkür ederim.

Bana yardımlarını esirgemeyen değerli arkadaşım Zekeriya KARAAHMET'e en içten dileklerle teşekkür ederim.

Bu zamana kadar hiçbir desteği benden esirgemeyen aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

Alper KARA

Trabzon-2021

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Doktora Tezi olarak sunduğum ”İçi Boş Silindirik Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Manyetik Perdeleme Özelliklerinin Sonlu Elemanlar Yöntemi İle İyileştirilmesi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK’ ün sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metin içerisinde ve referanslarda eksiksiz şekilde belirttiğimi, tez çalışma süresince bilimsel araştırma ve etik kurallarına uygun olarak hareket ettiğimi ve aksi durumun ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sorumluluğu kabul ettiğimi beyan ederim. 03/02/2021

Alper KARA

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XIII
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XIV
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Genel Giriş.....	1
1.2. Süperiletken Geçiş Sıcaklığı (T_c).....	3
1.3. Kritik Alanlar.....	5
1.3.1. Termodinamik Kritik Alan (H_c).....	6
1.3.2. Alt Kritik Alan (H_{c1}).....	7
1.3.3. Üst Kritik Alan (H_{c2}).....	8
1.4. Kritik Akım (I_c).....	10
1.5. Nüfuz Derinliği.....	11
1.6. Eşuyum Uzunluğu Kavramı (ξ).....	14
1.7. BCS Teorisi.....	15
1.8. II.Tip Süperiletkenlerde Karışık Durum.....	17
1.9. Metallerde ve Alaşımlarda Ginzburg-Landau Sabiti.....	20
1.10. II.Tip Süperiletkenlerde Manyetizasyon.....	20
1.11. Tersinmez Manyetizasyon.....	21
1.12. Ferromanyetizma.....	23
1.13. Akı Sürüklenmesi (Flux Creep).....	24
1.14. Standart Kritik Hal Çerçevesi.....	26
1.14.1. İdeal (Tersinir) II.Tip Süperiletkenlerde Meissner Olayı.....	26
1.14.2. Kritik Hal Modeli.....	28
1.15. Kritik Hal Modelleri.....	30
1.15.1. Bean Modeli.....	30
1.15.2. Diğer Kritik Hal Modelleri.....	31
1.16. E-J Karakteristiği.....	33
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	36

2.1.	Modellemenin Genel Tanımı.....	36
2.2.	İçi Boş Silindir Geometrisi İçin Tanımlamalar ve Hesaplamalar	40
2.2.1.	Manyetik Akı Yoğunluğu Profilleri	45
2.2.2.	Akım Yoğunluğu Profilleri	46
2.2.3.	Manyetizasyon.....	53
3.	HESAPLAMALAR VE TARTIŞMA.....	55
3.1.	İçi Boş Silindir Geometrisi İçin Perdeleme Etkisi Hesaplamaları	55
3.1.1.	Sıcaklığın Perdelemeye Etkisi.....	55
3.1.2.	Süpürme Hızının Perdelemeye Etkisi.....	61
3.1.3.	Perdeleme Alanlarının Hesaplanması	64
3.2.	Ferromanyetik Kaplama	69
3.2.1.	Makroskobik F/S Yapıları İçin Modelleme.....	71
3.2.2.	Tüplerin Perdeleme Özelliklerinin Ayrı-Ayrı Modellemesi	74
3.3.	Hibrit Yapıların Perdeleme Özellikleri	79
3.3.1.	Ferromanyetik Tüpün Konumunun Etkisi.....	79
3.3.2.	Ferromanyetik Tüpün Yüksekliğinin Etkisi	88
3.3.3.	Ferromanyetik Tüpün Kalınlığının Etkisi	92
4.	SONUÇLAR	95
5.	ÖNERİLER	97
6.	KAYNAKLAR.....	98

ÖZGEÇMİŞ

Doktora Tezi

ÖZET

İÇİ BOŞ SİLİNDİRİK YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNİN MANYETİK
PERDELEME ÖZELLİKLERİNİN SONLU ELEMANLAR YÖNTEMİ İLE
İYİLEŞTİRİLMESİ

Alper KARA

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Doç. Dr. Ali ÖZTÜRK
2021, 103 Sayfa

Bu tez çalışmasında bulk tüp-şeklinde yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin (HTS) manyetik perdeleme özellikleri incelendi. Birinci aşamada, perdeleme faktörünün (SF) sıcaklık bağılılığı analiz edildi. HTS tüpün $T = 10 \text{ K}$ 'de, $B_a = 0,5 \text{ T}$ 'lik uygulanan manyetik akı yoğunluğu değerine kadar perdeleme yapabildiği hesaplandı. İkinci aşamada, uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının (dB_a/dt) manyetik perdeleme verimine olan etkisi sayısal olarak araştırıldı. Manyetik perdeleme limiti B_{lim} değerinin $dB_a/dt = 30 \mu\text{T/s}$ 'de $20,8 \text{ mT}$ olduğu bildirildi. Üçüncü aşamada, HTS içi boş silindirin üst yüzeyi üzerinden itibaren belirli hatlar (cut lines) yardımıyla, perdeleme manyetik akı yoğunluğu (B_{sz}) sayısal olarak hesaplandı. Son aşamada, iki ortak eksenli (iç-içe şekilde) içi boş silindirden meydana gelen ferromanyetik/süperiletken (F/S) hibrit yapılarının manyetik perdeleme özellikleri araştırıldı. İki durum için (ferro-dışarda, ferro-içerde) belirli bir aksenal uygulanan manyetik alanın nüfuzu irdelendi. Her iki durumda, ferromanyetik tüpün süperiletken tüpün perdeleme özelliklerini nasıl geliştireceğini incelendi. Aynı zamanda ferromanyetik tüpün geometri parametrelerinin etkileri de çalışıldı. Ferro-içerde konfigürasyonu için hesaplanan perdeleme limitindeki artış $\sim \%35$ iken bu değer Ferro-dışarda konfigürasyonu için $\sim \%300$ civarındadır.

Anahtar Kelimeler: Yüksek Sıcaklık Süperiletkeni (HTS), Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM), Manyetik Perdeleme, Kritik Akım Yoğunluğu, Ferromanyetik Malzeme

PhD. Thesis

SUMMARY

IMPROVEMENT OF MAGNETIC SHIELDING PROPERTIES OF HOLLOW
CYLINDRICAL HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS USING THE FINITE
ELEMENT METHOD

Alper KARA

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Assoc. Prof. Ali ÖZTÜRK
2021, 103 Pages

In this thesis, we have investigated the magnetic shielding properties of a bulk tube-shaped high temperature superconductor (HTS). In the first stage, we have analyzed temperature dependence of shielding factor (SF). It has been calculated that the HTS tube is able to make shielding up to applied magnetic flux density value of $B_a = 0.5$ T at $T = 10$ K. In the second stage, the influence of magnetic field's sweep rate (dB_a/dt) on the magnetic shielding was numerically examined. It has been reported that the maximum value of magnetic shielding limit $B_{lim} = 20.8$ mT at $dB_a/dt = 30$ μ T/s. In the third stage, using the certain lines over the superconducting tube, we have worked out the shielding magnetic flux density (B_{sz}) of the HTS tube. In the final stage, we have studied the magnetic shielding properties of hybrid ferromagnetic/superconductor (F/S) configurations consisting of two coaxial cylinders, with one of each material. We have investigated and compared the penetration of a uniform axial applied magnetic flux density in two cases (ferro-in, ferro-out). In both cases, we assess how the ferromagnetic tube improves the magnetic shielding properties of the sole HTS tube. The effects of the geometrical parameters of the ferromagnetic tube have also been studied. While the increase in the calculated shielding limit for the Ferro-in configuration is $\sim 35\%$, this value is around $\sim 300\%$ for the Ferro-out configuration.

Key Words: High Temperature Superconductor (HTS), Finite Element Method (FEM), Magnetic Shielding, Critical Current Density, Ferromagnetic Material

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1. Kalay için süperiletkenliğe geçiş sıcaklık aralıkları (Rose-Innes vd., 1970).	5
Şekil 1.2. Bir süperiletken numune için kritik manyetik alanın sıcaklığa göre değişimini gösteren faz diyagramı.	7
Şekil 1.3. II.Tip süperiletken malzemeler için faz diyagramı şematik gösterimi (Seeber, 1998).	8
Şekil 1.4. H_{c2} 'nin Hemen altındaki bir uygulanan manyetik alan değerinde karışık durum. Burada n_s ifadesi süper elektron yoğunluğunu temsil etmektedir (Rose-Innes vd., 1970).	9
Şekil 1.5. Üst Kritik alanın ve kritik akım yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi (Foner ve McNiff, 1973).	11
Şekil 1.6. Manyetik akımın süperiletken numune yüzeyinden nüfuzu.....	13
Şekil 1.7. I.Tip ve II.Tip süperiletkenlerde süperiletken numunenin sınırındaki eşyüm (coherence) uzunluğu ve nüfuz derinliği (Rose-Innes vd., 1970).....	15
Şekil 1.8. Normal göbekleri ve onların çevresinde dolaşan süperakım girdaplarını gösteren karışık hal. Düşey çizgiler göbeklerden geçen manyetik akıyı temsil etmektedir. Yüzey akımları diyamanyetizmayı muhafaza eder.	18
Şekil 1.9. Uygulanan manyetik alan şiddeti H_{c1} 'den büyük olduğunda karışık durum. a) Göbek örgüsü ve göbek örgüsü ile ilgili girdaplar. b) Süper elektron konsantrasyonunun konuma göre değişimi. c) Akı yoğunluğunun konuma değişimi.	19
Şekil 1.10. II.Tip süperiletkenler malzemeler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun dış alana göre değişimi (Rose-Innes vd., 1970).	21
Şekil 1.11. Tersinmez II.Tip süperiletkenler malzemeler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan alana göre değişimi (Rose-Innes vd., 1970).....	22
Şekil 1.12. Ferromanyetik malzeme için mıknatıslanmanın uygulanan manyetik alana göre değişimi ve doyum mıknatıslanması (Spaldin, 2010).	24
Şekil 1.13. Bean modeli ($n = \infty$) ve $E - J$ güç yasası ile Bean modelinin ilişkisi	30
Şekil 1.14. Eğimli testere dişi potansiyeli (Kim - Anderson modeline göre).....	34
Şekil 1.15. HTS için $E - J$ karakteristiği.	35
Şekil 2.1. Hesaplama yapılan 3-boyutlu içi boş silindir geometrisi	41

Şekil 2.2. Hesaplama yapılan 3-boyutlu içi boş silindir geometrisinin 2-boyutta aksel-simetriye indirgenmiş ve örgüleme (mesh) yapılmış hali	42
Şekil 2.3. Manyetik akı yoğunluğu ve akım yoğunluğu profilleri için yapılan hesaplamalarda kullanılan cut line	43
Şekil 2.4. Uygulanan manyetik alanın zamana göre değişimini gösteren $f(t)$ fonksiyonu.44	
Şekil 2.5. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan artırılırken oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m ²).	45
Şekil 2.6. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan azaltılırken oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m ²).	46
Şekil 2.7. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan artırılırken oluşan akım yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m ²).	47
Şekil 2.8. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan azaltılırken oluşan akım yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m ²).	47
Şekil 2.11. İçi boş silindir geometrisi için, belirli sıcaklık değerlerinde hesaplanan M – B histeresiz eğrileri.	54
Şekil 2.12. İçi boş silindir geometrisi için, T = 10 K sıcaklık değerlerinde hesaplanan M – B histeresiz eğrileri.	54
Şekil 3.1. a) HTS tüp ve cut line çizimi. b) Her bir sıcaklık değeri için (10, 20, 30, 40, 50, 60 ve 70 K) z-ekseni boyunca uzanan hat (cut line) üzerinden hesaplanan, HTS tüp içerisindeki manyetik akı yoğunluğunun aksel mesafeye göre değişimi. Burada $B_a = 25$ mT $J_{c0} = 1.91 \times 10^7$ A / m ²	56
Şekil 3.2. Belirlenen sıcaklık değerleri için HTS tüpün merkezinde hesaplanan perdeleme faktörü (SF) eğrileri.	59
Şekil 3.3. Perdeleme limitinin (B_{lim}), Perdeleme faktörünün SF = 100 değerine karşılık gelen uygulanan manyetik alan değerindeki sıcaklık bağılılığı. Bu veriler manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının $dB_a / dt = 20$ μ T / s . değerinde hesaplanmıştır.	60
Şekil 3.4. Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun, perdeleme faktörünün 1000 olduğu değerine karşılık geldiği durumdan elde edilen perdeleme limiti B_{lim} 'in sıcaklık bağılılığı. Veriler uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının $dB_a/dt = 125$ μ T/s olduğu durumda ölçülmüştür. Küçük resim 10 – 70 K sıcaklık aralığında belirli değerlerde içi boş silindirin merkezinde ölçülmüş perdeleme (SF) faktörü değerleri (Fagnard vd., 2010).	61
Şekil 3.5. HTS tüpün merkezinde, T=77 K sıcaklığında hesaplanan manyetik akı yoğunluğunun (B_z), uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızı (dB_a/dt) ile ilişkisi.	62

Şekil 3.6. T=77 K sıcaklığında hesaplanan perdeleme limitinin (B_{lim}) süpürme hızı (dB_a / dt) ilişkisi.....	63
Şekil 3.7. Bi-2212 içi boş silindirde 77 K sıcaklığında, süpürme hızına (dB_a/dt) göre değişimi ölçülen B_{in} ($\mu_0 H_z$). Küçük resim: Perdeleme limitinin (B_{lim}) sıcaklığa göre değişimi (Fagnard vd., 2010). (Burada ölçüm yapılan geometri parametreleri Tablo 5’de verilenlerle aynıdır.).....	64
Şekil 3.8. HTS tüpün Cut Line’ ları içeren 3-boyutlu şematik gösterimi, burada Cut Line’ lar 8 mm uzunluğunda ve z-eksenine paralel uzanmaktadır	65
Şekil 3.9. Cut Line mesafeleri boyunca perdeleme alanının değişimi. (a) T=10 K, (b) T=30 K ve (c) T=50 K için yapılan hesaplamaları göstermektedir. Tüm durumlardaki veriler $B_a = 1.0$ T değerinde hesaplanmıştır	66
Şekil 3.10. Hall sensörü ölçüm pozisyonları (Gozzelino vd., 2011).....	67
Şekil 3.11. Perdeleme manyetik-indüksiyon alanlarının B_{sz} , aksel bileşenleri profilleri a) T = 20 K b) T = 25 K ve c) T = 30 K. Tüm durumlar uygulanan manyetik akı yoğunluğunun $B_a = 1.0$ T anında hesaplanmıştır. Ölçüm yapılan Hall sensör pozisyonları Şekil 3.10’da gösterilmektedir (Gozzelino vd., 2011).	68
Şekil 3.12. Simulasyon bölgesinin aksel simetrik çizimi. Burada B_a zamana bağlı uygulanan manyetik akı yoğunluğu ve $w_{sp} = 20r_{in}$ olup şekildeki gösterim temsili çizimdir	72
Şekil 3.13. Ferromanyetik tüpün (1020 karbon çeliği) hesaplanan B-H eğrisi.	73
Şekil 3.14. (a) Zamanın bir fonksiyonu olarak uygulanan manyetik akı yoğunluğunda HTS tüp merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunluğu B_{in} , (b) HTS tüp için hesaplanan perdeleme faktörü eğrisi ve perdeleme limiti B_{lim} değerinin belirlenmiş durumu gösterilmektedir.	76
Şekil 3.15. (a) Zamanın bir fonksiyonu olarak uygulanan manyetik akı yoğunluğunda ferromanyetik tüpün merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunlukları, (b) $SF = B_a/B_{in}$ olarak tanımlanan perdeleme faktörünü göstermektedir. Ferromanyetik tüpün yüksekliği $h_{Ferro} = 80$ mm, kalınlığı $w_{Ferro} = 1$ mm ve iç yarıçapı $r_{Ferro} = 7.6$ mm dir.....	77
Şekil 3.16.(a) Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak perdeleme faktörü SF için farklı F/S konfigürasyonlarındaki hesaplamalar (b) Hesaplama yapılan F/S tüp konfigürasyonları gösterilmektedir. Burada (i) Yalnızca HTS tüp, (ii) Ferromanyetik kaplama(siyah) iç yüzeyde, (iii) Ferromanyetik kaplamanın dış yüzeyde olduğu durumu göstermektedir	80

- Şekil 3.17. (a) Ferro-dışarda konfigürasyonunun aksel simetri geometrisi. Burada B_{in} tüpün merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunluğuna karşılık gelir, ve $B_{arayüz}$ ise ferromanyetik ve HTS tüp arasındaki iç yüzeyden hesaplanan manyetik akı yoğunluğudur. (b) Manyetik akı yoğunluğu profilleri (z-bileşeni). (i)-Sadece ferromanyetik tüp için ($B_a = 24$ mT), (ii)-Ferromanyetik kaplamanın dış yüzeyde olduğu durum ($B_a = 24$ mT) ve (iii)-Yalnızca HTS tüp ($B_a = 10.19$ mT) 83
- Şekil 3.18. Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak perdeleme faktörü SF. Burada koyu daireler simülasyon sonucunda hesaplanan perdeleme faktörünü, açık kareler ise denklem (3.11) ile verilen yaklaşık ifade ile tüplerin ayrı-ayrı düşünülmesi üzerinden hesaplanan perdeleme faktörünü göstermektedir..... 85
- Şekil 3.19. (a) Ferro-içerde konfigürasyonunun aksel-simetrik geometrisi. (b) $B_a = 18.5$ mT olduğu durumda hesaplanan manyetik akı yoğunluğu profillerinin (z-bileşeni) aksel mesafeye göre değişimi. Burada ferro-içerde konfigürasyonu kesikli çizgiler ve sadece HTS konfigürasyonu kesikli çizgiler ile gösterilmektedir 87
- Şekil 3.20. Ferro-Dışarda konfigürasyonu için ferromanyetik tüpün yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Burada HTS tüp 80 mm yüksekliğindedir ve dikey doğrultudaki kesikli çizgi ile gösterilmiştir 90
- Şekil 3.21. Ferro-İçerde konfigürasyonu için ferromanyetik tüpün yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Burada HTS tüp 80 mm yüksekliğindedir ve dikey doğrultudaki kesikli çizgi ile gösterilmiştir 91
- Şekil 3.22. Ferro-Dışarda konfigürasyonu için ferromanyetik tüpün kalınlığının bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Ferromanyetik tüpün yüksekliği 16, 40, 64, 80, ve 120 mm değerleridir. Dikey kesikli çizgi $w_{Ferro} = 1$ mm değerine karşılık gelmektedir. Bu değer daha önceki tüm simülasyonlarda kullanılan kalınlık değeridir. 93
- Şekil 3.23. Ferro-İçerde konfigürasyonu için ferromanyetik tüpün kalınlığının bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Ferromanyetik tüpün yüksekliği 16, 40, 64, 80 ve 120 mm değerleridir. Dikey kesikli çizgi $w_{Ferro} = 1$ mm değerine karşılık gelmektedir. Bu değer daha önceki tüm simülasyonlarda kullanılan kalınlık değeridir. 94

TABLULAR DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1. Bazı metallerin süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları.....	4
Tablo 2. Yaygın şekilde kullanılan diğer kritik hal modelleri.....	33
Tablo 3. Başlıca FEM formülasyonları ve içeriğindeki yönetici denklemler (Brambilla vd., 2007).	37
Tablo 4. İçi boş silindir geometrisi için hesaplanan manyetik akı yoğunluğu ve akım yoğunluğu profilleri hesaplamaları için kullanılan geometri ve numune parametreleri.....	44
Tablo 5. Sıcaklığın perdelemeye etkisi hesaplamaları için geometri ve malzeme parametreleri.....	58
Tablo 6. Bi-2223 içi boş silindirin geometri parametreleri	60
Tablo 7. HTS tüpün geometri ve malzeme parametreleri	75

SEMBOLLER DİZİNİ

B	: Manyetik akı yoğunluğu
B_a	: Uygulanan manyetik akı yoğunluğu
d_a	: Comsol gösterimi sönümlenme sabiti
e_a	: Comsol gösterimi kütle terimi
E_c	: Kritik elektrik alan
f	: Frekans
FEM	: Sonlu elemanlar metodu
F_L	: Lorentz Kuvveti
F_p	: Çivileme kuvveti
$H_c(0)$: 0 K'deki kritik manyetik alan
H_{c1}	: Alt kritik manyetik alan
H_{c2}	: Üst kritik manyetik alan
HTS	: Yüksek sıcaklık süperiletkeni
J_c	: Kritik akım yoğunluğu
k_B	: Boltzman sabiti
M	: Manyetizasyon (Mıknatıslanma)
n	: E – J güç yasası üs parametresi
T_c	: Kritik akım yoğunluğu
U_0	: Çivileme potansiyeli
Φ	: Manyetik akı
λ	: Nüfuz derinliği
κ	: Ginzburgh-Landau parametresi
μ_0	: Boş uzayın manyetik geçirgenliği
μ_r	: Maddesel ortamın bağıl manyetik geçirgenliği
ρ	: Özdirenç
σ	: İletkenlik
ξ	: Eşuyum uzunluğu

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Genel Giriş

Süperiletkenlik bazı maddelerin elektriksel direncinin belirli bir sıcaklık değeri altında sıfır olması ve manyetik akıyı dışarılamaları olgusudur. Süperiletkenliğin tarihi Hollandalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes'in 1911'de cıva (Hg) ile yapmakta olduğu düşük sıcaklık (~ 4.15 K) çalışmaları sırasında süperiletkenliği keşfetmesiyle başlamıştır (Onnes, 1911). O zamandan günümüze diğer birçok süperiletken madde keşfedilerek süperiletkenlik teorisi geliştirilmiştir. Pek çok metal ve alaşım sıcaklık değeri 4.2 K'e düşürüldüğünde süperiletken durumu geçiş yaparlar. Süperiletken faza geçişte en yüksek sıcaklık değerine sahip element $T_c = 9.2$ K ile niyobyumdur (Nb). Süperiletkenliğin düşük sıcaklık değerlerinde ortaya çıkması temel olarak sınırlayıcı bir faktördür. Bu nedenle süperiletkenliğin keşfinden günümüze yüksek geçiş sıcaklığına sahip malzemeler araştırılmaktadır. Günümüzde yüksek basınç (~ 267 GPa) altında 288 K (~ 15 °C) sıcaklığında süperiletken faza geçiş yapan malzeme (karbonlu sülfür hidrit) keşfedilmiştir (Snider vd., 2020). Bu keşif süperiletkenliğin soğutma sistemine ihtiyaç duyulmaksızın gerçekleşmesini mümkün kılmaktadır ve bu sayede ilerleyen dönemlerde süperiletkenlik teknolojide daha yaygın ve pratik uygulama alanı bulacaktır.

Süperiletken malzemeler yaygın olarak geleneksel iletkenlere kıyasla enerji kaybına sebep olmaksızın yüksek akım taşıyabilme kabiliyetleriyle bilinirler. Yüksek sıcaklık süperiletken (HTS) malzemeler, manyetik perdeleme özellikleri sayesinde, son yıllarda pek çok çalışmaya konu olmaktadır. HTS malzemelerin manyetik perdeleme özelliklerinin incelenmesi hem teknolojik cihaz üretimi kapsamında hem de temel bilimler kapsamında çok önemli bir yer tutmaktadır.

İçi boş silindirik geometrisindeki HTS malzemeler biyomedikal mühendisliğinden çok yüksek hassasiyetli cihazların üretimine kadar çeşitli uygulamalarda çok düşük manyetik alan arka planının elde edilmesini sağlar (Arpaia vd., 2014; Bergen vd., 2016; Gu vd., 2017).

Böylelikle, teknoloji açısından değerlendirildiğinde manyetik perdeleme genellikle iki temel amaç için kullanılır. Bunlardan ilki manyetik alana çok yakın olan işletme personeli ve cihazdaki komşu parçaları korumak için, elektriksel bir aygıt tarafından üretilen manyetik alanı azaltmak. (Örneğin günümüzde tıpta kullanılan Manyetik-

Rezonans Görüntüleme (MRI) sistemlerinde) (Johnston vd., 2009; Kok vd., 2009). İkinci amaç ise; manyetik perdeleme, aşırı hassas elektrik ve manyetik ölçüm sistemlerinin düzgün biçimde çalışması ve elde edilen ölçümlerin doğru sonuçlar vermesinde hayati öneme sahiptir (Örneğin Manyeto-ensefalografi (çok hassas manyetometreler kullanarak beyin aktivitesini kaydetmek için bir nörogörüntüleme tekniği) ve manyetokardiyografi (kalbin magnetik alanının incelenmesi) cihazı ekipmanları) (Fagaly, 2006).

Günümüzde manyetik perdeleme üzerine pek çok çalışmalar yapılmaktadır. Bu çalışmalar hem deneysel hem de teorik olarak yürütülmekte ancak süperiletkenlik düşük sıcaklıklarda çalışmayı gerektirdiğinden, deney süreçlerinde oldukça fazla zorluklarla karşılaşmakta ve epeyce maliyetler ortaya çıkmaktadır. Bahsedilen bu sınırlamalar açısından sayısal (numerik) hesaplamalar zaman ve maliyet açısından araştırmacılara oldukça cazip gelmektedir.

Simülasyonlar, pek çok deneysel çalışma ile oldukça uyumlu sonuçlar üretmekte aynı zamanda yeni tasarlanacak olan deneysel çalışmalara da ışık tutmaktadır. Bu kapsamda hem zamandan hem de maliyetten tasarruf sağlamaktadır.

Bu tez çalışmasının amacı, bulk tüp-şeklindeki yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin (HTS) manyetik perdeleme özelliklerini sayısal olarak araştırmak ve perdeleme verimliliklerini artıracak modellemeler geliştirmektir. Bu çerçevede, İçi boş silindir geometrisinin aksenal simetride sonlu elemanlar yöntemi (FEM) ile simülasyonu yapıldı. Bu çalışmada yüksek sıcaklık süperiletkenleri için deneysel çalışmalara uyum yapılmış aynı zamanda deneysel gruplara yön verecek yeni sayısal tasarımlar çalışılmıştır.

Tez çalışması kapsamında yapmış olduğumuz sayısal hesaplama ve araştırmaları sıralayacak olursak:

- 1) Manyetik akı ve akım yoğunluğu profilleri: İçi boş silindirik HTS geometrisi oluşturulup sistemin manyetik akı ve akım yoğunluğu profilleri sabit sıcaklıkta uygulanan alana bağlı olarak modellendi, literatürdeki deneysel ve teorik çalışmaların sonuçları ile kıyaslandı.
- 2) Sıcaklığın ve uygulanan alanın süpürme hızının manyetik perdelemeye etkileri: Daha önce optimizasyonu yapılmış olan içi boş silindir geometrisi için manyetik perdeleme verimliliğinin belirlenmesi üzerine, uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının ve HTS tüpün sıcaklığının perdeleme verimine olan etkileri sayısal olarak araştırıldı. Yine bu bölümde içi boş silindir geometrisi

için perdeleme indüksiyon alanları hesaplandı ve literatürdeki deneysel çalışmalarla karşılaştırıldı.

- 3) Ferromanyetik kaplamaların manyetik perdelemeye etkileri: HTS içi boş silindir geometrisine iç yüzeyden ve dış yüzeyden yapılan ferromanyetik kaplamaların perdeleme verimine olan etkileri incelendi. Aynı zamanda yapılan kaplamaların kalınlıkları ve yükseklikleri değiştirilerek manyetik perdeleme için en uygun değerlerin belirlenmesi için hesaplamalar gerçekleştirildi.

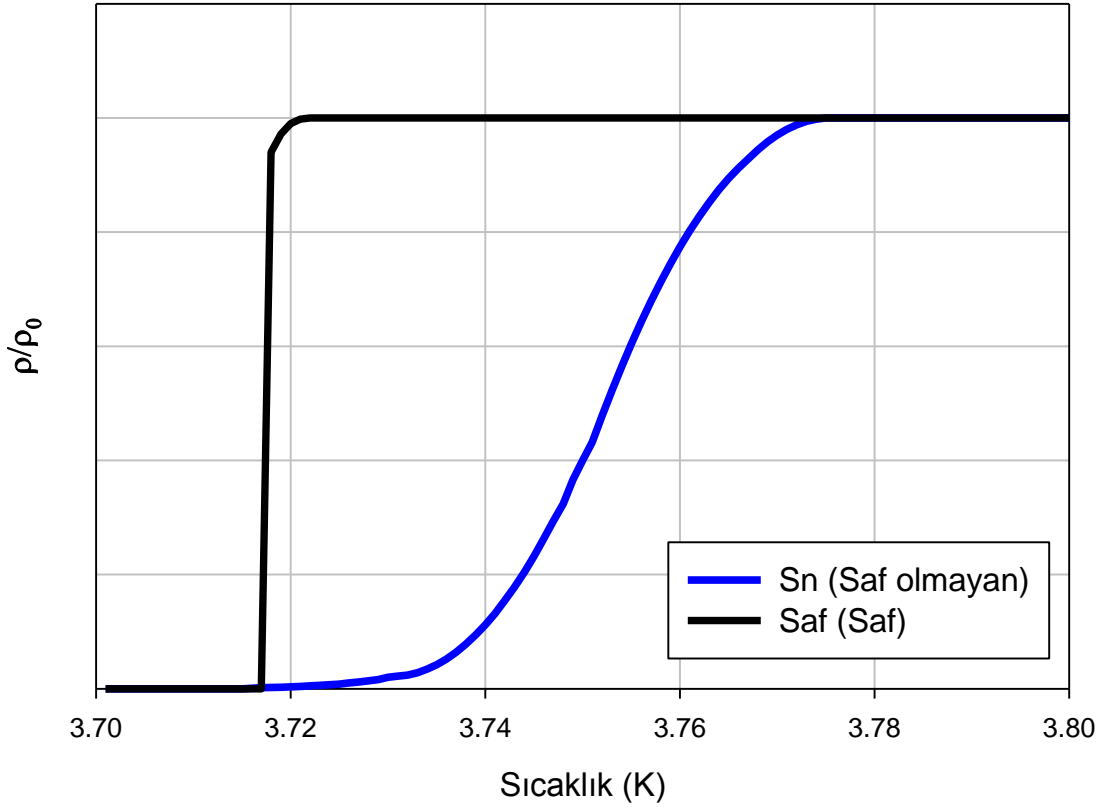
1.2. Süperiletken Geçiş Sıcaklığı (T_c)

Bir malzemenin elektriksel direncini kaybettiği sıcaklık değerine malzemenin süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı diğer bir deyişle kritik sıcaklığı denir. Kritik sıcaklık T_c ifadesi ile gösterilir ve her metal yada alaşım için farklı değerlere sahiptir. Manyetik safsızlıklar süperiletkenliğe geçiş sıcaklığını düşürmesine karşın, genellikle geçiş sıcaklığı safsızlığın küçük miktardaki değişimine duyarlılık göstermemektedir. İridyum ile molibdenyum gibi bazı metallerin saf halinde süperiletkenliği, çok düşük geçiş sıcaklığında ortaya çıkmaktadır ve çok az miktardaki manyetik safsızlığın varlığında normal hale geri dönerler. Bu sebeple böyle elementler yalnızca son derece saf halde olduklarında süperiletken davranış gösterirler. Bu metallerin numuneleri normal ticari saflığa sahip oldukları durumda süperiletken değildirler. Saf metallerin tümü süperiletkenlik göstermemektedir; örneğin bakır, sodyum ve demir ulaşılan en düşük sıcaklığa soğutulmasına rağmen süperiletkenlik göstermemiştir. Mutlak sıfır sıcaklığında bile tüm metallerin süperiletken duruma geçebileceklerine dair bir neden yoktur. Buna rağmen süperiletkenlik nadir gerçekleşen bir durum değildir, metalik elementlerin hemen hemen yarısı süperiletken olarak bilinmektedir. Alaşımların pek çoğu süperiletkenlik göstermektedir. Tablo 1’de bazı metallerin süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları listelenmektedir.

Tablo 1. Bazı metallerin süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları

Element	Sembol	T _c (K)
Kadmiyum	Cd	0.52
Galyum	Ga	1.1
Cıva	Hg	4.2
Alüminyum	Al	1.2
Niyobyum	Nb	9.2
Vanadyum	V	5.4
Cinko	Zn	0.85
Kalay	Sn	3.1
Kurşun	Pb	7.2

Süperiletken malzemeler soğutma esnasında incelendiklerinde saf ve fiziksel olarak mükemmel yapıda ise süperiletken hale geçiş oldukça dik gerçekleşmektedir. Örneğin iyi bir Galyum numunesi için süperiletkenliğe geçiş 10^{-5} K lik bir sıcaklık aralığında gerçekleşmektedir. Ancak, malzeme saf değil ve kusurlu bir kristal yapıya sahip ise süperiletkenliğe geçiş oldukça geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleşebilir. Şekil 1.1 saf ve saf olmayan Kalay (Sn) için süperiletkenliğe geçiş aralıklarını göstermektedir.



Şekil 1.1. Kalay için süperiletkenliğe geçiş sıcaklık aralıkları (Rose-Innes vd., 1970).

1.3. Kritik Alanlar

Süperiletkenlik, kritik sıcaklığın yanında kritik manyetik alan kavramı da kullanılarak karakterize edilir. Bir süperiletken maruz bırakıldığı manyetik alan altındaki davranışıyla ayırt edilebilen iki sınıfa ayrılır. Bunlar I.Tip süperiletkenler ve II.Tip süperiletkenler olarak adlandırılırlar.

Süperiletken durumdan normal duruma geçiş yapana kadar, uygulanan manyetik akıyı tümüyle numuneden dışarılayan süperiletken malzemeler I.Tip süperiletkenler olarak nitelendirilirler. I.Tip süperiletkenler için genellikle “saf” veya “yumuşak” süperiletkenler isimlendirilmesi de kullanılmaktadır. Niyobyum (Nb) Vanadyum (V) haricindeki tüm süperiletken elementler I.Tip süperiletken davranışı göstermektedirler (Cyrot ve Pavuna, 1992). I.Tip süperiletkenler için yalnızca bir kritik alan (H_c) değeri vardır.

Yüksek geçiş sıcaklığına sahip olan süperiletken malzemeler II.Tip süperiletkenlerdir. II.Tip bir süperiletken malzeme için iki farklı kritik alan vardır bunlar; alt kritik alan H_{c1} ve üst kritik alan H_{c2} dir.

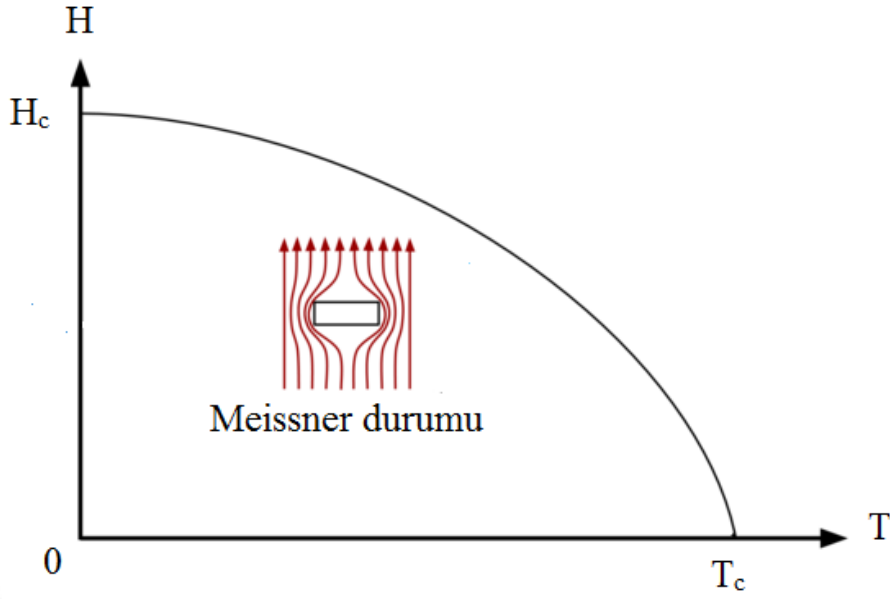
II.Tip süperiletkenlerde manyetik akı, alt kritik alan ile üst kritik alan değerleri arasında uygulanan manyetik alanlar için, süperiletken numuneye kuantize olmuş manyetik akı çizgileri halinde nüfuz ederler (Seeber, 1998).

1.3.1. Termodinamik Kritik Alan (H_c)

Katı bir süperiletken malzemenin önemli bir manyetik karakteristiği termodinamik kritik alandır. Termodinamik kritik alan H_c ile gösterilir. Meissner ve Ochsenfeld, Süperiletken bir malzemenin düşük bir manyetik alan altında ($H_a < H_c$), kritik sıcaklığın (T_c) altına kadar soğutulduğunda, Uygulanan alanın numune tarafından dışarılandığını buldular (Seeber, 1998). Numunenin göstermiş olduğu bu mükemmel diyamanyetizma süperiletken malzemelerin temel özelliklerindedir ve Meissner olayı olarak adlandırılır. Burada gerçekleşen fiziksel süreç, numune yüzeyinde ince bir tabakada meydana gelen perdeleyici akımların oluşması ve uygulanan dış alanı tamamen dışarılamaları durumudur. Böylelikle süperiletken numune içerisinde manyetik alan sıfır olur. Kritik alan H_c ' nin sıcaklığa bağlılığı Denklem (1.1) ifadesiyle verilir.

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$

Burada $H_c(0)$, mutlak sıfır noktasındaki kritik alan değeridir ve T_c süperiletkenlik geçiş sıcaklığıdır. Kritik alan değeri geçiş sıcaklığına yaklaştıkça küçülür. Her süperiletken için kendine özgü $H_c(0)$ ve T_c değerleri vardır. Kritik alanın (H_c) sıcaklık bağlılığı şematik diyagramı Şekil 1.2'de gösterilmektedir. Verilen bu diyagram faz diyagramı olarak adlandırılır (Rose-Innes vd., 1970; Seeber, 1998).



Şekil 1.2. Bir süperiletken numune için kritik manyetik alanın sıcaklığa göre değişimini gösteren faz diyagramı

1.3.2. Alt Kritik Alan (H_{c1})

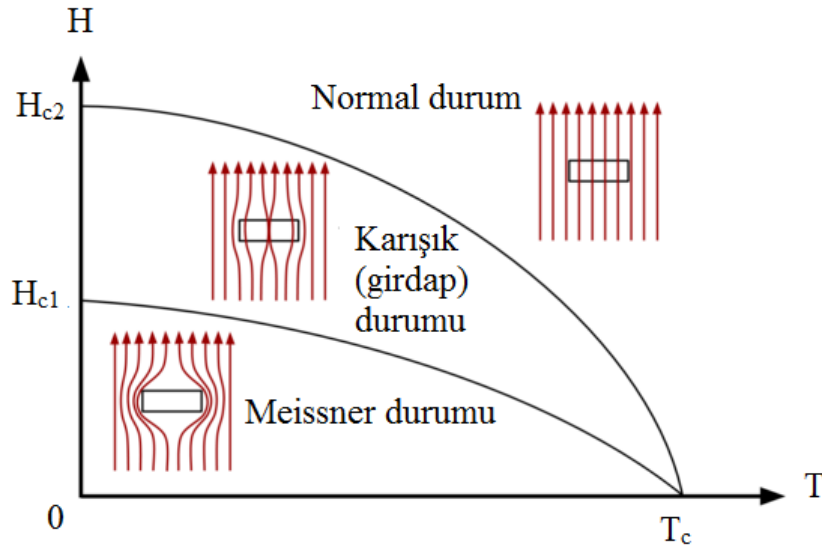
II. Tip süperiletken bir numune uygulanan manyetik alana maruz bırakıldığında, enerji yönünden uygun olan karışık duruma geçebilmesi için, Uygulanan manyetik alanın şiddetinin belirli bir minimum değere sahip olması gerekmektedir. Uygulanan alanın bu minimum değeri alt kritik alan H_{c1} olarak bilinir (Şekil 1.3). Φ_0 , her biri girdabın sahip olduğu manyetik akı kuantumu, ξ eşyuum uzunluğu, λ nüfuz derinliği olmak üzere alt kritik alan ifadesi,

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.2)$$

ile verilir (Cyrot ve Pavuna, 1992). $T = 0$ sıcaklığında alt kritik alan H_{c1} ve kritik alan H_c arasında $H_{c1} = \frac{\ln \lambda/\xi}{\sqrt{2} \lambda/\xi} H_c$ ilişkisi vardır (Seeber, 1998).

1.3.3. Üst Kritik Alan (H_{c2})

I.Tip süperiletkenlerde, H_c alan şiddetinde, süperiletken numunenin manyetik serbest enerjisi öyle bir değere yükselir ki, süperiletken numune için normal duruma geçmek enerji yönünden daha elverişli hale gelir. Fakat uygulanan bir alanda, karışık durumda bulunan II.Tip bir süperiletken numune, I.Tip’de ve mükemmel diyamanyetik olduğu durumda sahip olacağından daha küçük bir serbest enerjiye sahiptir. Bu sebeple, II.Tip bir süperiletken numuneyi normal hale geçirmek için kritik alandan (H_c) daha büyük bir manyetik alan uygulanması gerekmektedir. Karışık durumun söz konusu olduğu ancak belirli bir değerden sonra süper iletken malzemenin normal hale geçtiği manyetik alan değeri üst kritik alan H_{c2} olarak adlandırılır (Şekil 1.3).



Şekil 1.3. II.Tip süperiletken malzemeler için faz diyagramı şematik gösterimi (Seeber, 1998).

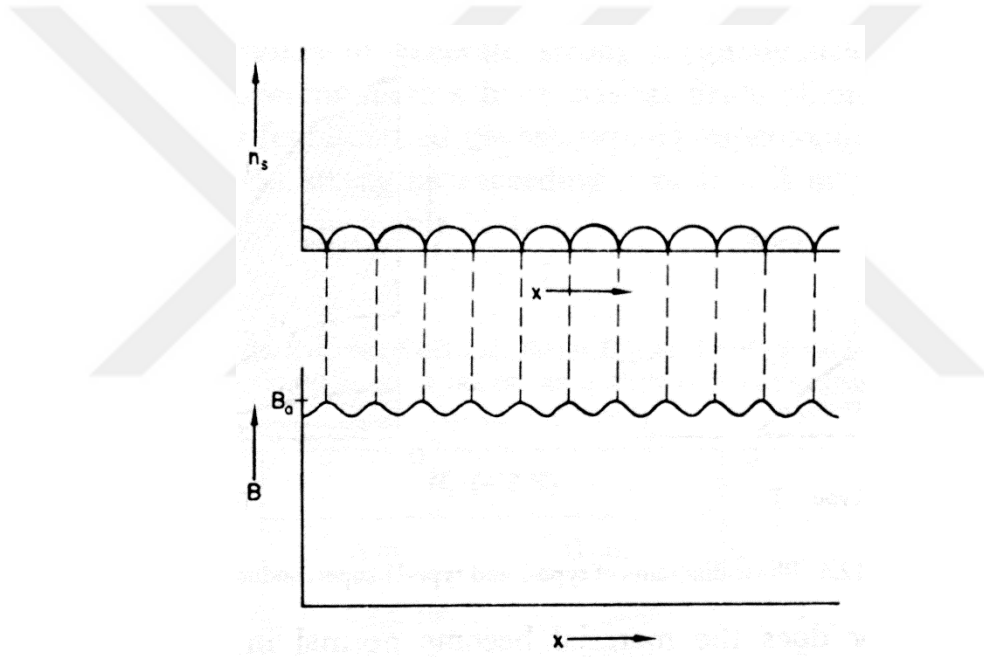
II.Tip bir süperiletken, maruz kaldığı uygulana manyetik alanın şiddeti alt kritik alan H_{c1} değerine ulaştığında bütünüyle karışık duruma geçer ve bir paralel göbekler örüntüsü oluşturur. Uygulanan manyetik alan değeri alt kritik alan (H_{c1}) değerinin üzerine artırılırsa, bahsedilen göbekler birbirine yaklaşır ve her bir göbek belirli bir miktarda manyetik akı taşımakta olduğundan, süperiletken numunedeki ortalama manyetik akı yoğunluğu (B) artar. Uygulanan manyetik alanın değeri yeterince yüksek seviyeye ulaştığında göbekler birleşir ardından, numunede göbeklerden kaynaklanan ortalama akı

yoğunluğu ve diyamanyetik yüzey akımı, uygulanan manyetik alanın akı yoğunluğunun ($\mu_0 H_{app}$) eşit değere ulaşır. Böylelikle numune normal duruma geçer.

II. Tip bir süperiletken numune için üst kritik alan;

$$H_{c2} = (\sqrt{2})(\lambda/\xi) H_c \quad (1.3)$$

eşitliği ile ifade edilir. Burada yüksek bir λ/ξ değerine sahip olan numuneler karışık durumda bulunmakta ısrarcıdırlar ancak uygulanan güçlü manyetik alan değerlerinde normal hale geçerler.



Şekil 1.4. H_{c2} 'nin hemen altındaki bir uygulanan manyetik alan değerinde karışık durum. Burada n_s ifadesi süper elektron yoğunluğunu temsil etmektedir (Rose-Innes vd., 1970).

1.4. Kritik Akım (I_c)

Süperiletkenlerin önemli ayırt edici özelliklerinden biri de, herhangi bir kayıp olmaksızın taşıyabilecekleri maksimum transport akım şiddetidir. Bu akım şiddetine kritik akım (I_c) denir. Kritik akımın değeri süperiletken malzemenin kalitesine ve geometrisine bağlıdır. Eğer süperiletken numunede taşınan akım şiddeti, kritik akım değerini aşarsa süperiletken normal duruma geçiş yapar ve elektriksel direnç ortaya çıkar.

Genellikle, bir süperiletken numunenin yüzeyinde akan akıma iki yerden katkı olabilir. Örneğin batarya yardımıyla içerisinde boyunca bir akım geçirilen süperiletken bir şerit göz önüne alındığında, buradaki akım, yükleri şerit içine ve dışına taşıdığı için “transport (iletim)” akımı olarak adlandırılır. Şerit bir uygulanan manyetik alana maruz bırakılırsa, perdeleyici akımlar şerit içerisindeki akı yoğunluğunu yok edecek şekilde dolanırlar. Bu perdeleyici akımlar transport akımın üzerine eklenirler. Herhangi bir noktadaki akım yoğunluğu J , perdeleyici akımlardan kaynaklanan J_s ile transport akımdan kaynaklanan J_i bileşenlerinin toplamı olarak ifade edilebilir:

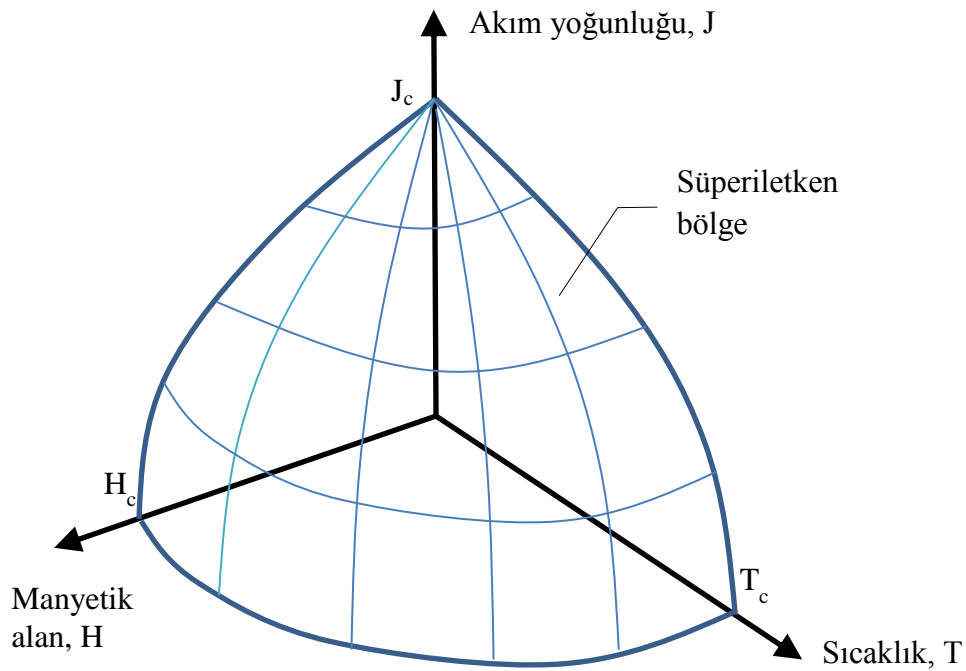
$$\vec{J} = \vec{J}_i + \vec{J}_s \quad (1.4)$$

Burada toplam akım yoğunluğu J ’nin büyüklüğü süperiletkenin kritik akım yoğunluğu J_c değerinden büyük olduğunda süperiletkenliğin bozulması beklenir.

Bir süperiletkende taşınan akım yerince büyük değerde ise, süperiletken yüzeyindeki akım yoğunluğu J_c kritik değerine ulaşacaktır. Böylelikle yüzeyde J_c ile ilişkili manyetik alan şiddeti H_c değerine sahip olacaktır. Bunun tam tersi olarak, süperiletken yüzeyindeki H_c kadar bir manyetik alan şiddeti, yüzey akım yoğunluğu J_c ile ilişkilidir. Bu düşünce ile; herhangi bir manyetik alan ve iletim akımından kaynaklanan toplam manyetik alan şiddeti kritik alan şiddeti H_c ’yi aştığı anda süperiletken normal duruma geçer (sıfır direncini kaybeder) (Silsbee, 1917). Süperiletken numunenin bir parçası boyunca herhangi bir direnç oluşturmaksızın geçilebilen maksimum transport akımı miktarı, bu parçanın kritik akımı değerine bağlıdır. Açıkça, uygulanan manyetik alan ne kadar büyük değerde ise, süperiletkenin kritik akımı da o derece küçük olacaktır.

Eğer süperiletken numune dış alana maruz değilse, yalnızca transport akım tarafından oluşturulan manyetik alan söz konusuysa, bu durumda kritik akım, süperiletkenin yüzeyinde H_c 'yi oluşturan akım olacaktır.

Kritik manyetik alan şiddeti H_c sıcaklığa bağlıdır. Sıcaklık yükseldikçe H_c azalır ve T_c 'de sıfıra düşmektedir. Böylelikle kritik akım yoğunluğu da sıcaklığa bağlıdır ve yüksek sıcaklıklarda azalır. Buna ters şekilde, eğer bir süperiletken numune akım taşıyorsa onun geçiş sıcaklığı daha düşük değerler alacaktır (Rose-Innes vd., 1970).



Şekil 1.5. Üst Kritik alanın ve kritik akım yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi (Foner ve McNiff, 1973).

1.5. Nüfuz Derinliği

Meissner olayı, bir süperiletken numune içerisinde manyetik akı yoğunluğunun sıfır ($B = 0$) olduğunu göstermektedir. Ancak, bu durum süperiletken numunenin yüzeyinde doğru değildir. Yani manyetik akı yoğunluğunu (B) iptal etmek için, numune yüzeyinde manyetizasyona (M) sebep olan ve süperiletken numune içinde $M + H = 0$ eşitliğini sağlayacak akımlar gereklidir. Süperiletkenlerde direnç sıfır olduğu için, bahsedilen yüzey

akımları herhangi bir enerji kaybına neden olmaz. Bu sebeple yüzeyde akan bu akımlar süper akımlar (perdeleyici akımlar) olarak adlandırılırlar (Cyrrot ve Pavuna, 1992).

Bir süperiletken numune uygulanan alana maruz bırakıldığında, içerdeki manyetik akıyı iptal edecek şekilde dolaşan süper akımlar numunenin yüzey tabakasında akımladıklarıdır. Bu nedenle, manyetik akı yoğunluğu numune sınırında aniden sıfıra düşmez bunun yerine, perdeleyici akımların aktığı yüzey bölgesinde yavaşça ortadan kalkar. Bunun için mükemmel diyamanyetik özellik gösteren bir süperiletken malzemenin bahsedilmesine rağmen, aslında manyetik akı oldukça ince bir tabakada da olsa numuneye nüfuz etmektedir. Numune yüzeyinde yavaşça ortadan kalkan manyetik akı yoğunluğu şekil 1.6'da verilmekte olup, numune içerisindeki x mesafesinde manyetik akı yoğunluğu $B(x)$ değerine düşerse, nüfuz derinliği Denklem (1.5) ifadesi ile verilir.

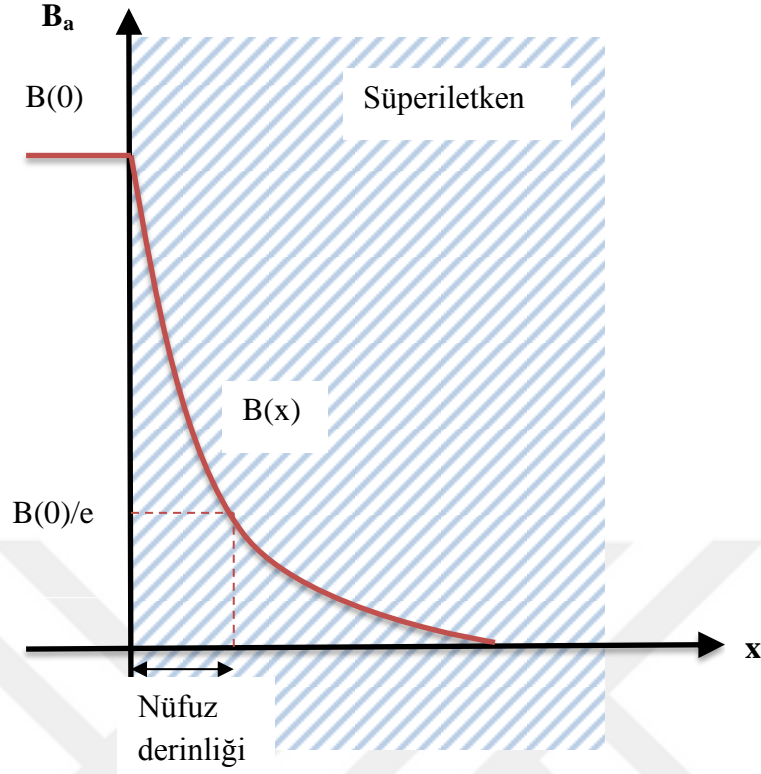
$$\int_0^{\infty} B(x) dx = \lambda B(0) \quad (1.5)$$

burada $B(0)$ numune yüzeyindeki manyetik akı yoğunluğudur. Diğer bir ifade ile uygulanan alanın akı yoğunluğu numune içerisine doğru bir λ mesafesinde sabit kalırsa, numune içerisinde aynı miktarda akı olur.

Süperiletkenliğin London teorisi, numune kalınlığının nüfuz derinliğinden fazla olduğu bir numunedeki manyetik akı yoğunluğunun numuneye nüfuzun üstel (eksponansiyel) olarak değiştiğini ifade eder:

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.6)$$

Fakat, basit hesaplamalarda, uygulanan manyetik alanın $B(0)$ manyetik akı yoğunluğunun numune içine doğru bir λ mesafesinde sabit kalması ve aniden sıfır değerine düşmesi yaklaşıklığının tercih edilmesi yeterli olmaktadır.



Şekil 1.6. Manyetik akının süperiletken numune yüzeyinden nüfuzu

Aynı numune için nüfuz derinliği sabit değere sahip olmaz. Sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Düşük sıcaklıklarda numunenin karakteristik değeri olan $\lambda(0)$ ($T = 0$ K sıcaklığındaki λ değeri) değerine eşittir. Nüfuz derinliği, numunenin sıcaklığı geçiş sıcaklığına yaklaştıkça hızlıca artar ve geçiş sıcaklığına ulaşıldığında manyetik akının tamamen numuneye nüfuzu söz konusu olduğundan sonsuz olur (Rose-Innes vd., 1970).

Nüfuz derinliğinin sıcaklığa bağlı değişimi için iyi sonuçlar veren bir yaklaşım

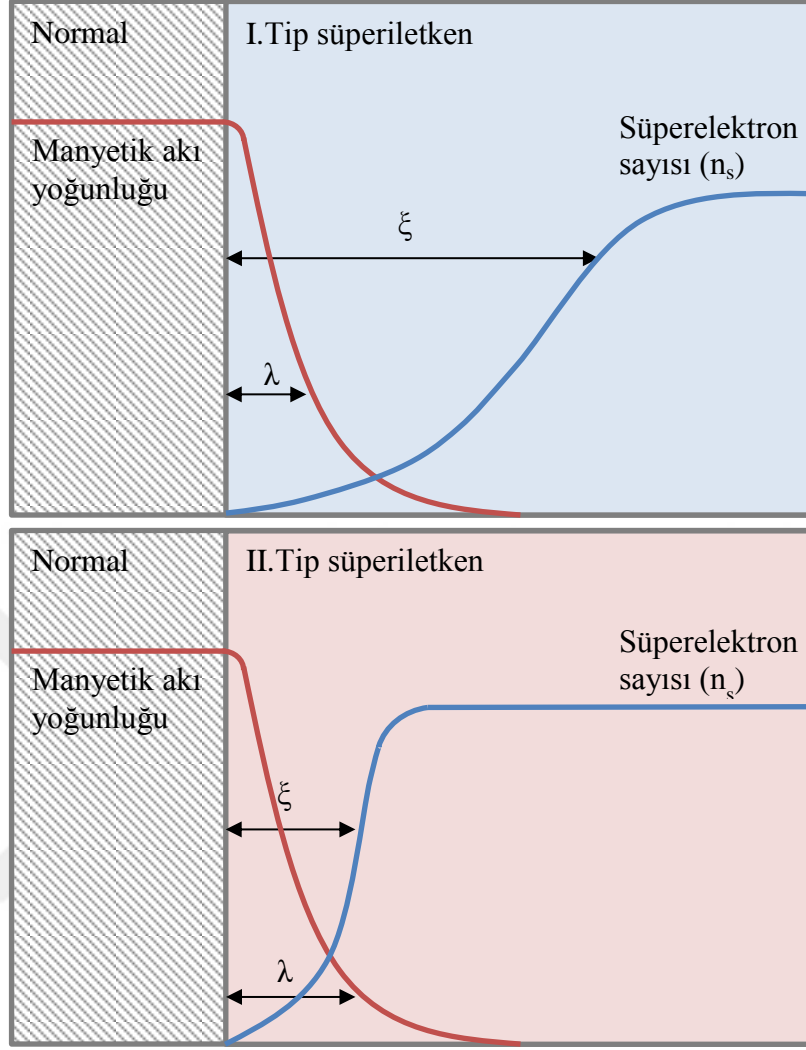
$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{1/2}} \quad (1.7)$$

ifadesi ile verilmektedir (Schmidt, 1997).

1.6. Eşuyum Uzunluğu Kavramı (ξ)

Süperiletken bir malzeme geçiş sıcaklığından düşük seviyelere soğutulduğunda, iletim elektronlarına karşı ekstra bir düzen meydana gelir. Bu sıcaklık değerinde süperiletken malzeme içerisindeki elektronlar normal ve süper elektronlar olmak üzere ikiye ayrılırlar. Normal bölgede elektronların tümü normal elektron şeklinde davranırken, mutlak sıfır sıcaklığında elektronların tümü süperelektron olarak davranırlar. Eşuyum uzunluğu kavramının bir sonucu, normal ve süperiletken bölgeler arasındaki sınırın keskin şekilde olmayacağıdır (Şekil 1.7). Bunun nedeni süperelektronların yoğunluğu normal bölgede sıfırdan itibaren başlayarak süperiletken bölgede n_s değerine kademeli şekilde eşuyum uzunluğu mertebesinde ulaşmasıdır (Rose-Innes vd., 1970).

BCS teorisinde eşuyum uzunluğu (ξ), Cooper çiftini meydana getiren iki elektronun birlikte bulunabildikleri mesafe ile doğrudan ilişkilidir. Ginzburg-Landau'ya göre, süperelektronların normal duruma geçmeden süperlektron davranışlarını sürdürebildikleri mesafe olarak ifade edilir. Pippard'a göre ise, süperiletken elektron yoğunluğunun Fermi enerjisi civarındaki değişebileceği karakteristik uzunluktur.



Şekil 1.7. I.Tip ve II.Tip süperiletkenlerde süperiletken numunenin sınırındaki eşyuum (coherence) uzunluğu ve nüfuz derinliği (Rose-Innes vd., 1970).

1.7. BCS Teorisi

BCS teorisi genel ifade ile süperiletkenliğin kuantum teorisidir. Bu teorinin ana hatları sıralanacak olursa:

1. Elektronlar arasındaki çekici bir etkileşim, uyarılmış ve taban durumlar arasında bir enerji farkının ortaya çıkmasına yol açar. Isısal özellikler, kritik manyetik alan ve elektromanyetik özelliklerin pek çoğu bu enerji farkının bir sonucudur.

2. Elektron – örgü – elektron etkileşimi, gözlenen büyüklükte bir enerji aralığını ortaya koyabilir.
3. Nüfuz derinliği ve eşuyum uzunluğu BCS teorisinin sonuçları olarak ortaya çıkmaktadır. Eşuyum uzunluğu nüfuz derinliği ile birlikte süperiletkenliği karakterize eder ve

$$\xi = \frac{2\hbar v_f}{\pi E_g} \quad (1.8)$$

Şeklinde ifade edilir.

4. Bir metalin yada alaşımın geçiş sıcaklığını veren şart, elektriksel dirençten hesaplanabilen U elektron – örgü titreşimini ve yörüngelerin Fermi seviyesindeki $D(E_F)$ elektron yoğunluğunu içine alır. $U \cdot D(E_F) \ll 1$ için, BCS teorisi

$$k_B T_c = 1.14 \theta e^{-\frac{2}{D(E_F)U}} \quad (1.9)$$

olması gerektiğini kabul etmektedir. Burada V çekici etkileşme, θ Debye sıcaklığıdır.

Bir süperiletken halkadan geçen akı kuantumlanmıştır ve etkin yük birimi e yerine $2e$ 'dir. Teori taban durumu elektron çiftlerini kabul eder, böylelikle çiftlerin $2e$ yükleri cinsinden akı kuantumlanması BCS teorisinin doğal bir neticesidir. Bahsedilen bu elektron çiftlerine Cooper çiftleri denir (Kittel, 2004).

1.8. II.Tip Süperiletkenlerde Karışık Durum

Yüzey enerjisi negatif olan bir numunenin alana maruz bırakıldığını düşünelim. Bir numunenin en düşük toplam serbest enerjili duruma sahip olduğu varsayılır, bu sebeple yeterli seviyede negatif yüzey enerjili bir durumda, süperiletkenin en küçük serbest enerjili durumu meydana getirmek için çok sayıda normal bölgeler oluşturması beklenir. Numune sınırları dış alana paralel olarak uzanan normal ve süperiletken bölgelerin çok küçük ölçekli bir karışımı haline ayrılır. Düzenleme normal numunenin hacmine oranla en yüksek sınır alanını verecek biçimde gerçekleşir. Bu karışık durum olarak adlandırılır. Doğru bir konfigürasyon, uygulanan alana paralel şekilde uzanan ve numune içerisinde geçen normal malzeme silindirleri geometrisindedir. Bu silindirler normal göbekler olarak adlandırılırlar.

Malzeme diyamanyetik olması nedeniyle, dış manyetik alandan kaynaklı akıya, süperiletken numunenin çevresinde dolanan diyamanyetik yüzey akımı tarafından karşı konulur. Bahsedilen diyamanyetik numunenin içinden, dış manyetik alana paralel şekilde uzanan normal göbekler geçer. Her göbek dış alanla aynı yönde yönelmiş olan manyetik akıdır. Bu göbekler içerisindeki manyetik akı, diyamanyetik yüzey akımına zıt olarak ve göbeğin çevresinde dolaşan kalıcı bir akım girdabı (vortex) tarafından oluşturulur. Bahsedilen bu durum Şekil 1.8’de gösterilmektedir.

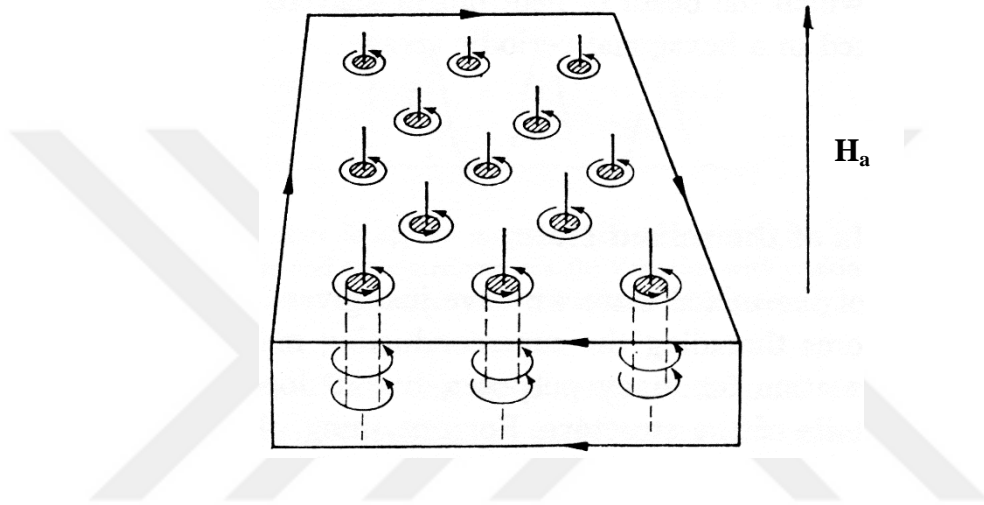
Her bir girdap,

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.067 \times 10^{-15} \text{ Weber} \quad (1.10)$$

kadar manyetik akı taşımaktadır. Burada e elektronun yükü ve h ise Planck sabitidir (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Bir göbeğin çevresinde dolanan girdap akımı, civardaki diğer bir göbek çevresinde dolaşan girdap akımı neticesinde oluşan manyetik alan ile etkileşime girer ve bunun neticesinde iki göbek birbirine itme kuvveti uygular. Bu durumu birbirine paralel olarak yerleştirilmiş selenoid veya çubuk mıknatısın birbirine uyguladıkları itme kuvvetine benzetilebilir. Bu çift taraflı etkileşim nedeniyle karışık halde, bir süperiletken numune içerisinde geçen göbekler rasgele olarak yayılmaz. Şekil 1.8’de verildiği gibi düzenli şekilde periyodik olarak altıgen geometrisinde dizilirler.

Süper elektronların konsantrasyonu n_s her bir girdabın merkezine doğru gidildikçe sıfıra düşer, bu nedenle her girdabın merkezi çizgi şeklinde bir malzeme göbeğidir. Süper elektron konsantrasyonundaki çukurlar 2ξ civarında genişliktedir. Dış manyetik alan kaynaklı akı yoğunluğu normal göbelerde ortadan kaybolmaz ve göbelerden yaklaşık olarak λ uzaklıkta küçük bir değer alır. Bir girdabın etrafında dolanan akımı tarafından her bir göbekte oluşturulan akı Φ_0 kadardır (Şekil 1.8).



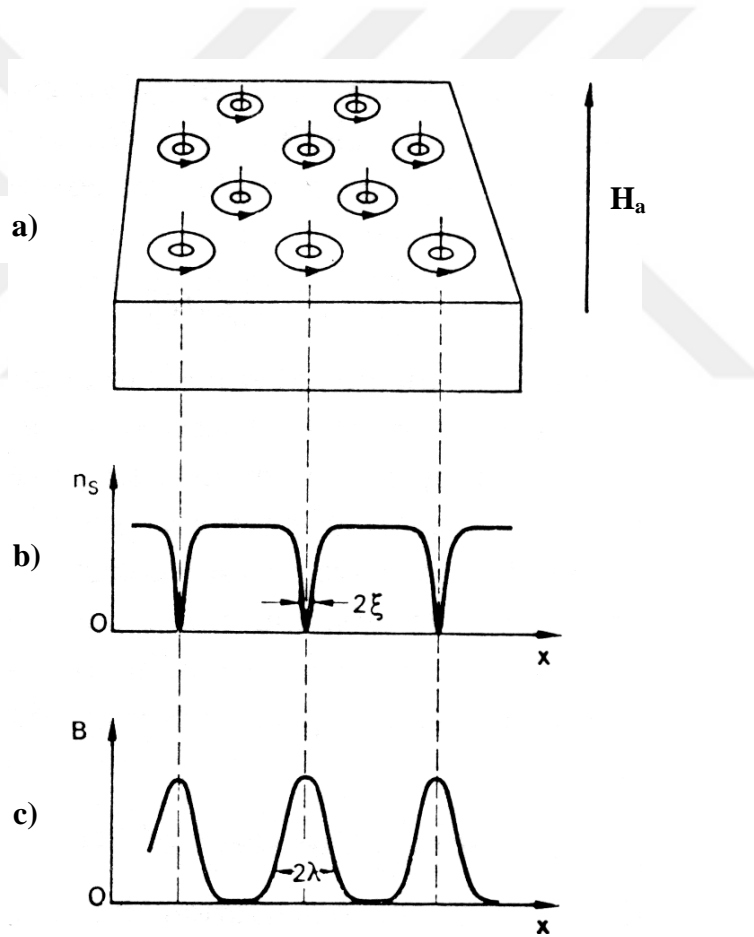
Şekil 1.8. Normal göbeleri ve onların çevresinde dolaşan süperakım girdaplarını gösteren karışık hal. Düşey çizgiler göbelerden geçen manyetik akıyı temsil etmektedir. Yüzey akımları diyamanyetizmayı muhafaza eder

II.Tip süperiletken numuneye dış manyetik alan uygulandığında, göbelerin ortaya çıkışı serbest enerjide bir düşüşle sonuçlanmaktadır. Her bir göbekte elektron sayısı azalır ve çitleri ayırmak için enerji verilmelidir. Her göbeğin λ yarıçaplı normal bir malzeme silindiri gibi düşünüldüğü bir yaklaşım olarak, normal göbeğin meydana gelişi, elektron düzenindeki azalma nedeniyle göbeğin birim uzunluğu başına düşen enerjide $\pi\xi^2 \cdot (1/2)\mu_0 H_c^2$ kadar yerel artışı ile neticelenir. Fakat, yaklaşık olarak λ yarıçapı üzerinde numune diyamanyetik değildir. Bu sebeple, H_a dış alanın şiddeti olmak üzere, manyetik enerjide birim uzunluk başına yaklaşık $\pi\lambda^2 \cdot (1/2)\mu_0 H_a^2$ kadar yerel bir düşüş meydana gelir.

Şekil 1.9'deki gibi göbeklerin oluşumu sonucunda serbest enerjide net olarak azalma söz konusu ise,

$$\pi\xi^2 \cdot \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 < \pi\lambda^2 \cdot \frac{1}{2} \mu_0 H_a^2 \quad (1.11)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitsizliğe göre, H_c 'den düşük olarak uygulanan manyetik alanlarda karışık durum meydana geliyorsa (gerekli bir şarttır, aksi takdirde tüm süperiletken numune karışık hal oluşmadan normal hale geçiş yapar), $\xi < \lambda$ olur. Bu negatif yüzey enerjisi için belirlenen aynı koşuldur (Rose-Innes vd., 1970).



Şekil 1.9. Uygulanan manyetik alan şiddeti H_{c1} 'den büyük olduğunda karışık durum. a) Göbek örgüsü ve göbek örgüsü ile ilgili girdaplar. b) Süper elektron konsantrasyonunun konuma göre değişimi. c) Akı yoğunluğunun konuma değişimi

1.9. Metallerde ve Alaşımlarda Ginzburg-Landau Sabiti

Bir malzeme için $\kappa = \lambda/\xi$ nüfuz derinliğinin eşuyum uzunluğuna oranı Ginzburg-Landau sabiti olarak bilinir. Bu ifade süperiletken malzemelerin birkaç özelliğini tespit edebilen (örneğin süperiletkenin I.Tip veya II.Tip oluşu) önemli bir parametredir. Karışık durumun oluşma ihtimali ve yüzey enerjisinin işareti, κ 'nın $1/\sqrt{2}$ 'den küçük yada büyük oluşuna bağlıdır:

$\kappa < 0.71$ I.Tip (yüzey enerjisi pozitif)

$\kappa > 0.71$ II.Tip (yüzey enerjisi negatif)

Daha önce bahsettiğimiz üzere, saf olmayan metallerde ve alaşımlarda eşuyum uzunluğu saf metallere göre daha kısadır. Bu sebeple κ büyük değere sahiptir ve bu süperiletkenler çoğunlukla II.Tip'tir. Ancak, II.Tip olan saf metallerde mevcuttur. Vanadyum, Niyobyum ve Teknetyum safsızlıkların yokluğunda bile 0.71'den büyük κ değerine sahiptir. Bunlar özden II.Tip süperiletkenler olarak isimlendirilirler. Saf Teknetyum, Vanadyum ve Niyobyum κ için sırasıyla 0.92, 0.82 ve 0.78 değerlerine sahiptirler. Fakat, saf metaller çoğunlukla I.Tip, alaşımlar ise çoğunlukla II.Tip'tirler.

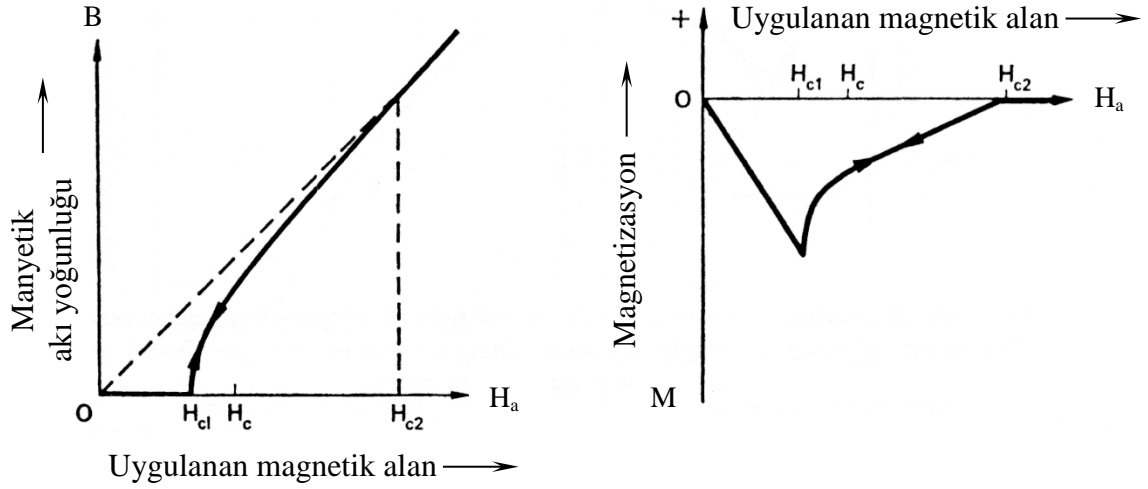
Safsızlıklar içeren bir süperiletken numunenin κ parametresi o numunenin normal haldeki direnci ile alakalıdır çünkü, safsızlıklar tarafından elektron saçılması ξ eşuyum uzunluğunu azaltır ve aynı zamanda ρ normal direnci artırır. Dolayısıyla κ bir metal için normal durum direnci ile artar (Rose-Innes vd., 1970).

1.10. II.Tip Süperiletkenlerde Manyetizasyon

Alt kritik alan değeri H_{c1} 'den düşük değerlerde uygulanan dış manyetik alan H_a değerlerinde, II.Tip süperiletken tıpkı bir I.Tip süperiletken gibi davranır, mükemmel diyamanyetizma özelliği gösterir ve manyetizasyon (mıknatıslanma) $-H_a$ değerine eşit olur (Şekil 1.10). Dış alanın şiddeti H_{c1} seviyesine ulaştığında, yüzeyde girdapla alakalı normal göbekler meydana gelir ve numunenin içine girerler.

Girdapların içerisinden geçen manyetik akı dış alan kaynaklı olduğundan onunla aynı yöndedir. Bu sebeple, numunenin içindeki manyetik akı artık sıfır olmaz ve manyetizasyon

ani şekilde azalır. H_{c1} ve H_{c2} kritik alanları arasındaki bölgede malzemeyi işgal eden girdapların miktarı, girdapların birbirlerini itmesi neticesinde yönetilir. Dış alanın belirli bir şiddetinde birim alandaki normal göbeklerin miktarı, girdapların birbirini itmesi ile malzemenin serbest enerjisi arasında denge ile belirlenir. Burada serbest enerji diyamanyetik olmayan her bir göbeğin varlığından kaynaklanmaktadır. Dış alan şiddeti artırıldığında, normal göbekler daha çok birbirlerine yaklaşır, böylelikle malzemede ortalama manyetik akı yoğunluğu artış gösterir ve manyetizasyon büyüklüğü dış alanın artışıyla yavaş biçimde azalır. H_{c2} civarında, manyetik akı yoğunluğu ve manyetizasyon dış alanla doğrusal şekilde değişim gösterir. Üst kritik alan H_{c2} değerinde manyetik akı yoğunluğu ve manyetizasyon eğrilerinin eğiminde farklı bir değişim olur. Üst kritik alan değeri üzerinde ise malzemenin, manyetik akı yoğunluğu $\mu_0 H_a$ yani dış alan tümüyle malzemeye nüfuz etmiştir ve manyetizasyon sıfıra eşit olur yani numune artık normal durumdadır.

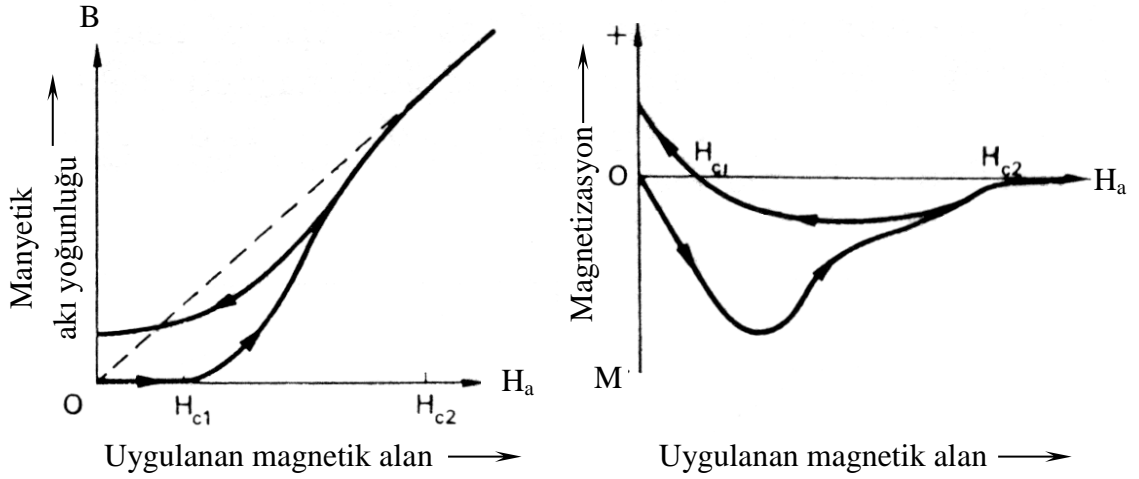


Şekil 1.10. II.Tip süperiletkenler malzemeler için, a) akı yoğunluğunun, b) manyetizasyonun dış alana göre değişimi (Rose-Innes vd., 1970).

1.11. Tersinmez Manyetizasyon

Mükemmel derecede homojen olan II.Tip bir süperiletken malzemenin manyetizasyonu tersinir şekilde olur, yani Şekil 1.10'da verilen manyetizasyon eğrisi incelendiğinde dış alan artışı sırasında veya üst kritik alan değerinden büyük bir şiddetten itibaren azaltılırken aynı olur (yani eğri artış ve azalış sırasında aynı yolu izler). Ancak,

gerçekte süperiletken numuneler manyetik davranışlarında genelde bir miktar tersinmezlik sergilerler (Şekil 1.11). Tersinmezlik, karışık durumda olan bir numuneden geçen normal göbüklerin numunedeki kusurlu bölgelere “çivilenmesi” ve böylelikle serbest şekilde hareket edebilmelerinin engellenmesine dayandırılır. Bu yüzden, dış alan şiddetini sıfırdan itibaren artırmada, numune yüzeyinde meydana gelen göbüklerin içeriye girmesi engellendiğinden alt kritik alan H_{c1} 'de ani bir akı nüfuzu olmaz. Benzer biçimde, dış manyetik alan şiddetini üst kritik alan H_{c2} 'den büyük bir değerden azaltırken bir histeresiz oluşur ve kimi normal göbük çivilenme neticesinde kaçamayacağı için, manyetik akı numunede kalıcı bir şekilde tuzaklanabilir. Eşuyum uzunluğuna yakın yada daha büyük olan boyutlardaki bir kusur, normal göbükleri çivileyebilir. Örneğin oksitler gibi safsızlık parçacıkları veya örgü kusurları tersinmezliğe neden olabilir.



Şekil 1.11. Tersinmez II.Tip süperiletkenler malzemeler için, a) akı yoğunluğunun, b) magnetizasyonun uygulanan alana göre değişimi (Rose-Innes vd., 1970).

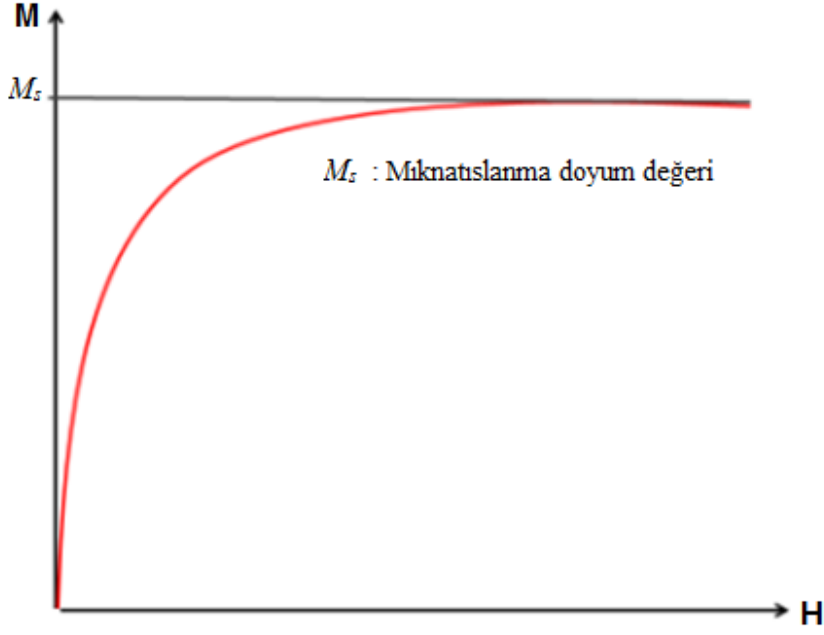
Süperiletken malzemenin tersinirliği kritik akım yoğunluğu ve çivileme etkisine nasıl bağlı olduğu birkaç başlıkta sıralanabilir.

- 1) Malzemede çivileme söz konusu değilse (pinning free), yani $J_c = 0$ ise süperiletken tersinirdir.
- 2) Malzemede çivileme normal seviyede, $J_{c1} > 0$ ve yüzeyde dolaşan kayda değer bir Meissner akımı varsa, süperiletken yarı tersinirdir.
- 3) Malzemede çivileme kuvvetli yani $J_{c2} > J_{c1}$ ise süperiletken tersinmezdir.

Süperiletken malzemede akı çivilemesi arttıkça malzemede taşınabilecek akım yoğunluğu J_c artar, girdap hareketi sebepli kayıplar azalır ve tuzaklanan manyetizasyon artar (Öztürk, 2005).

1.12. Ferromanyetizma

Ferromanyetizma, uygulanan dış alan yokluğunda dahi kendiliğinden mıknatıslanma davranışı gösteren, sürekli manyetik momentlere sahip malzemelerde ortaya çıkan bir fiziksel durumdur. Genel olarak bir numuneye manyetik alan uygulandığında numunede meydana gelen manyetik akı ifadesi ile verilir. Ferromanyetizma olayı birbirini yok etmeyen elektron çiftleri nedeniyle atomik manyetik momentleri neticesinde meydana gelir. Elektron eşleşmesi komşu atomlar arasında ortaya çıkmasından dolayı uygulanan alan ortadan kaldırıldığında dahi mıknatıslanma belli bir seviyede kalmaya devam eder. Böylelikle mıknatıslanma, dış alanın geçmişine bağlıdır ve ferromanyetik malzemeler histeresiz davranışı gösterirler. Eşleşme, göreceli olarak büyük hacimlerde meydana gelir ve homojen olarak mıknatıslanmış bir bölgeye manyetik domain adı verilir. Weiss tarafından açıklanan moleküler alan kavramı domainlerin kavramının anlaşılmasına imkan sunmaktadır (Weiss, 1907). Komşu manyetik momentlerin, en düşük enerji durumuna ulaşmak için, birbirine paralel şekilde hizaya gelmesine sebep olan atomlar arası etkileşim Weiss moleküler alanı olarak ifade edilir. Malzemeyi termal dalgalanmalara karşı hizalayan ve yönlerini koruyan moleküler alan sayesinde kalıcı mıknatıslanma söz konusu olur. Dış manyetik alan olmaksızın ferromanyetik bir malzeme, manyetik domainlerden meydana gelir. Her domain içerisindeki manyetik momentler birbirlerine paralel olarak hizalanmıştır, böylelikle etki alanı düşük olan bir mıknatıs gibi davranır. Dış manyetik alan uygulandığında bu manyetik domainler dış alana paralel şekilde yönelim gösterirler. Bununla beraber manyetik momentler arasındaki etkileşim sıcaklığa bağlıdır. Bir ferromanyetik malzeme mıknatıslanmasını belirli bir sıcaklık değeri üzerinde kaybeder ve paramanyetik davranış sergiler. Bu sıcaklık değeri Curie sıcaklığı (T_c) olarak adlandırılır. Ferromanyetik malzemelerde mıknatıslanma Curie-Weiss yasası $M = C/(T - T_c) \cdot H$ ile ifade edilmektedir (Kittel, 2004). Burada, $C = g \cdot \mu_B \cdot M_s \cdot (J + 1) / 3k_B$ ve $T_c = \mu_B / k_B \cdot M_s$ ile verilir. Burada T_c Curie sıcaklığı, M_s mıknatıslanma doyumudur.



Şekil 1.12. Ferromanyetik malzeme için miknatislanmanın uygulanan manyetik alana göre değişimi ve doyum miknatislanması (Spaldin, 2010).

1.13. Akı Sürüklenmesi (Flux Creep)

Numune içerisinde manyetik akı çizgilerinin hareketi bunlara dik şekilde etkiyen Lorentz kuvvetinden kaynaklanmaktadır. Manyetik akı çizgileri herhangi bir transport akım yokken dahi, akı çizgileri örgüsünün bozulmasına sebep olan kusurlar tarafından sabitlenir. Akı çizgilerinin mutlak sıfır sıcaklığındaki hareketi, çivileme kuvvet yoğunluğu Lorentz kuvvet yoğunluğu tarafından aşıldığında mümkün olur. Eğer $J_{dış} < J_c(0,B)$ ise $J_{dış}$ akım yoğunluğu, güç kaybına sebep olmaz. $J_{dış} > J_c$ için manyetik akı çizgilerinin hareketi, bir elektrik alan oluşmasına ve bunun sonucu olarak da sonlu bir V voltajına sebep olur. Çivileme enerji engelini aşılma olasılığı sonlu bir sıcaklık değeri için mümkündür. Bu nedenle $J_{dış} < J_c(T,B)$ için dahi bir miktar özdirenç ve hareket olacaktır. Bu durum ısıl olarak uyarılmış akı sürüklenmesi olarak ifade edilir. $J_{dış} \gg J_c(T,B)$ olduğu durumda yukarıda ifade edilen akı akışı gerçekleşir.

Pek çok durumda akı çizgilerinin hareketi söz konusu olur. Bu bir yerden başka komşu yere ısıl olarak gerçekleşen uyarılmış bir atlamadır. $U_0(T,B)$ aktivasyon serbest enerjisi en basit durumda bir manyetik akı çizgisi demetinin atlaması ile aşılabılır. $U_0(T,B)$

uygun bir hacimle çarpılan bir bölgedeki manyetik akı çizgileri tarafından kazanılan yoğunlaşma enerji yoğunluğu ile tespit edilir.

$U_0(T,B)$ engeli mutlak sıfır sıcaklığında, $J_c(0,B)$ kritik akım yoğunluğu ile alakalıdır. $J_{dış} = J_c$ durumu için Lorentz kuvvet yoğunluğunun çivileme kuvvet yoğunluğuna eşit değerde olması gerektiğinden,

$$U_0(0,B) = J_c(0,B)BV_c d \quad (1.12)$$

ifadesi elde edilir. Burada d manyetik akı demetinin hareket ettiği uzunluk değeridir.

$T < T_c$ sıcaklık değerleri için geleneksel süperiletkenlerde daima $U_0(T,B) \gg kT$ 'dir. U_0/k yaklaşık olarak 100 – 1000 K arasında değerlere sahiptir. Bu aralıkta akı sürüklenmesi çok küçük bir olaydır (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Termal destek olmadan taşınan sıfır direnç kritik akım yoğunluğu $J_c(0)$ ve gözlenen kritik akım yoğunluğu $J_c(T)$ parametreleri akı sürüklenmesi teorisi tarafından tanımlanır. Bu iki parametre arasındaki ilişki, çivileme özelliğinden kaynaklanan U_0 yüksekliğinde potansiyel kuyusundaki girdabın salınım frekansı ν ile tanımlanarak ve etkin kuyu derinliğini uygulanan akım altında modelleyerek $U_0(1 - J/J_c(0))$ olarak elde edilir. Girdapların difüzyonu, çivileme engeli $U(J)$ üzerinden termal destek ile kaynaklandığı bulunur. Akım-Voltaj (I - V) karakteristiği üsteldir:

$$E = Bvd \exp \left[-\frac{U_0}{kT} \left(1 - \frac{J}{J_c(0)} \right) \right] \quad (1.13)$$

burada B numunedeki manyetik indüksiyon, E oluşan elektrik alan ve d çivileme merkezleri arası uzunluktur.

Bir deneyde belirlenen J_c kritik akım yoğunluğu, E_c kritik elektrik alan değeri olacaktır:

$$J_c(T) = J_c(0) \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln \left(\frac{Bdv}{E_c} \right) \right] \quad (1.14)$$

bu denklemde $J_c(T)$ 'nin sıcaklıkla doğrusal şekilde azalma sergilemektedir. Üstel akım-voltaj ilişkisinin diğer sonucu, dış alanın sabit olduğu durumda numunede tuzaklanan manyetik akı, zamanla logaritmik şekilde azalacaktır. Zamana bağlı kritik akım yoğunluğu, uzun periyotlar için,

$$J_c(t) = J_c(0) \left[1 - \frac{kT}{U_0} \ln t \right] \quad (1.15)$$

ifadesi ile verilir (Seeber, 1998).

1.14. Standart Kritik Hal Çerçevesi

HTS'lerde ilgilenecek özellikler kabaca sıralanacak olursa: 1) Bu malzemeler uygun geometrik şartlarda oldukça büyük miktardaki dış alanı perdeleyebilirler ve yüksek miktarda akım taşıyabilirler, 2) manyetik histeresiz gösterirler, 3) Sabit bir manyetik alan altında T_c 'den büyük bir soğutulduklarında başlangıçta numuneye nüfuz eden akımın bir miktarını dışarılarlar (küçük bir Meissner davranışı sergilerler). İdeal olmayan HTS'lerin bu özellikleri birbiri ile alakalıdır. Bu kısımda, bahsedilen özelliklerin temel çerçevesi belirlenecek ve aralarındaki bağlantılar ifade edilecektir.

1.14.1. İdeal (Tersinir) II.Tip Süperiletkenlerde Meissner Olayı

Meissner olayı II.Tip süperiletkenlerde, akı çizgilerinin birbirleriyle ve dış alanla etkileşmelerinin bir sonucudur. Bu etkileşimler basit olarak ele alınacaktır.

Birbirine paralel iki komşu akı çizgisine ait $\vec{B}_1(r)$ ve $\vec{B}_2(r)$ akı yoğunluklarının ve $\vec{J}_1(r)$ ve $\vec{J}_2(r)$ girdap akım yoğunluklarının süperpozisyonları, iki yalıtılmış girdabın kinetik ve manyetik enerjilerini artırır, bunlar;

$$\int \vec{B}_1(r) \cdot \vec{B}_2(r) dv \text{ ve } \int \vec{J}_1(r) \cdot \vec{J}_2(r) dv \quad (1.16)$$

Denklem (1.16) ifadesi ile orantılıdır. Burada integraller süperiletken numunenin hacmi üzerinden hesaplanır. Manyetik akı çizgilerinin ayrılması artış gösterdiğinde bu enerjiler azaldığından, akı çizgileri birbirlerini iterler. Dolayısıyla, çivilemenin ve uygulanan alanın olmadığı durumda, manyetik akı çizgileri birbirlerini numune dışarısına iterler. Bu sebeple, ideal II.Tip süperiletkenlerde akı tuzaklama olayı gözlenmez. Numune H_{c1} 'den daha büyük dış manyetik alana maruz bırakılıp ardından alan ortadan kaldırılmasından sonra, kalıntı manyetik moment sıfır olur.

Bir H_a uygulanan alanı, manyetik akı çizgilerinin II.Tip süperiletken numune içerisine hapsedmeye meyillidir. Bunun sebebi, uygulanan alanla manyetik akı çizgilerinin etkileşmesinin karşılıklı itme şeklinde olmasıdır. Bu etkileşim nitel şekilde de kolaylıkla anlaşılabilir. Süperiletken malzemenin yüzeyinde nüfuz bölgesindeki akı yoğunluğu $B_M(r)$ ve bu akı nüfuzu ile alakalı Meissner akım yoğunluğu $J_M(r)$ olsun. Dolanan girdap akım yoğunluklarının ve manyetik akı yoğunluklarının $B_M(r)$ ve $J_M(r)$ ile süperpozisyonları, sistemin kinetik ve manyetik enerjilerini

$$\int \vec{B}_M(r) \cdot \vec{B}_1(r) dv \text{ ve } \int \vec{J}_M(r) \cdot \vec{J}_1(r) dv \quad (1.17)$$

ifadesi ile orantılı biçimde artırır. Bu enerji terimlerinin sonucunda dış alan H_a ' ın manyetik akı çizgileri örgüsüne bir basınç uygulandığı ve manyetik akı çizgilerini süperiletken içerisinde tutmaya yatkın olduğu söylenir. $H_a < H_{c1}$ olduğu durumda, manyetik akı çizgilerinin birbirlerinin itmesi baskın olarak ortaya çıkar ve dış alan tarafından uygulanan bu içeride tutma (hapsedilme) çabasına baskın gelir. Manyetik akı çizgilerinin tümü birbirini çivileme merkezlerini içermeyen numuneden dışarıladığında, yani $\langle B \rangle = 0$ olarak ifade edilen mükemmel Meissner olayı meydana geldiğinde dengeye ulaşır.

$H_{c1} < H_a < H_{c2}$ aralığında uygulanan bir manyetik alana maruz bırakılan bir numune için, numune içerisindeki denge manyetik akı yoğunluğu, akı çizgilerinin karşılıklı olarak birbirlerinin itmeleri ve H_a tarafından maruz kaldıkları hapsedilme çabası arasındaki denge ile belirlenir. Numuneye normal durumda nüfuz eden manyetik akı çizgilerinin bir kesri dışarılandıktan sonra denge durumuna ulaşılır. Dengeye ulaşılmadan önce dışarılanması gereken manyetik akı çizgilerinin kesri, H_a dış alanı üst kritik manyetik alan değeri H_{c2} 'ye yaklaştıkça azalmaktadır. Bu nedenle Meissner olayı ideal tersinir malzemede, $H_a > H_{c1}$ olduğunda daima %100'den daha düşük seviyededir ve H_a , H_{c1} 'den H_{c2} 'ye yükseldikçe

monoton şekilde azalır. Akı çivilemesi mevcut olduğunda, Meissner olayı ideal kesrinden azalır ve çivileme özelliği güçlü olan malzemelerde sıfır olur.

Tersinmezlik II.Tip süperiletkenlerde, manyetik akı çizgilerinin çivilemesinin bir belirtisi olduğundan, bu çivileme yoğunluğunun dolayısıyla kusurların veya çivileme merkezlerinin yoğunluğunun ölçümüne hizmet edebilir. Buna ek olarak çivileme malzemenin kayışız akım taşıma kapasitesi dolayısı ile kritik transport akımı I_c ile doğrudan alakalıdır (LeBlanc ve Elebi, 2003).

1.14.2. Kritik Hal Modeli

Süperiletkenin dengede olduğu durumda, yapı içerisinde pinning davranışının gözlenmediği bir kısımda konumlanmış bir akı çizgisi diğer akı çizgilerince sahip olduğu tüm serbestlik derecelerinde aynı oranda etkileşime maruz kaldığı için akın çizgilerine etkiyen net bir kuvvetten bahsedilemez. Yapı içerisinde pinning davranışının gözlenmediği kısım dış manyetik alanın nüfuz edemediği kısımdır. Süperiletkene uygulanan manyetik alan arttırıldığında akı çizgileri bir dengeye ulaşıncaya değin oluşmaya ve yapıya nüfuz etmeye devam eder. Aksi durumda, uygulanan dış manyetik alan azaltıldığında, yine bir denge noktasına ulaşıncaya dek akı çizgilerini nüfuza zorlayan etki azaldığından akı çizgileri dışarı doğru itilirler.

Süperiletkenlerde çivileme (pinning) davranışını izah edebilmek için bazı halleri ele almak doğru bir davranış olur. İlk önce, alan olmaksızın kritik sıcaklık altına soğutulmuş süperiletkene bir manyetik alanın sıfırdan arttırılarak uygulandığı durum ele alınsın. Uygulanan manyetik alan H_{c1} kritik manyetik alanını aştığında, manyetik alan yapıya nüfuz etmeye başlar ve yapıda pinning merkezi olarak işlev görecektir herhangi bir kusur yoksa bu akı çizgileri süperiletkende nüfuz ettikleri bölgeye homojen dağılırlar. Şayet yapıda pinning merkezleri varsa süperiletken içerisine nüfuz eden akı çizgilerine çivileme kuvveti etki edecek ve bu durum akı çizgilerinin hareketine ve daha fazla akı çizgisinin yapıya nüfuzuna engel olacaktır. Bundan dolayı manyetik akı çizgilerinin dağılımı homojen olmaz ve akı yoğunluğu profilinde bir gradyent oluşur.

Akı çizgilerinin birbiriyle etkileşimleri esnasında, her bir akı çizgisi yakın komşularınca itilirler. Fakat, akı çizgilerinin yoğunluğunda bir gradyent söz konusu olursa, düzgün olmayan bir dağılımda, ortaya net bir kuvvet çıkar. Hareket etmek üzere olan bir akı çizgisine etkiyen net kuvvet pinning merkezlerince üretilen pinning kuvvet yoğunluğu

ile dengelenir. Akı yoğunluğundaki pozitif değişimin olması için çivileme kuvvetinin üstesinden gelinmelidir. Bu yüzden manyetik akı yoğunluğu için bir kritik durum söz konusudur.

Manyetik akı yoğunluğunun kritik olduğu durumda, akı yoğunluğu profilleri ve onlara karşılık gelen indüklenmiş kalıcı akım desenlerinin de kritik halde olduğu bir konfigürasyon söz konusu olur. Böylece Maxwell-Amperé denklemi ifadesi şu hale gelir;

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \vec{J}_c \quad (1.18)$$

Kartezyen koordinatlarda yz-düzlemi doğrultusunda uygulanan manyetik alan söz konusu olduğunda yukarıdaki ifade,

$$\frac{dB}{dx} = \pm \mu_0 J_c \quad (1.19)$$

Haline gelir. Her yönde aynı özelliği gösteren (izotropik) süperiletkenlerde indüklenen E elektrik alanı ile J_c kritik akım yoğunluğu B manyetik akı yoğunluğuna diktir.

Akı çizgilerinin hareketi için gerekli olan kuvvet, Lorentz kuvveti olup, J_c kritik akım yoğunluğu ile bağlantılıdır. Lorentz Kuvveti ifadesi şu şekildedir:

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (1.20)$$

Süperiletkene uygulanan manyetik alan değeri, akı çizgilerinin F_p çivileme kuvvetini yenmesini sağlayacak seviyeye geldiğinde F_L Lorentz Kuvveti değerine erişilir. Böylece süperiletkenler için kritik hal tanımı aşağıdaki gibi gerçekleştirilebilir:

$$\vec{J}_c \times \vec{B} + \vec{F}_p = 0 \quad (1.21)$$

Uygulanan alan H_{c1} kritik manyetik alanının üzerinde arttırıldıkça manyetik akı çizgileri en nihayetinde süperiletkenin merkezine ulaşırlar. Manyetik alanın süperiletkenin merkezine

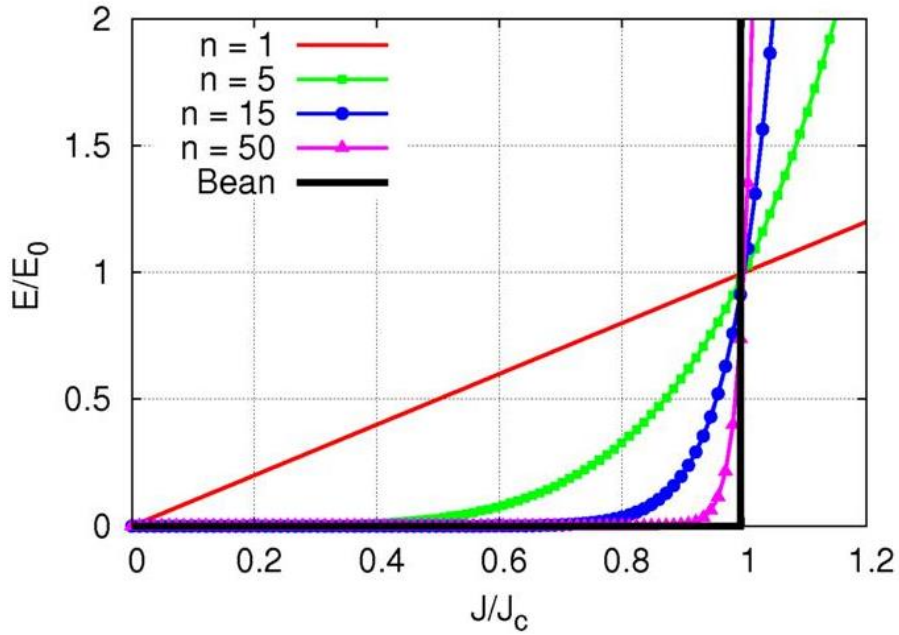
kadar nüfuz ettiği andaki manyetik alan değeri “ilk tam nüfuz alanı” olarak isimlendirilir ve H^* ile sembolize edilir.

Akı çizgilerinin çivilenme halinden harekete geçmesini sağlayan akımlar, J_c kritik akım yoğunluğunu aştığında süperiletkende $E \cdot J$ miktarınca enerji kaybına neden olur. Bu durumda manyetik akı çizgilerinin hareketleri normal iletkenlerdeki gibi tamamıyla elektrik alanın doğrultusuyla şekillenir. Normal iletkenlerden farklı olarak, bahsi geçen akımlar J_c kritik akım yoğunluğunu aşmadıkça herhangi bir kayba sebebiyet vermezler ve bu nedenle kalıcıdırlar (Pérez-Rodríguez vd., 2001).

1.15. Kritik Hal Modelleri

1.15.1. Bean Modeli

Normal metallerde elektrik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki Ohm kanunu ($\vec{J} = \sigma \vec{E}$) ile verilmektedir. Akım ile gerilim arasındaki ilişki doğrusaldır. Şekil 1.13’de verilen $E - J$ grafiğinde ise süperiletken malzeme için farklı bir ifade kullanılmaktadır (Rhyner, 1993).



Şekil 1.13. Bean modeli ($n = \infty$) ve $E - J$ güç yasası ile Bean modelinin ilişkisi

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.22)$$

Çok yaygın şekilde kullanılan bu ifade Bean'nin tanımlamasını temel almaktadır, bu model ideal bir kritik akım yoğunluğu kavramını ortaya koyar. Şekil 1.13'de verilen eğrilerin kritik akım yoğunluğuna ulaşıncaya kadar sıfır olduğu ve kritik akım yoğunluğu değerine ulaşılmca aniden artış gösterdiği düşünülür. Bu ani artışın gözlemlendiği noktanın alandan bağımsız olduğu varsayılır. Bean modeli, elektrik alana karşı sürekli olan bir J_c kritik akım yoğunluğu aralığı düşüncesini temel almaz (kritik akım yoğunluğu J_c 'nin altında görülen akım yoğunluğu süreklidir çünkü bu kesit alanın yalnızca bir bölümünü işgal eden gerçek akım yoğunluğundan farklıdır). Bean modeli, gerçek akım yoğunluğunun yalnızca iki değer alabileceğini ifade eder; 0 ve J_c (ancak yönde ilave edilirse bu üç değer olur; 0, J_c ve $-J_c$). Neticede, bu model bir elektrik alan varlığında J ile E 'nin aynı yönlü olduğunu ve elektrik alanın önce artırılıp sonra sıfıra azaltılması sürecinde, kritik akım yoğunluğunun elektrik alan sıfır oluncaya kadar J_c değerinde kaldığını ifade eder. Süperiletken malzeme içerisinde herhangi bir elektrik alan oluşumu söz konusu değilse ancak o zaman akım yoğunluğu sıfır olur. Eğer tüm süperiletken numune akı girişine maruz kalmışsa numunenin kritik durumda olduğu söylenir (Carr Jr., 2001).

Bean modeli kararlı durumda bulunan bir süperiletken malzemenin manyetik özelliklerini tanımlar. Çünkü, manyetik akıda meydana gelen herhangi bir değişim elektrik alanı indükler ve süperiletken malzeme dinamik bölgede her daim bir direnç gösteren durumdadır. Bu direnç genellikle, dinamik bölgede düşük sıcaklık süper iletkenlerinin manyetik özellikleri analiz etmede göz ardı edilir.

1.15.2. Diğer Kritik Hal Modelleri

Bean kritik hal modeli her ne kadar pek çok durum için II.Tip süperiletkenlerin manyetik karakteristiklerinin hesaplanmasında başarılı sonuçlar üretse ve deneysel ölçümlerle iyi bir uyum ortaya koysa da uygulanan manyetik alanın yüksek değerlerinde

bu modelden bazı sapmalar söz konusu olur. Bu sapmanın sebebi kritik akım yoğunluğunun manyetik alan bağılılığıdır. Bu bağıllık yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde çok daha güçlüdür ve uygulanan küçük manyetik alanlarda dahi ortaya çıkmaktadır. Bu sebeple kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığını hesaba katan düzenlemeler yapma düşüncesi ortaya çıkmaktadır. Böylelikle en yaygın şekilde kullanılanlardan birisi olan Kim-Anderson modeli de bu doğrultuda ortaya çıkmıştır (Kim vd., 1962).

$$J_c = \frac{J_0}{\left(1 + \frac{H}{H_0}\right)^n} \quad (1.23)$$

Burada J_0 ve H_0 süperiletken numuneye ait sabitlerdir.

Yaygın olarak kullanılan diğer modeller ise Tablo 2'de verilmektedir.

Tablo 2. Yaygın şekilde kullanılan diğer kritik hal modelleri

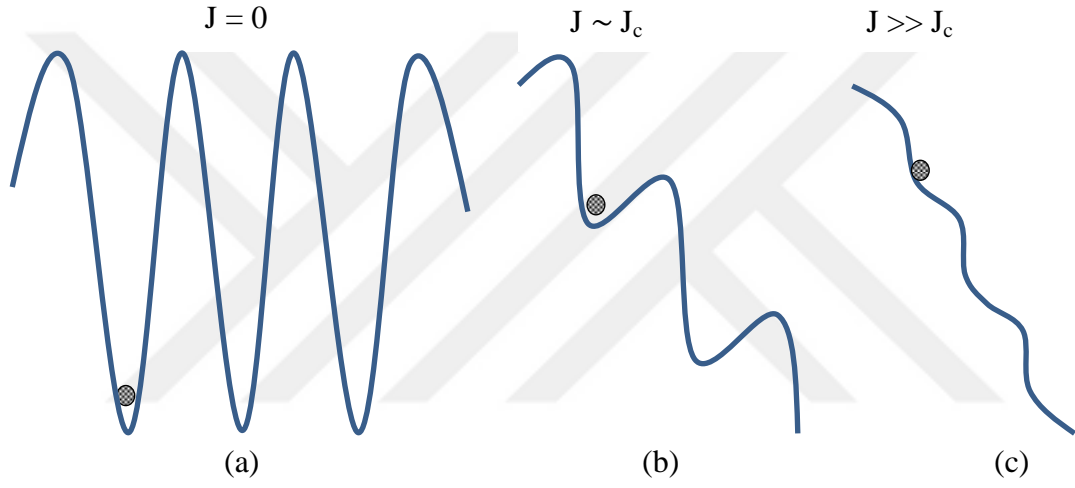
$J_c = J_0 \exp\left(-\frac{H}{H_0}\right)$	(Fietz vd., 1964)
$J_c = J_0 \left(1 - \frac{H}{H_0}\right)$	(Watson, 1968)
$J_c = J_0 \left(\frac{H_{c1}}{H}\right)^n$	(Yeshurun vd., 1988)
$J_c = \frac{J_0}{\left(1 + \frac{H}{H_c}\right)^n}$	(Xu vd., 1990)
$J_c = \frac{J_0}{\left(1 + \frac{H^2}{H_0^2}\right)}$	(Ricketts vd., 1991)
$J_c = \frac{K}{H^{1/2}}$	(Matsushita vd., 1991)
$J_c = \frac{J_0}{\left(\frac{H + H_0 - I_M}{H_{ref}}\right)^n}$	(Çelebi vd., 1999)

1.16. E-J Karakteristiği

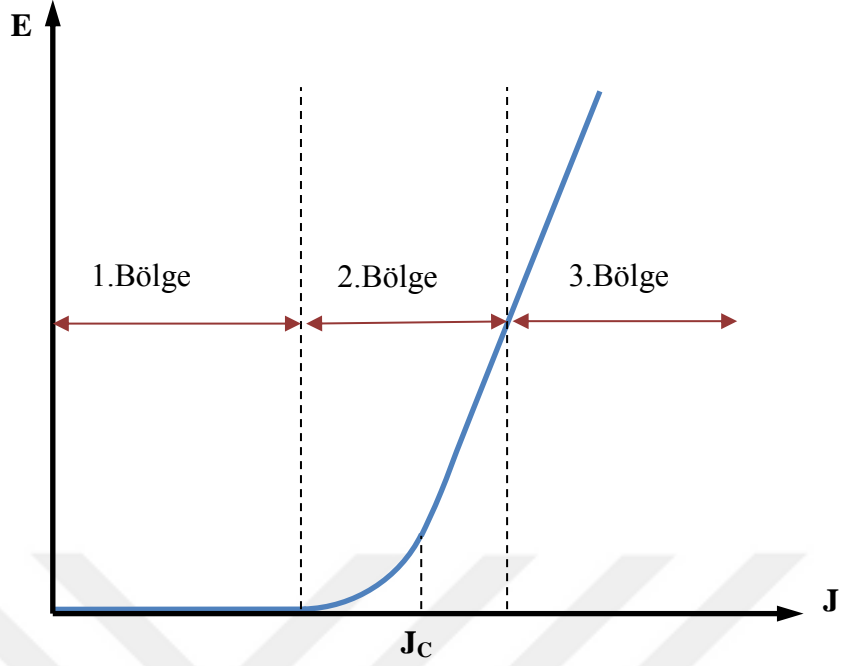
Yeterli seviyede büyük akım yoğunluklarında ($J > J_c$), $E(J)$ ifadesinin üstel değişen kısmı, normal durum direnci gibi keskin bir biçimde lineer duruma döner. Akı akış rejimi bütün manyetik akı çizgilerinin hareket halinde olduğu, çivilemenin söz konusu olmadığı durumdur. Bu sebeple tüm manyetik akı çizgileri, transport akım altında hareket eder. Akı çizgilerinin bu hareketi nedeniyle bir emk üretilir. Bu emk, manyetik akı çizgisi çekirdeğindeki normal elektronların ivmelenmesine yol açar dolayısıyla enerji kaybına sebep olur. \vec{E} ve \vec{J} paralel olduklarında aralarındaki ilişki,

$$\vec{E} = \rho_f(B)\vec{J} \quad (1.24)$$

İfadesi ile verilir. Burada $\rho_f = \rho_n (B/B_{c2})$ şeklindedir (Bardeen ve Stephen, 1965). Şekil 1.14'de eğimli testere dişi potansiyeli (Anderson-Kim modeline göre) ve Şekil 1.15 de ise şematik biçimde HTS için $E - J$ karakteristiği verilmektedir. 1. Bölgede elektrik alan ihmal edilebilecek seviyede düşük değerler almaktadır ve manyetik akı çizgileri hareketsizdir. Sahip oldukları sıcaklık değerine göre sadece titreşim hareketi yapmaktadırlar. Şekil 1.14'de ifade edildiği gibi manyetik akı çizgileri potansiyel bariyerini geçmek için gerekli olan enerjiye sahip değildirler. Bu sebeple geçiş söz konusu olmaz. (well - pinned).



Şekil 1.14. Eğimli testere dişi potansiyeli (Kim - Anderson modeline göre)



Şekil 1.15. HTS için E – J karakteristiği

2.Bölgede ise E üstel bir değişim gösterir. Sıfırdan farklı herhangi bir sıcaklık değerinde, çivileme konumları dışındaki manyetik akı çizgileri sahip oldukları sıcaklıkla orantılı şekilde termal bir hareket ihtimali söz konusudur. Bu kısım süperiletken malzemedeki akı sürüklemesini teşkil eder. Burada akı çizgileri potansiyel engelini aşmada zorlanır. Bu teori 1964’de Anderson ve Kim tarafından ifade edilmiştir. Bu teori ile akım bağımlı çivileme potansiyel duvarının dışındaki bir akı yığınının termal hareketi açıklanır. Çivileme enerjisinin büyüklüğü,

$$U(J) = U_0 \left[1 - \left(\frac{J}{J_{c0}} \right) \right]^n \quad (1.25)$$

ifadesi ile verilir ve “washboard potansiyeli” olarak adlandırılır. Burada n üs parametresi, U_0 , $J = 0$ ’da bariyer yüksekliği ve J_{c0} ise 0 K’da kritik akım yoğunluğudur.

3.Bölge ise lineer olarak akı akışını ifade eder. Büyük akımlarda, $V(I)$ ’nin üstel artışı daha fazla devam etmez ve $V(I)$ eğrisi doğrusal hale döner. Bu doğrunun eğimi B manyetik alanı ve normal durum direnci ile orantılıdır. Bu bölgedeki manyetik akı çizgileri potansiyel engelini kolaylıkla geçecek biçimde hareket ederler.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Modellemenin Genel Tanımı

Analitik ifadeler yardımı ile ancak basit geometriler için başarılı sonuçlar veren çözümler yapılabilmektedir (Çelebi vd., 2007)(Çelebi ve LeBlanc, 1994). Karmaşık ve kompleks geometriler için çözüm yapmakta başarısız kalmaktadırlar. Bu nedenle karmaşık geometriler için yapılacak hesaplama ve analizlerde analitik çözümlerden ziyade sayısal (numerik) hesaplamalar kullanılmaktadır.

Sonlu elemanlar metodu (FEM) karmaşık geometriler içeren ve pek çok farklı amaç için hesaplamalar gerektiren sistemlerde oldukça etkili sonuçlar ortaya koymaktadır (Celebi vd., 2015). Bu yöntemdeki temel prensip, problemi daha basit küçük parçalara bölerek ve bu parçaların tek-tek hesaplayıp bütün sistem için bir çözüme ulaşmaktır.

Sonlu elemanlar yöntemini kullanan pek çok sayısal model vardır. Bu modeller kullandıkları durum değişkenlerine göre sınıflandırılmaktadırlar. Bu modellerden başlıcaları:

- 1) H – Alan (H - formülasyonu)
- 2) Vektör ve skaler potansiyel
- 3) Akım potansiyel
- 4) E – Alan

olarak sıralanabilir. Bu formülasyonların içeriğindeki, FEM simülasyonlarının gerçekleştirilmesini sağlayan yönetici denklemler Tablo 3’de verilmiştir.

HTS tüpün perdeleme özelliklerini modellemek için yapmış olduğumuz FEM simülasyonları Comsol Multiphysics 4.3b yazılımı kullanılarak gerçekleştirildi (URL-1, 2020). Son zamanlarda pek çok araştırmacı tarafından süperiletkenlerde akı profilleri, ac kayıpları ve akım yoğunluğu gibi pek çok özelliği hesaplamakta yaygın olarak FEM simülasyonlarını kullanılmaktadır (Stavrev vd., 2002; Enomoto vd., 2005; Ruiz-Alonso vd., 2005; Hong vd., 2006; Brambilla vd., 2007). Yapılacak simülasyonun matematiksel altyapısını oluşturmak için yapılacak hesaplama detaylarına göre Tablo 3 ile verilen formülasyonlardan uygun olan birisi veya birkaçı birlikte tercih edilerek simülasyon

sürecine başlanır. Bu nedenle yönetici denklemler simülasyon sürecinde matematiksel altyapıyı oluşturmada en önemli bölümü temsil etmektedir.

Tablo 3. Başlıca FEM formülasyonları ve içeriğindeki yönetici denklemler (Brambilla vd., 2007).

Formülasyon	Yönetici Denklem	Tanımlamalar
H - Alan	$\vec{\nabla} \times \rho \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{H}$ ▪ $\rho = \rho(J)$
Vektör ve skaler potansiyel $\vec{A} - \varphi$	$\mu \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\nabla \varphi$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $\sigma = \sigma(E)$ ▪ $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ ▪ $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi$
Akım Potansiyel $\vec{T} - \omega$	$\nabla^2 \omega = 0$ $\vec{\nabla} \times \rho \vec{\nabla} \times \vec{T} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (T - \nabla \omega)$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $\vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{T}$ ▪ $\vec{H} = \vec{T} - \nabla \omega$ ▪ $\rho = \rho(J)$
E - Alan	$\vec{\nabla} \times \rho \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\sigma \vec{E})$	<ul style="list-style-type: none"> ▪ $\sigma = \sigma(E)$ ▪ $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E}$

Bu tez çalışmasında yapmış olduğumuz simülasyonlarda durum değişkeni olarak manyetik alanı kullanan “H – Formülasyonu” tercih edildi. Bu formülasyon numune içerisindeki alan dağılımlarından kritik akım yoğunluğunun belirlenmesine kadar pek çok değişkenin hesaplanmasına imkan sunmaktadır. H – Formülasyonunun temelinde Maxwell – Ampere yasası, yer almaktadır böylelikle,

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (2.1)$$

Maxwell – Faraday denklemi;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

ve manyetik alan için Gauss yasası;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

İletken malzemeler için elektrik alan ve akım yoğunluğu arasındaki ilişki $\vec{E} = \rho \vec{J}$ ile verilir. Ancak bu ifade süperiletken malzemelerde doğrusallıktan uzak olarak denklem (1.22)'de verildiği şekilde ifade edilir.

Süperiletken malzemeler genellikle lineer olamayan $E(J)$ güç yasası yardımı ile tanımlanır. Bu yasa aynı zamanda süperiletken durumdan normal duruma geçişi de hesaba katmaktadır. HTS simülasyonları genellikle süperiletkenler, normal metaller ve bazı yalıtkan maddelerden oluşmaktadır. Simülasyon sürecinde oluşturmuş olduğumuz geometri üzerinden, farklı manyetik özelliklere sahip çeşitli bölgeleri eş güdüm içerisinde hesaba katmak zorundayız. Manyetik davranışlarına göre bu bölgeler;

- (i) Süperiletken; direnci $\rho(J)$ ve manyetik akı yoğunluğu $B = \mu_0 H$ ile tanımlanır.
- (ii) Hava; süperiletken ve normal metal bölgelerini çevreler, manyetik akı yoğunluğu $B = \mu_0 H$ ile tanımlanır.
- (iii) Normal metal; sabit dirence sahip malzemeler (örneğin 1020 karbon-çeliği $\rho_{1020} = 1.59 \times 10^{-7} \Omega.m$)

Süperiletken bölgenin direnci aşağıda verilen denklem ile hesaplanır (Rhyner, 1993).

$$\rho(J) = \frac{E_c}{J_c} \left(\frac{J}{J_c} \right)^{n-1} \quad (2.4)$$

Burada E_c kritik elektrik alan değeri, J_c kritik akım yoğunluğu ve n ise boyutsuz üs parametresidir. Kritik akım yoğunluğu uygulanan alana bağlı veya sabit olabilir. Burada kritik akım yoğunluğunun alan bağılılığı varsa, malzemenin özelliklerine bağlı olarak kritik akım yoğunluğunun referans değeri J_{c0} ve manyetik akı yoğunluğunun referans değeri B_0 tanımlanır. Böylelikle Kim modelinin özel bir şekli olarak aşağıdaki ifade yazılabilir.

$$J_c(\mathbf{B}) = \frac{J_{c0}}{(1 + \mathbf{B}/B_0)}, \quad \mathbf{B} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (2.5)$$

$\vec{\mathbf{E}} = \rho \vec{\mathbf{J}}$ ifadesi denklem (2.1)' de yerine yazılır ve $\vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \mu_r \vec{\mathbf{H}}$ ifadesi ile beraber denklem (2.2)' de düzenlenirse aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\vec{\nabla} \times (\rho \vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}}) = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{\mathbf{H}}}{\partial t} \quad (2.6)$$

Ayrıca $\vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \mu_r \vec{\mathbf{H}}$ ifadesi manyetik alan için Gauss yasasına uygulandığında;

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \mu_r \vec{\mathbf{H}}) = 0 \quad (2.7)$$

olur. (Kajikawa vd., 2003) referansında öne sürülen yaklaşıma göre;

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times (\rho \vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}})) = \vec{\nabla} \cdot \left(-\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{\mathbf{H}}}{\partial t} \right) \quad (2.8)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemde sol taraf sıfırdır (Bir rotasyonelin diverjansı sıfırdır). Böylelikle denklem aşağıdaki formda düzenlenebilir.

$$\vec{\nabla} \cdot \left(-\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{\mathbf{H}}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \mu_r \vec{\mathbf{H}})) = \left(-\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{B}}) \right) \quad (2.9)$$

$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{B}}$ ifadesi t_0 anında uygulanan alanın sıfır olması nedeniyle sıfırdır. Denklem (2.9), H durum değişkeni üzerinden, kullanılan bilgisayar programıyla çözülen yönetici denklemdir.

Bu çalışmada kullanılan Comsol Multiphysics programının içerdiği yönetici denklem;

$$e_a \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + d_a \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = \mathbf{f}_s \quad (2.10)$$

ifadesi ile verilir. Burada 2-boyutlu simülasyon için hal değişkeni ifadesi $u = \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}$, e_a

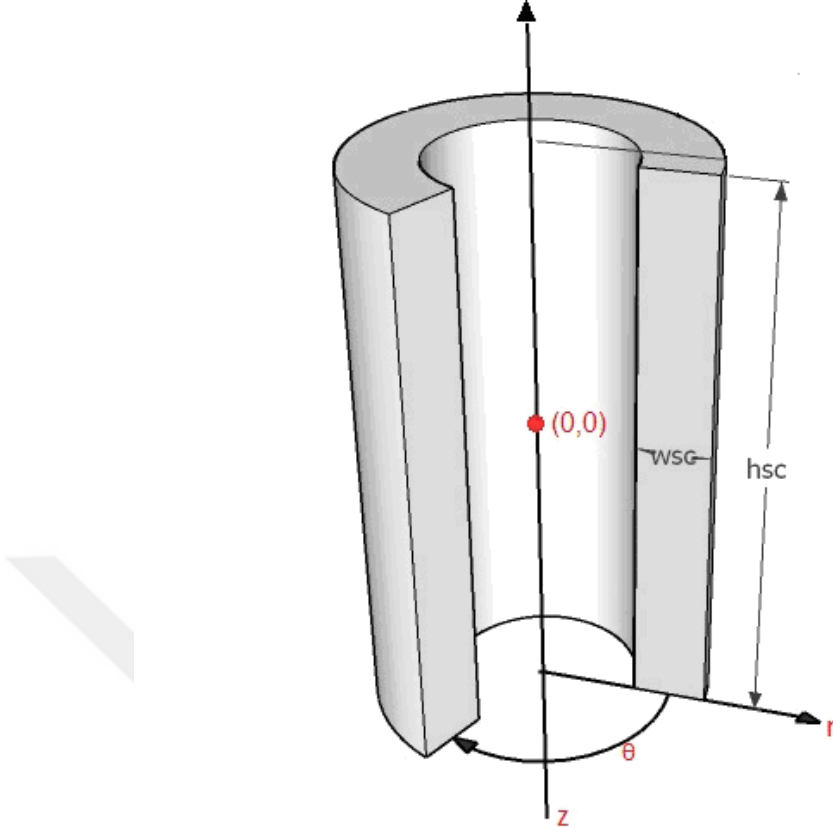
kütle sabiti, d_a sönümlenme sabiti, $\vec{\Gamma}$ korunumlu akı vektörü ve f_s ise kaynak terimidir.

Bu çalışmada $e_a = 0, f_s = 0$ 'dır. Diğer tanımlamalar için ise aşağıdaki ifadeler kullanılmıştır.

$$d_a = \begin{bmatrix} \mu_0 \mu_r & 0 \\ 0 & \mu_0 \mu_r \end{bmatrix}, \quad \vec{\Gamma} = \begin{bmatrix} 0 & E_z \\ -E_z & 0 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

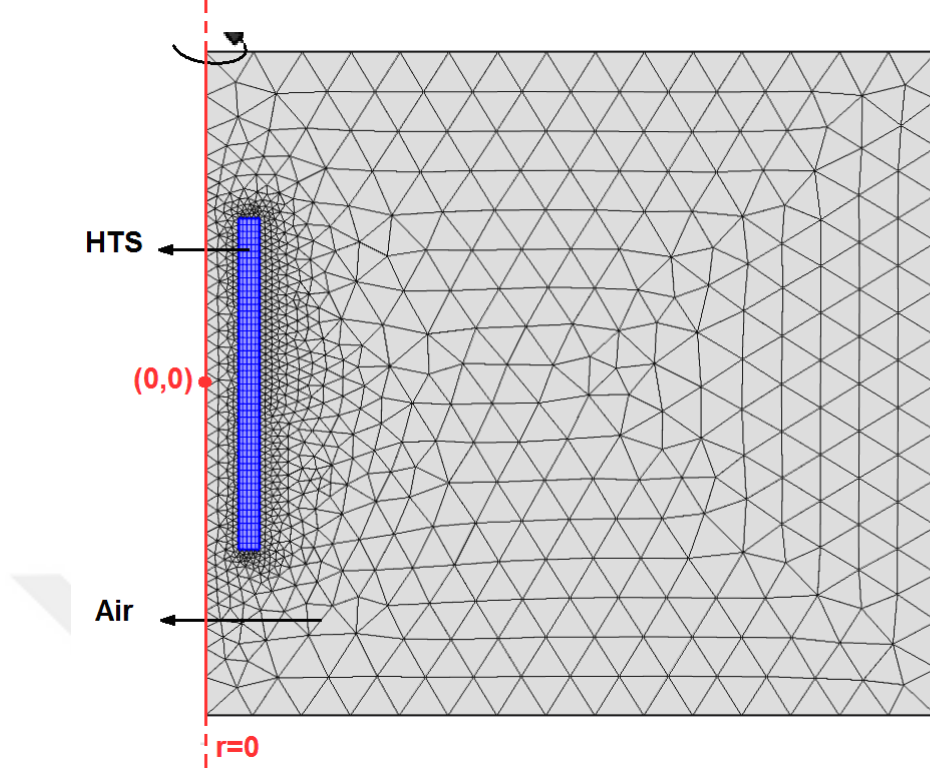
2.2. İçi Boş Silindir Geometrisi İçin Tanımlamalar ve Hesaplamalar

HTS içi boş silindir geometrisi için yapılan hesaplamalar, 2-boyutlu-eksenel simetride yapılmıştır. Bu kapsamda 3-boyutlu geometrinin beraberinde getirdiği hesaplama detayları ve hesaplama süresi gibi parametrelerin en aza indirgenmesi amaçlanmıştır. Şekil 2.1'de hesaplama yapılan geometrinin 3-boyutlu ve Şekil 2.2'de 2-boyutta ekstenel simetriye indirgenmiş durumu gösterilmektedir. Burada w_{sc} içi boş silindirin kalınlığı, h_{sc} yüksekliği temsil etmekte ve (0,0) noktası ileri aşamalarda numune içerisindeki manyetik akı yoğunluğunu (B_{in}) belirlemede kullanılacaktır.



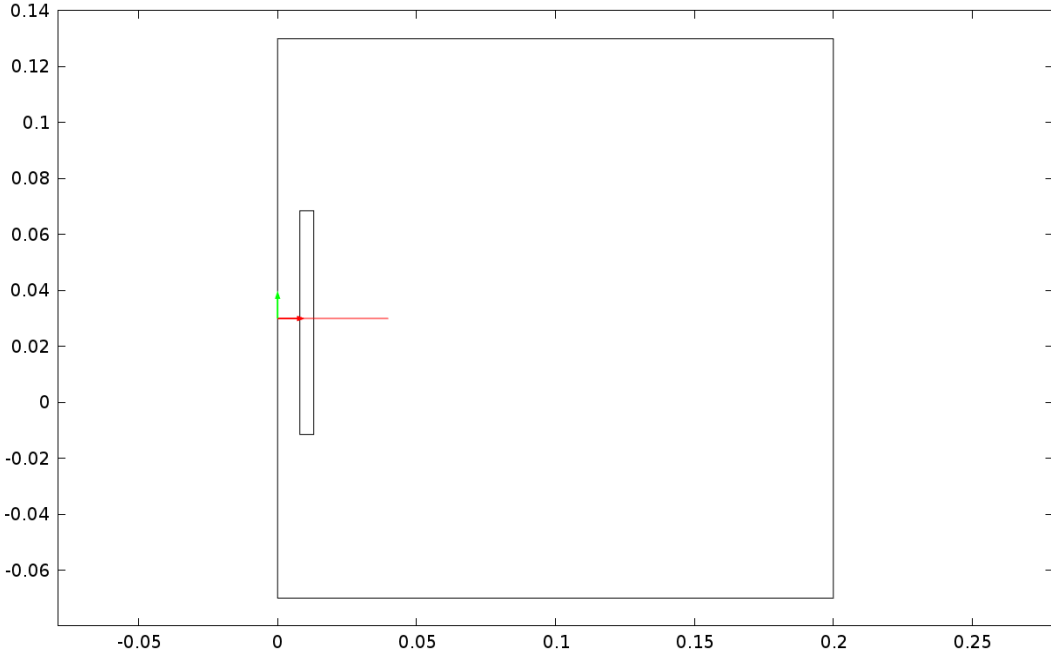
Şekil 2.1. Hesaplama yapılan 3-boyutlu içi boş silindir geometrisi

Şekil 2.1 ile ifade edilen HTS geometrisinin 2-boyutta-eksenel simetriye indirgenmiş hali Şekil 2.2’de verilmiştir. Şekil 2.2 aynı zamanda tasarlanan 2-boyutlu sistemin örgüleme (mesh) yapılmış durumunu da içermektedir. FEM hesaplamalarında örgüleme, hesaplamaların hassasiyeti açısından oldukça önemli bir yer tutmaktadır.



Şekil 2.2. Hesaplama yapılan 3-boyutlu içi boş silindir geometrisinin 2-boyutta aksenal-simetriye indirgenmiş ve örgüleme (mesh) yapılmış hali

Bu kısımda yapılan hesaplamalar silindirik koordinatlarda gerçekleştirilmiş olup Şekil 2.2’de verilen kırmızı renkli düşey eksen z-eksenini temsil etmektedir. Burada dikdörtgen şeklindeki süperiletken numune ise $R = r_{in}$ olacak şekilde konumlandırılmıştır. Süperiletken numunenin z-ekseni etrafında döndürülmesiyle, merkez eksen z-ekseni olan bir içi boş silindir elde edilmiş olur.

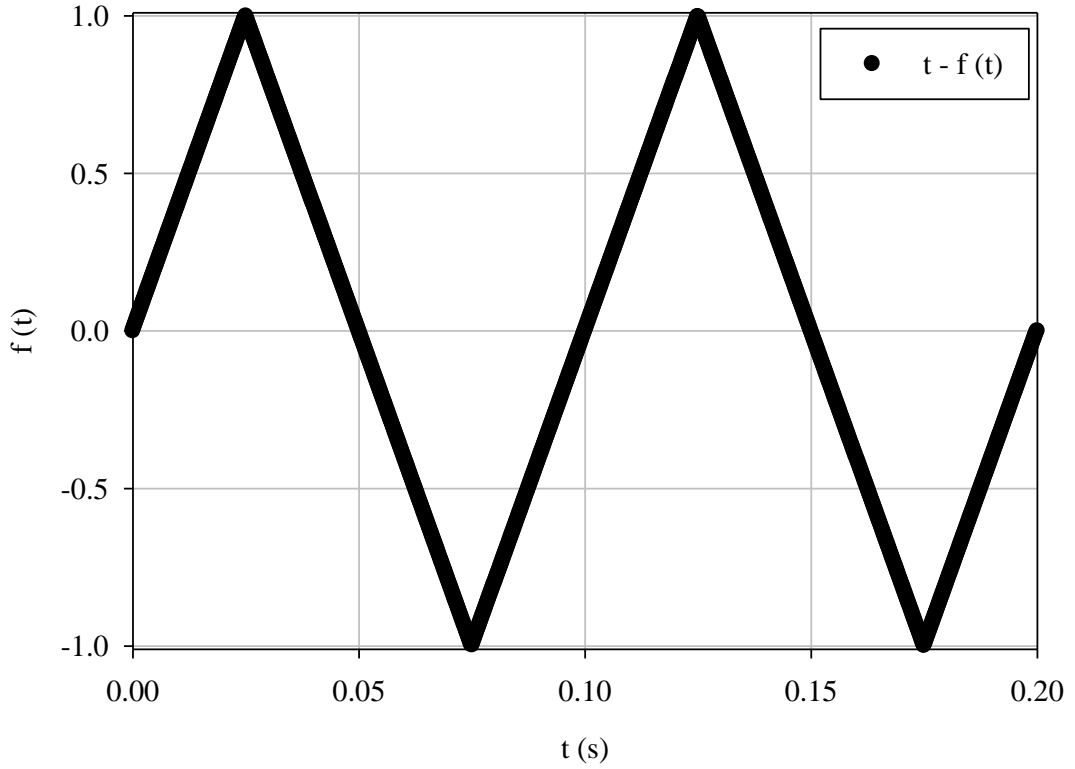


Şekil 2.3. Manyetik akı yoğunluğu ve akım yoğunluğu profilleri için yapılan hesaplamalarda kullanılan cut line

FEM hesaplamalarında elde edilen sayısal verilerin analizi ve görselleştirilmesi için ‘cut line’ özelliği çok önemli bir yer tutmaktadır. ‘Cut line’ çizildiği hat üzerinden yapılan hesaplamada istenilen verilerin elde edilmesi sağlar. Şekil 2.3’de içi boş silindir geometrisi için manyetik akı yoğunluğu ve akım yoğunluğu profilleri elde edilirken kullanılan cut line gösterilmektedir. Yapmış olduğumuz manyetik akı ve akım yoğunluğu profilleri için hesaplama detaylarına ait parametreler Tablo 4’de verilmektedir.

Tablo 4. İçi boş silindir geometrisi için hesaplanan manyetik akı yoğunluğu ve akım yoğunluğu profilleri hesaplamaları için kullanılan geometri ve numune parametreleri

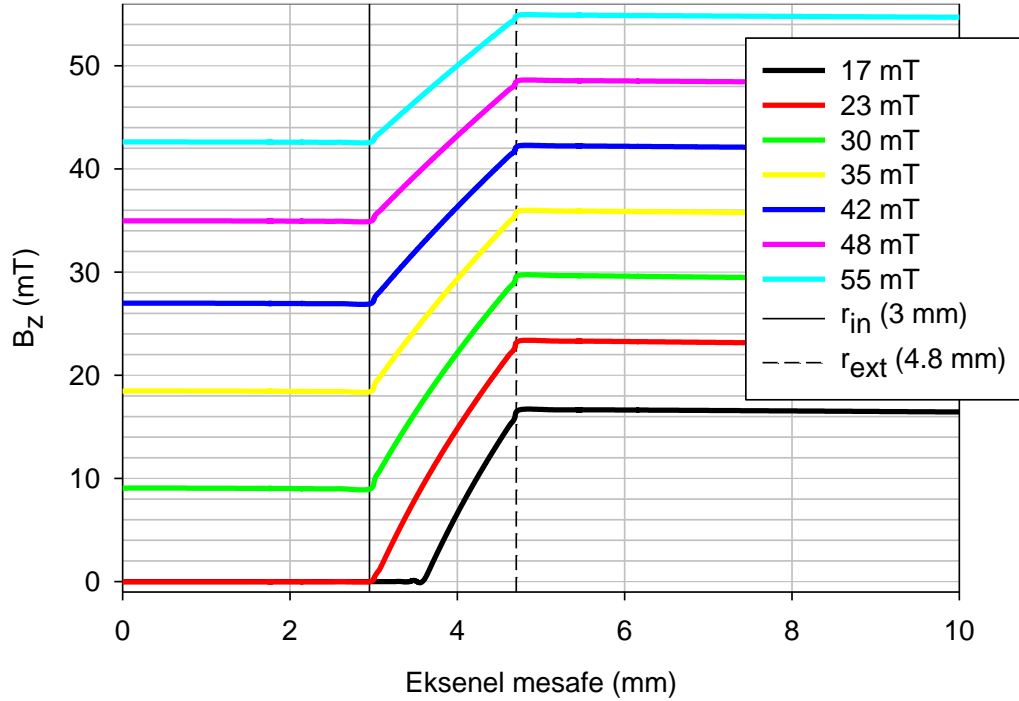
Nicelik(Birim)	Tanımı	Değeri
w_{sc} (mm)	İçi boş silindirin kalınlığı	1.3
h_{sc} (mm)	İçi boş silindirin yüksekliği	23
r_{in} (mm)	İçi boş silindirin iç yarıçapı	2.95
J_{c0} (A / m ²)	0 K Sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğu	1.37×10^7
E_c (V / m)	Kritik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı üs parametresi	25
B_0 (mT)	Manyetik akı yoğunluğu referans değeri	25
T_c (K)	Kritik sıcaklık	96



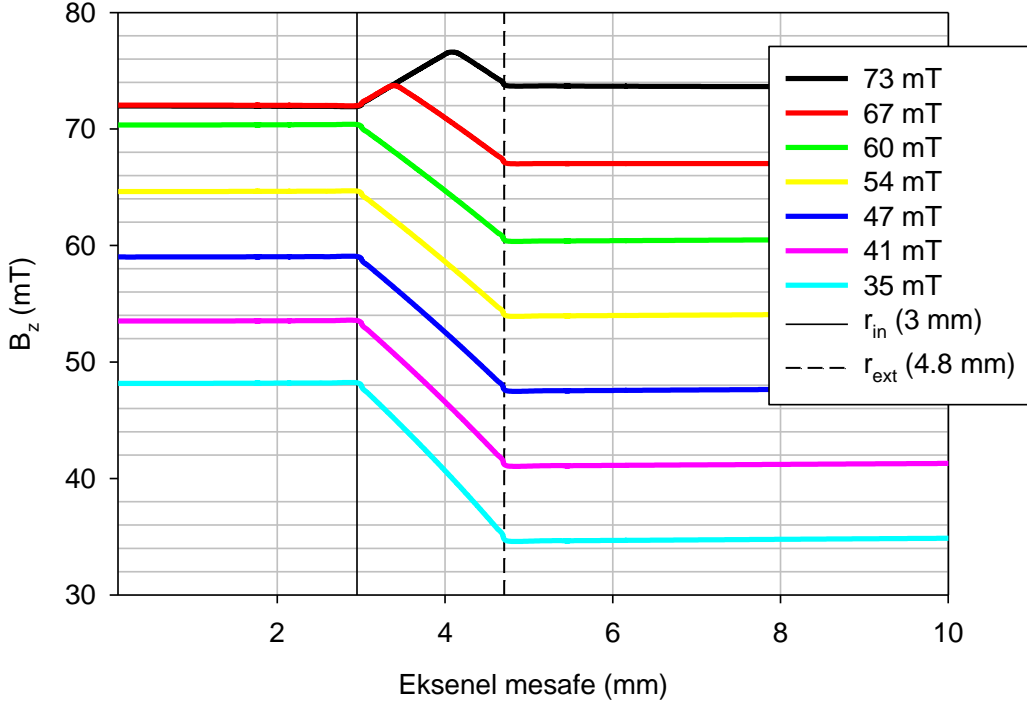
Şekil 2.4. Uygulanan manyetik alanın zamana göre değişimini gösteren $f(t)$ fonksiyonu

2.2.1. Manyetik Akı Yoğunluğu Profilleri

Şekil 2.5 ve Şekil 2.6’da verilen manyetik akı yoğunluğu profilleri hesaplanırken uygulanan manyetik alan zamanla $H_a = H_{maks}.f(t)$ olacak şekilde değişmektedir. Burada H_{maks} uygulanan manyetik alanın maksimum değeri ve $f(t)$ grafiği de Şekil 2.4’de verilmektedir. $f(t)$ fonksiyonu, temelde uygulanan manyetik alanın önce artırılması ve ardından azaltılması sürecini gerçekleştirmektedir. Şekil 2.4 dikkatli incelendiğinde 0 - 0.025 s de uygulanan manyetik alanın artarak maksimum değerine (H_{maks}) ulaştığı ve 0.025 - 0.05 s aralığında zamanla azalarak tekrardan 0 değerine geldiği anlaşılabilir. Bu kısımda uygulanan manyetik alanın yalnızca artıp azaldığı durumlar incelendiğinden hesaplamalar 0.05 s de kesilmiştir. Şekil 2.5’de verilen manyetik akı yoğunluğu profilleri 0 - 0.025 s aralığında, Şekil 2.6’de verilen profiller ise 0.025 - 0.05 s aralığında meydana gelen değişimleri göstermektedir. Ayrıca Şekil 2.7 ile verilen akım yoğunluğu profilleri 0 - 0.025 s aralığında uygulanan manyetik alan artıyorken ve Şekil 2.8 ile verilen akım yoğunluğu profilleri ise 0.025 - 0.05 s aralığında manyetik alan azalıyorken hesaplanmıştır.



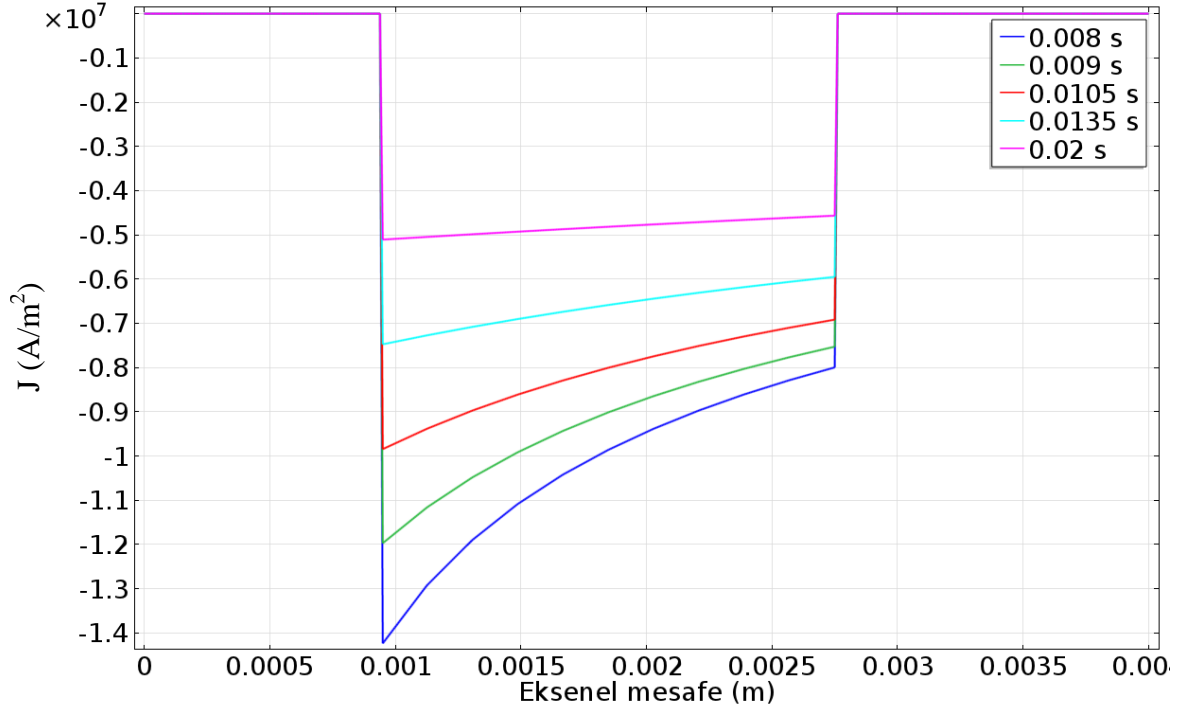
Şekil 2.5. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan artırılırken oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37.10^7$ A/m²)



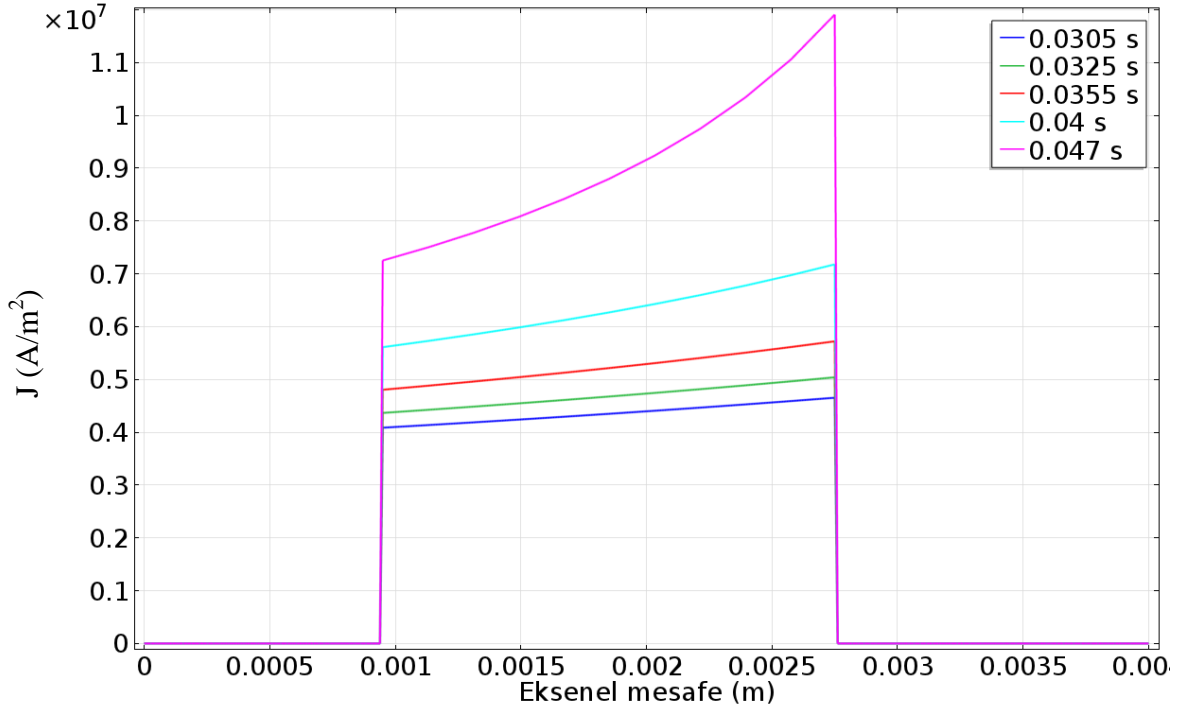
Şekil 2.6. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan azaltılırken oluşan manyetik akı yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m²)

2.2.2. Akım Yoğunluğu Profilleri

Şekil 2.7 incelendiğinde, alansız soğutma sonrasında uygulanan manyetik alan artırılırken, perdeleyici akım içi boş silindirin sağ tarafında +z-yönünde akmaktadır (Uygulanan manyetik alana zıt yönlü manyetik alan oluşturacak şekilde) ve akım yoğunluğu profillerinin, uygulanan alan arttıkça numunenin iç çeperlerine doğru yayıldığı ve şiddetinin dış çeperlerde azaldığı görülmektedir.



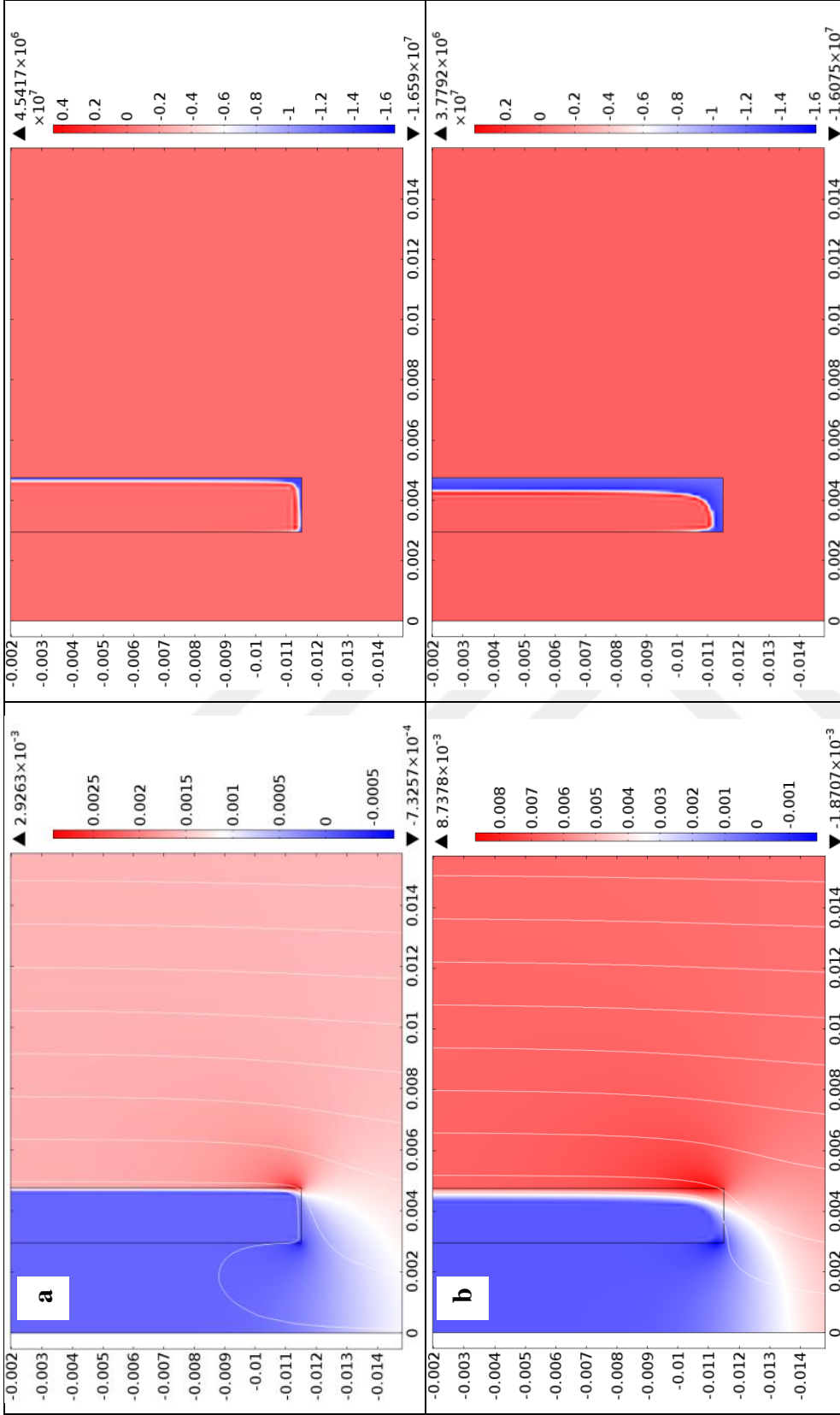
Şekil 2.7. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan artırılırken oluşan akım yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m²)



Şekil 2.8. İçi boş silindir geometrisinde, uygulanan alan azaltılırken oluşan akım yoğunluğu profilleri ($B_0 = 25$ mT, $J_{c0} = 1,37 \cdot 10^7$ A/m²)

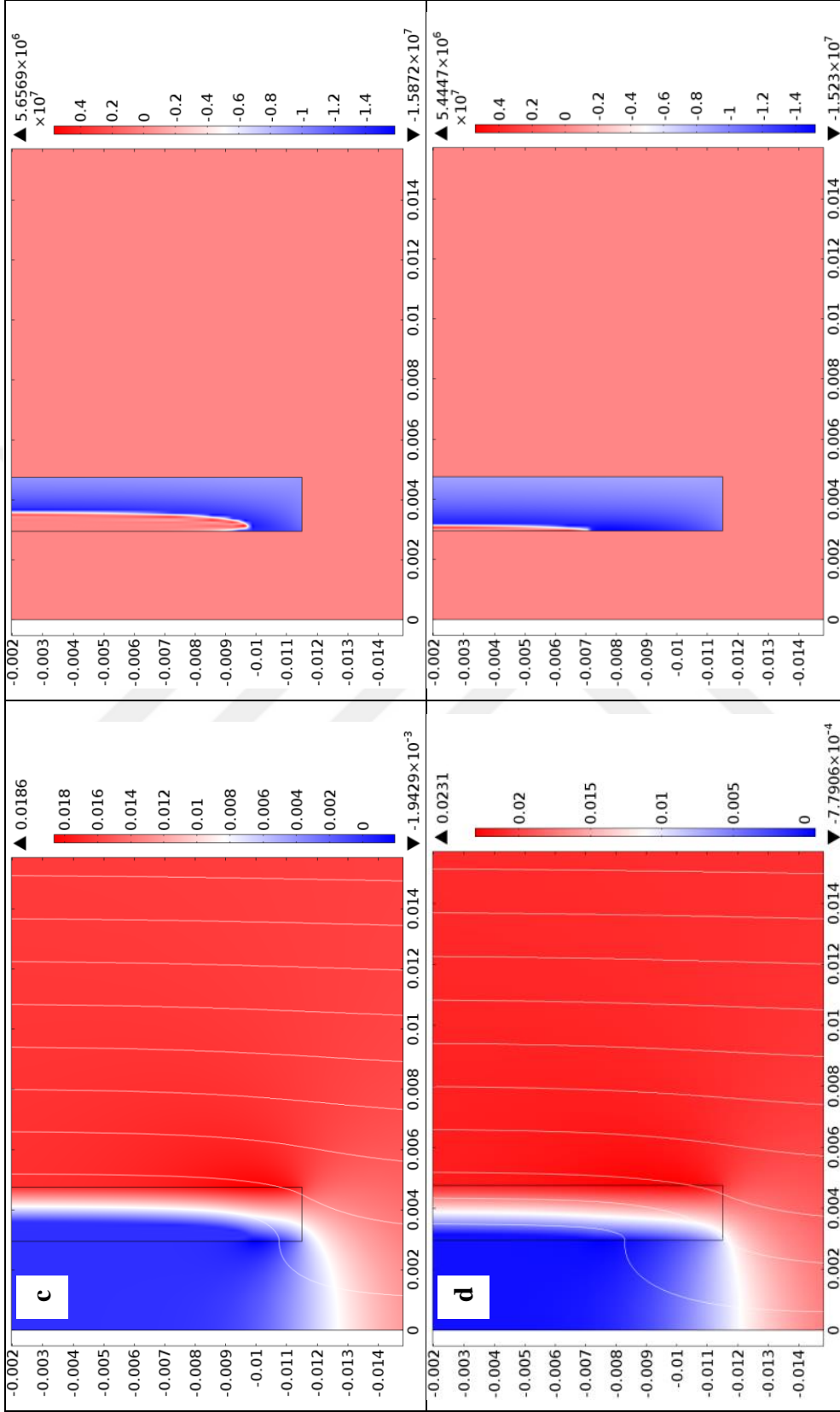
Şekil 2.9 incelendiğinde, uygulanan manyetik alan artarken numune içerisindeki manyetik akı yoğunluğunun büyüklüğü dış çeperlerinde yüksek değer aldığı ve iç çeperlere doğru gidildikçe azaldığı anlaşılmaktadır. Uygulanan manyetik akı yoğunluğu (B_a) 2, 8, 16 ve 20 mT iken sırasıyla İçi boş silindirin yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu J , -1.66×10^7 , -1.60×10^7 , -1.58×10^7 ve -1.52×10^7 A/m² olmaktadır.

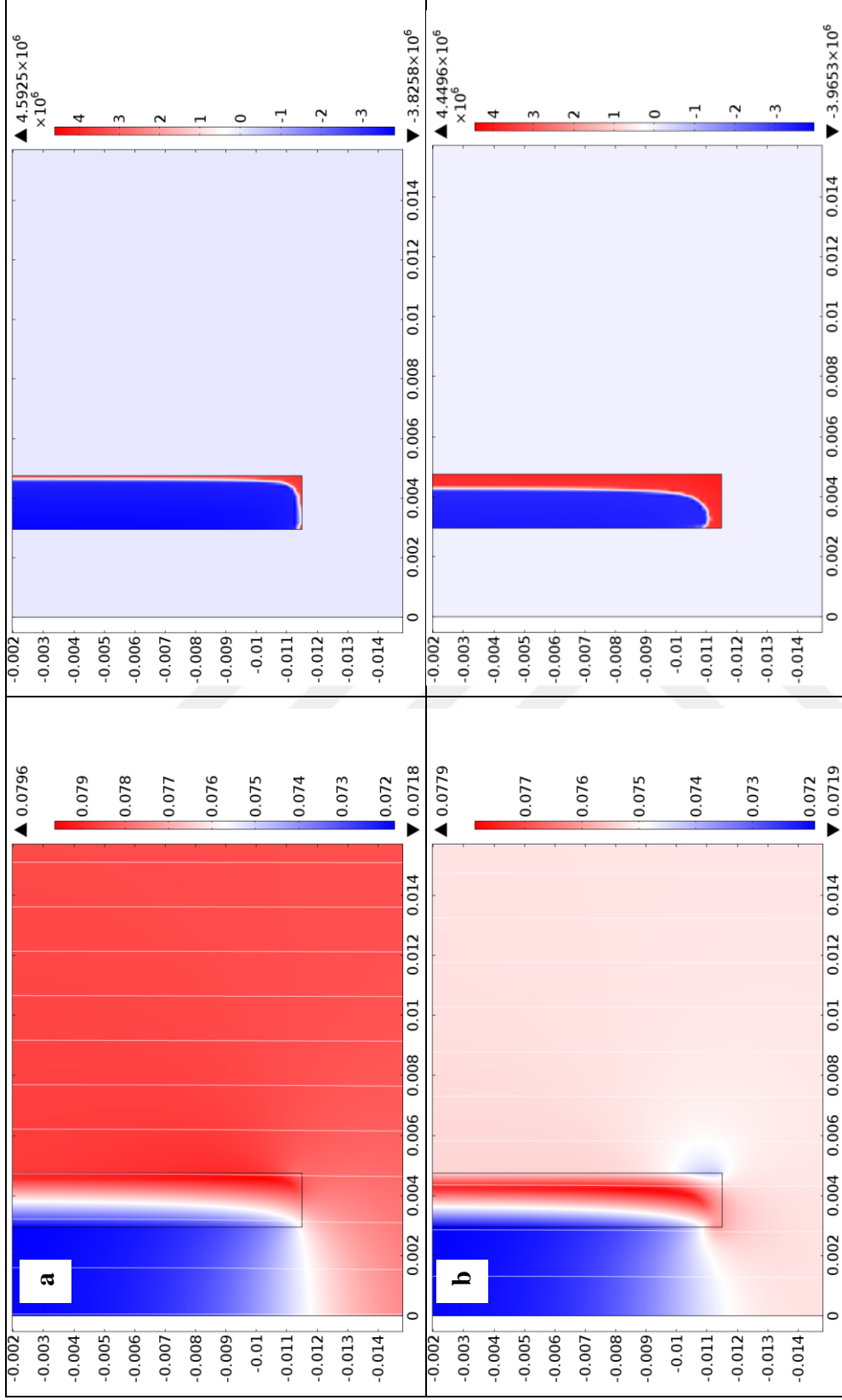
Şekil 2.10 incelendiğinde, uygulanan manyetik alan artırılıp, manyetik akı yoğunluğunun numune içerisine nüfuzu gerçekleştikten sonra, uygulanan manyetik alan azaltılırken numune içerisindeki manyetik akı yoğunluğunun büyüklüğü dış çeperlerinde düşük değer aldığı ve iç çeperlere doğru gidildikçe arttığı anlaşılmaktadır. Uygulanan manyetik akı yoğunluğu (B_a) 78, 75, 72 ve 65 mT iken sırasıyla içi boş silindirin yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu 4.0×10^6 , 4.2×10^6 , 4.3×10^6 ve 4.5×10^6 A/m² olmaktadır.



Şekil 2.9. Uygulanan alanın (H_a), artışı sırasında 1. sütunda içi boş silindirin kesitinde ve çevresinde meydana gelen manyetik akı yoğunluğu profilleri 2. Sütunda ise içi boş silindirin kesitinde akım yoğunluğu profilleri verilmiştir a) $B_a = 2\text{mT}$ b) $B_a = 8\text{mT}$ c) $B_a = 16\text{mT}$ d) $B_a = 20\text{mT}$

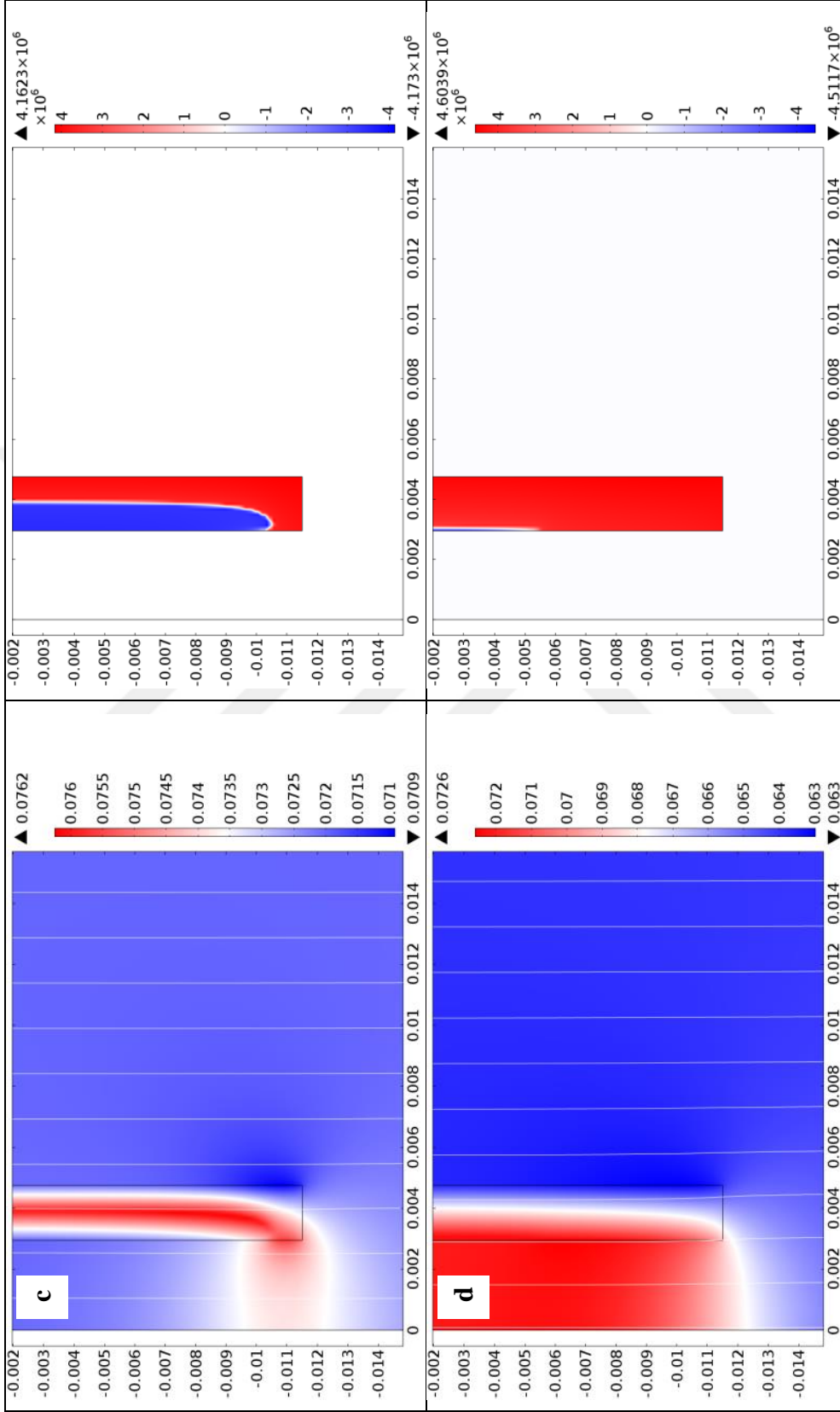
Şekil 2.9'un devamı





Şekil 2.10. Uygulanan alanın (H_a), azalışı sırasında 1. sütunda içi boş silindirin kesitinde ve çevresinde meydana gelen manyetik akı yoğunluğu profilleri 2. Sütunda ise içi boş silindirin kesitindeki akım yoğunluğu profilleri verilmiştir a) $B_a = 78$ mT b) $B_a = 75$ mT c) $B_a = 72$ mT d) $B_a = 65$ mT

Şekil 2.10'un devamı

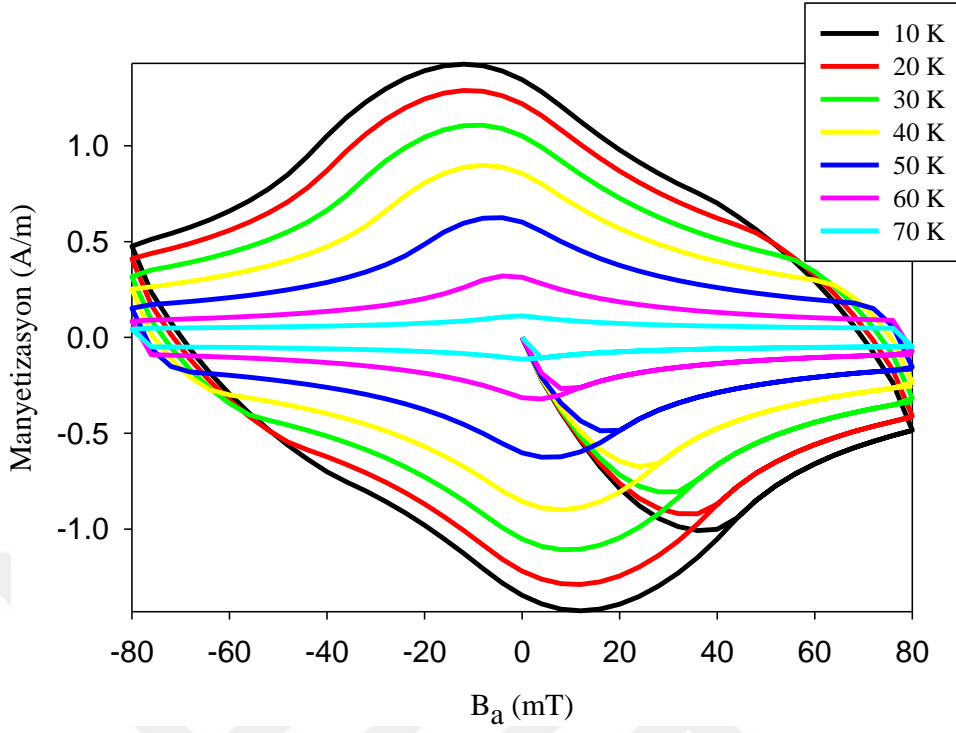


2.2.3. Manyetizasyon

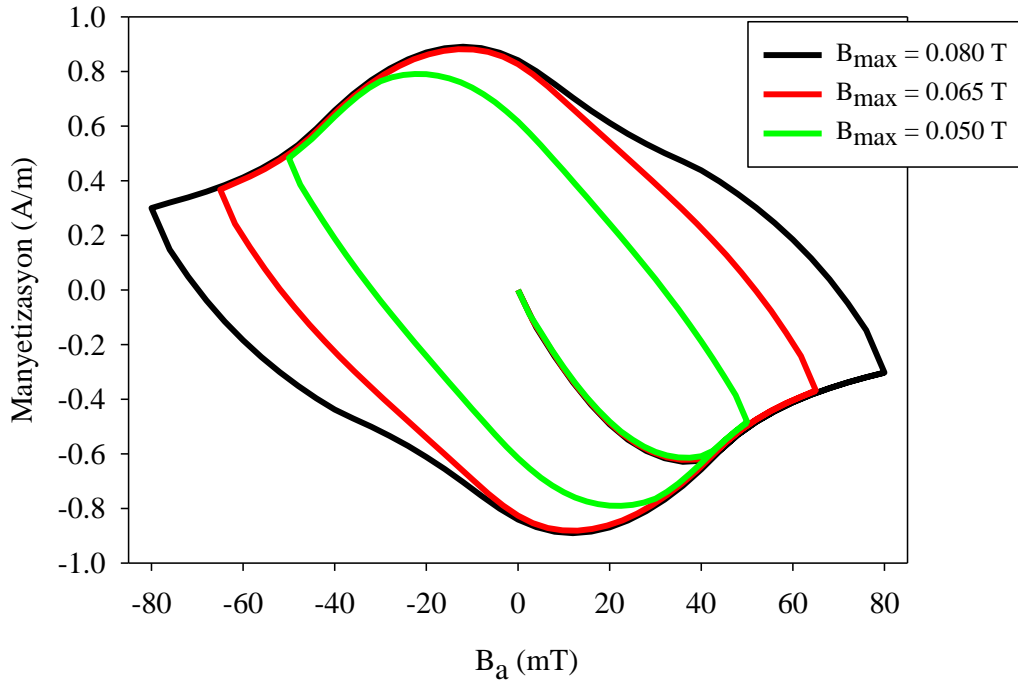
Kritik akım yoğunluğu $J_c = 1.73 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ değerinde, denklem (2.12) ile verilen 3-boyutta (2-boyutta eksenel simetri yardımıyla elde edilen.) manyetizasyon ifadesine göre türetilmiş $M - B_a$ eğrileri belirli sıcaklık değerleri (10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 K) için türetilmiştir (Şekil 2.11).

$$M = \frac{1}{2} \int_S \vec{r} \times \vec{J}_\phi dS \quad (2.12)$$

Şekil 2.11 incelendiğinde aynı kritik akım yoğunluğu değeri için farklı sıcaklık değerleri söz konusu olduğu durumda, artan sıcaklıkla manyetizasyonun azaldığı görülmektedir. Böylelikle bu 3-boyutlu sayısal hesaplamalarda farklı sıcaklıklardaki süperiletken numunelerin manyetik açıdan analiz edilebileceği anlaşılmaktadır. Şekil 2.12’de ise uygulanan manyetik akı yoğunluğunun maksimum değerinin üç adımda azaltıldığı durumda hesaplanan manyetizasyon histeresizleri gösterilmektedir. Hesaplama uygulanan manyetik akı yoğunluğunun maksimum değerleri (B_{maks}) 50, 65 ve 80 mT’ dir ve hesaplamalar $T = 10 \text{ K}$ sıcaklığında gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.11. İçi boş silindir geometrisi için, belirli sıcaklık değerlerinde hesaplanan M – B histeresiz eğrileri



Şekil 2.12. İçi boş silindir geometrisi için, $T = 10$ K sıcaklık değerlerinde hesaplanan M – B histeresiz eğrileri

3. HESAPLAMALAR VE TARTIŞMA

3.1. İçi Boş Silindir Geometrisi İçin Perdeleme Etkisi Hesaplamaları

3.1.1. Sıcaklığın Perdelemeye Etkisi

Esasen, HTS içi boş silindir numunesini manyetik perde olarak karakterize etmek için uygulanan manyetik alanın, süperiletken durumdaki HTS tüpün merkezinde hissedilmeye başladığı andaki değerinin bilinmesi gereklidir. Perdeleme yapılabilecek manyetik alanın maksimum değeri süperiletken numune içerisinde akan perdeleme akımına ve böylelikle numunenin kritik akım yoğunluğuna (J_c) bağlıdır. Bu çalışmada, kritik akımın alan bağıllığı için Kim modeli kullanıldı.

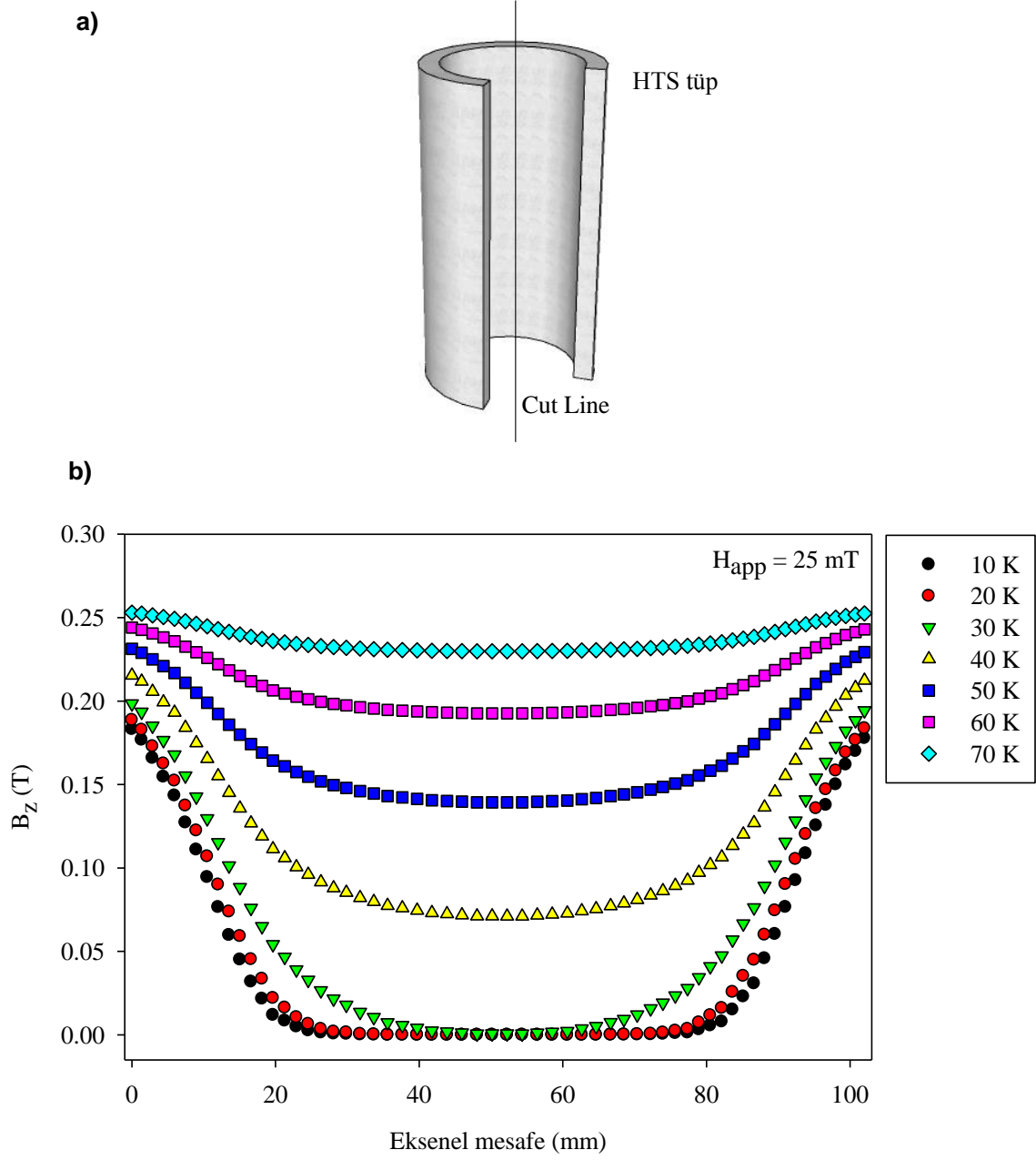
$$J_c(B, T) = J_c(T) / (1 + B / B_0)^\beta \quad (3.1)$$

Burada $J_c(T)$ sıcaklığa bağlı kritik akım yoğunluğudur ve aşağıdaki ifade ile verilir.

$$J_c(T) = J_{c0} \left(1 - (T/T_c)^p\right)^k \quad (3.2)$$

Burada p ve k birer sabittir.

Şekil 3.1. de z-ekseni boyunca uzanan hat üzerinden HTS tüpün içerisindeki manyetik akı yoğunluğu aksel mesafeye göre belirlenen her bir sıcaklık değeri için (10, 20, 30, 40, 50, 60 ve 70 K) ayrı-ayrı hesaplanmıştır. Burada 0 K' da ki kritik akım yoğunluğu $J_{c0} = 1.91 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ olarak alınmış ve Tablo 5'de verilen geometri parametreleri kullanılmıştır. Burada uygulanan manyetik akı yoğunluğu $B_a = 25 \text{ mT}$ olduğu anda, manyetik akının artan sıcaklıkla HTS tüpün merkezinde daha fazla hissedildiği görülmektedir. $T = 10 \text{ K}$ sıcaklığında merkez hattında manyetik akı hissedilmezken $T = 70 \text{ K}$ sıcaklığında o andaki uygulanan alanın ($B_a = 25 \text{ mT}$) neredeyse tamamı tüp içerisinde hissedilmektedir.



Şekil 3.1. a) HTS tüp ve cut line çizimi. b) Her bir sıcaklık değeri için (10, 20, 30, 40, 50, 60 ve 70 K) z-ekseni boyunca uzanan hat (cut line) üzerinden hesaplanan, HTS tüp içerisindeki manyetik akı yoğunluğunun aksel mesafeye göre değişimi. Burada $B_a = 25 \text{ mT}$ $J_{c0} = 1.91 \times 10^7 \text{ A/m}^2$

HTS tüplerin perdeleme yeteneği genellikle perdeleme faktörü SF hesaplanarak karakterize edilir. Perdeleme faktörü, tüpün merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunluğunun uygulanan akı yoğunluğa oranı ile bulunur ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$SF(B_a) = \frac{B_a}{B_{in}} \quad (3.3)$$

Burada B_a uygulanan manyetik akı yoğunluğu ve B_{in} silindirin merkezinde hissedilen manyetik akı yoğunluğudur. Bu eşitlik aynı zamanda, perdeleme faktörü 100'ün altına indiğindeki manyetik akı yoğunluğuna karşılık gelen, perdeleme limitini (B_{lim}) belirlemek için bir fırsat sunar. Kısaca perdeleme limiti perdeleme yapılabilen en yüksek manyetik akı yoğunluğu değerini ifade eder.

$$B_{lim} \text{ öyle ki } SF(B_{lim}) = 100 \quad (3.4)$$

Bu tanımlama $B_a < B_{lim}$ olduğu sürece tüpün efektif şekilde perdeleme yapabileceğini belirtir ve $B_a > B_{lim}$ olduğunda uygulanan manyetik alan tüp içerisine nüfuz etmeye başlar.

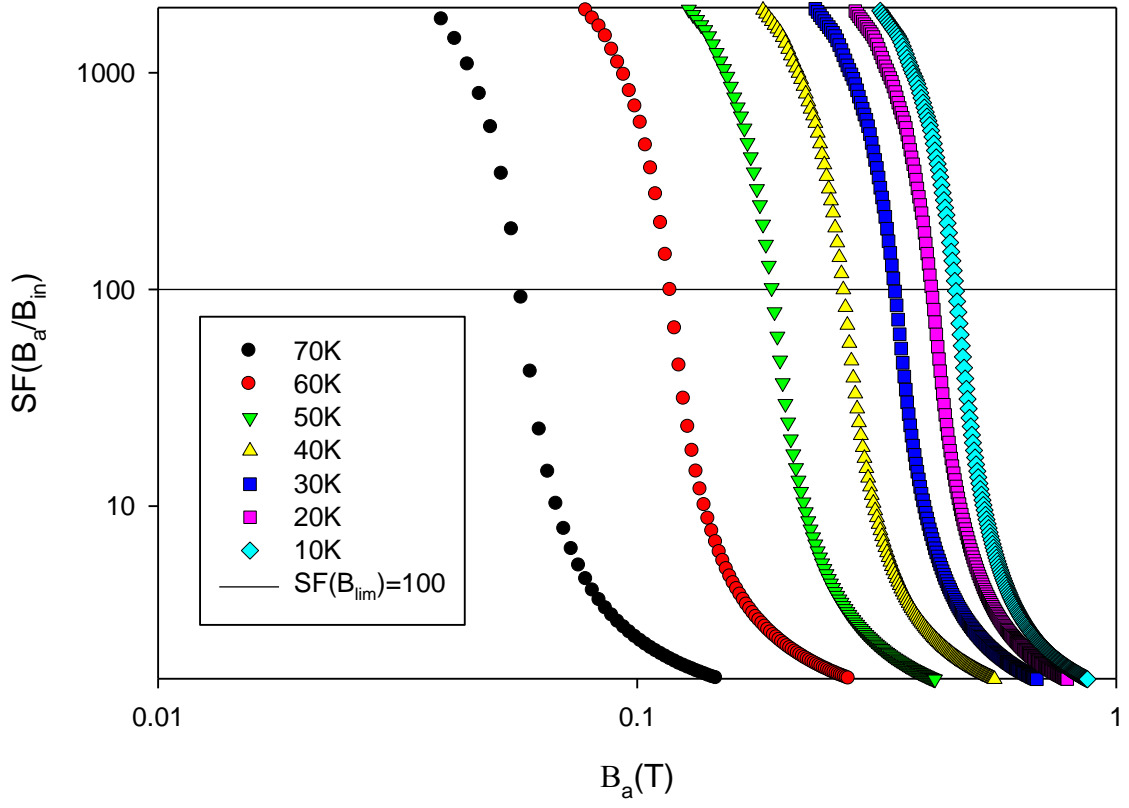
Burada perdeleme faktörünün 100 olarak seçilmesi tamamen keyfidir ancak perdeleme faktörü $B_a < B_{lim}$ olduğu sürece tüp içerisinde dış alanın zayıflamasını ifade eder. Literatürde perdeleme faktörünü 1000 olarak seçen çalışmalarda mevcuttur. Hesaplamaların bu kısmında kullanılan parametreler Tablo 5'de verilmiştir. Hesaplamalarda kullandığımız HTS içi boş silindirin iç yarıçapı $r_{in} = 8 \text{ mm}$, yüksekliği $h_{sc} = 80 \text{ mm}$ ve kalınlığı $w_{sc} = 5 \text{ mm}$ dir.

Bu kısımda perdeleme faktörünün sıcaklık bağılılığına odaklandık. Bu amaçla, 10 K ile 70 K arasındaki belirlemiş olduğumuz sıcaklık değerlerinde (10, 20, 30, 40, 50, 60 ve 70 K) HTS tüpün merkezindeki manyetik akı yoğunluğunu hesapladık. Hesaplama yapılan HTS numunesinin kritik sıcaklığının $T_c = 96 \text{ K}$ olarak alınmaktadır. HTS numunesi süperiletken durumda iken, süpürme hızı (dB_a / dt) $5\mu\text{T/s}$ - $30\mu\text{T/s}$ arasında ayarlanabilen ve 0 dan 1.3 T ya kadar artırılan manyetik akı yoğunluğuna maruz bırakılıyor. Ardından belirlenen sıcaklıklarda, perdeleme yapılabilen maksimum alan

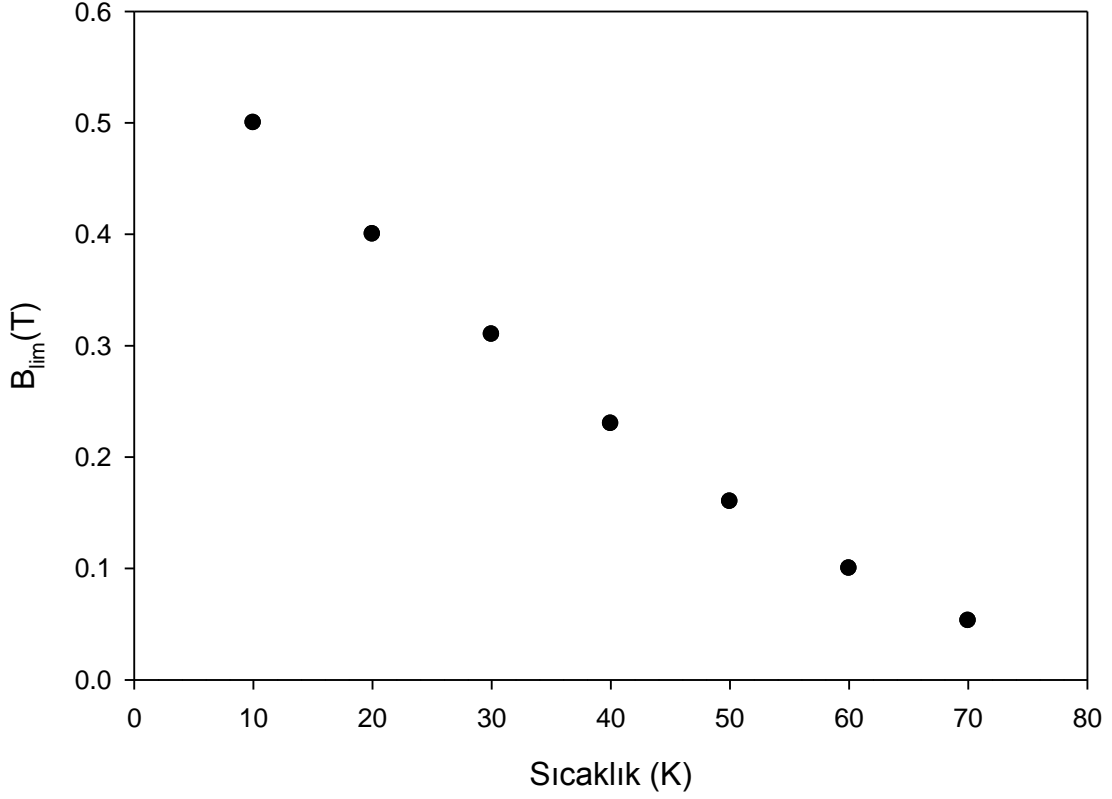
değerleri hesaplandı. Bu kısımda sıcaklığın perdelemeye olan etkileri araştırıldığından manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızı sabit olarak $20\mu\text{T/s}$ olarak alınmıştır. Şekil 3.2 uygulanan manyetik akı yoğunluğuna karşılık içi boş silindirin merkezinde hesaplanan perdeleme faktörünün sıcaklık bağıllığını göstermektedir. Şekil 3.3 ise perdeleme yapılabilen maksimum alan değerinin (B_{lim}) sıcaklığa bağlı grafiğini göstermektedir. Şekil 3.3' de verilen grafiklerden $B_a < 0.05\text{T}$ ve $T = 70\text{ K}$ de, içi boş silindir içerisindeki manyetik akı yoğunluğu (B_{in}) ihmal edilebilir seviyede olduğu açıkça anlaşılmaktadır. Bu değer $T = 10\text{ K}$ sıcaklığına inildiğinde 0.5 T ya ulaşmaktadır. Verilen sıcaklıklarda uygulanan manyetik akı yoğunluğu (B_a) bu değerleri aştığında, içi boş silindir içerisindeki manyetik akı yoğunluğu artmaya başlar. Şekil 3.2 ve Şekil 3.3 ile verilen hesaplamalar literatürdeki deneysel çalışmalarla ve simülasyonlarla uyumludur (Kim vd., 1963; Genenko vd., 1999; Denis vd., 2007b).

Tablo 5. Sıcaklığın perdelemeye etkisi hesaplamaları için geometri ve malzeme parametreleri

Nicelik(Birim)	Tanımı	Değeri
w_{sc} (mm)	İçi boş silindirin kalınlığı	5
h_{sc} (mm)	İçi boş silindirin yüksekliği	80
r_{in} (mm)	İçi boş silindirin iç yarıçapı	8
J_{c0} (A / m ²)	0 K Sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğu	5.87×10^7
E_c (V / m)	Kritik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı üs parametresi	25
B_0 (mT)	Manyetik akı yoğunluğu referans değeri	80
T_c (K)	Kritik sıcaklık	96



Şekil 3.2. Belirlenen sıcaklık değerleri için HTS tüpün merkezinde hesaplanan perdeleme faktörü (SF) eğrileri

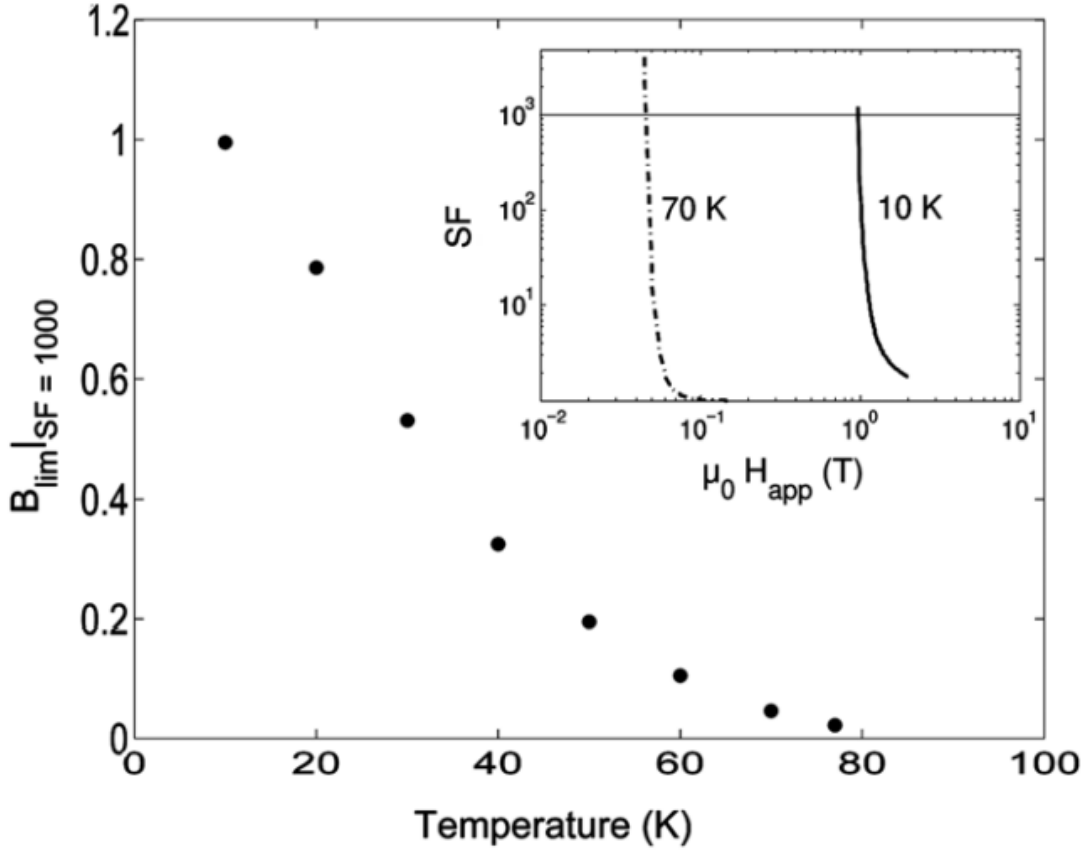


Şekil 3.3. Perdeleme limitinin (B_{lim}), Perdeleme faktörünün $SF = 100$ değerine karşılık gelen uygulanan manyetik alan değerindeki sıcaklık bağılılığı. Bu veriler manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının $dB_a / dt = 20 \mu T / s$. değerinde hesaplanmıştır

Şekil 3.4’de geometri ve malzeme parametreleri tablo 6’da verilen ve Fagnard vd. tarafından yapılan çalışmada sıcaklık değişiminin perdeleme limitine olan etkileri deneysel olarak incelenmiştir (Fagnard vd., 2010). Burada paylaşılan sonuçlar sayısal olarak hesapladığımız ve Şekil 3.2 ve 3.3’de paylaşılan sonuçlarla uyumludur.

Tablo 6. Bi-2223 içi boş silindirin geometri parametreleri

Malzeme	$Bi_{1.8}Pb_{0.26}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$
Yükseklik (mm)	$h_{SC} = 80$
İç yarıçap (mm)	$r_{in} = 6$
Kalınlık (mm)	$w_{SC} = 1.6$



Şekil 3.4. Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun, perdeleme faktörünün 1000 olduğu değerine karşılık geldiği durumdan elde edilen perdeleme limiti B_{lim} 'in sıcaklık bağılılığı. Veriler uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının $dB_a/dt = 125 \mu T/s$ olduğu durumda ölçülmüştür. Küçük resim 10 – 70 K sıcaklık aralığında belirli değerlerde içi boş silindirin merkezinde ölçülmüş perdeleme (SF) faktörü değerleri (Fagnard vd., 2010).

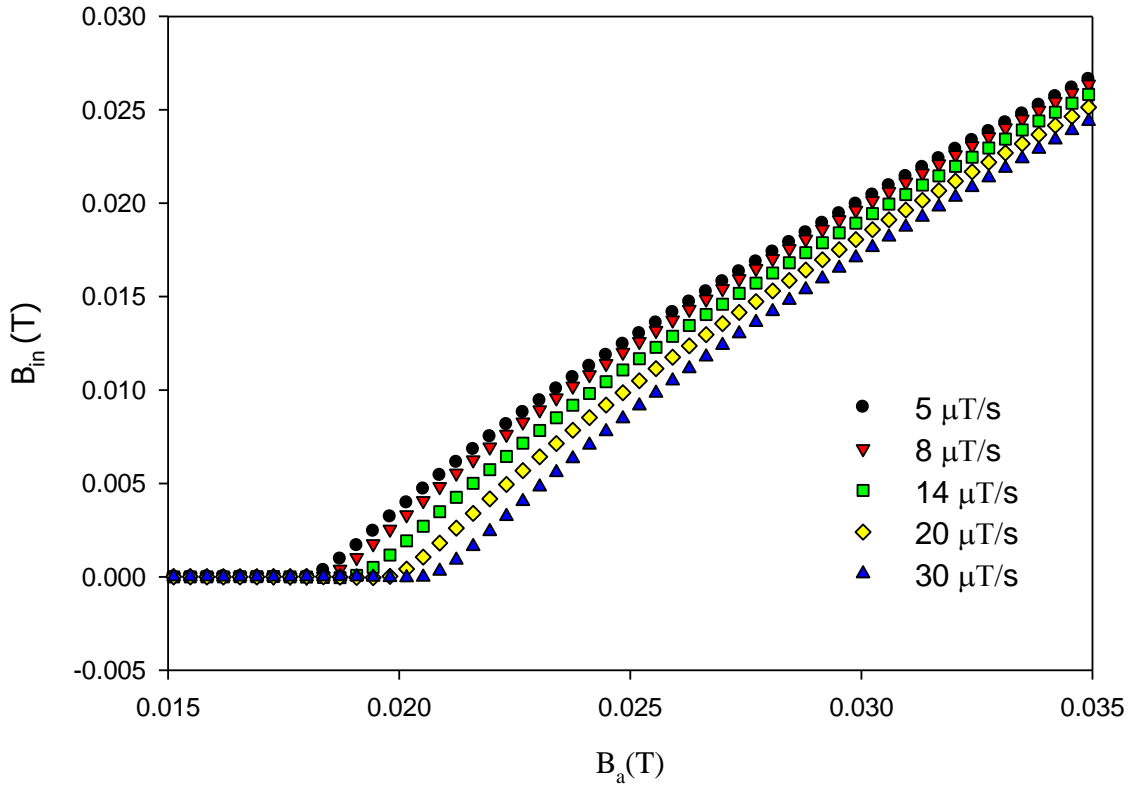
3.1.2. Süpürme Hızının Perdelemeye Etkisi

Bu kısımda, HTS içi boş silindirin merkezindeki manyetik akı yoğunluğu $T=77 K$ 'de ve uygulanan manyetik alan artıyorken, belirlenen süpürme hızlarında, her bir süpürme hızı değeri için hesaplandı. Bu yolla uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının perdeleme limitine (B_{lim}) etkisini görmeyi amaçladık.

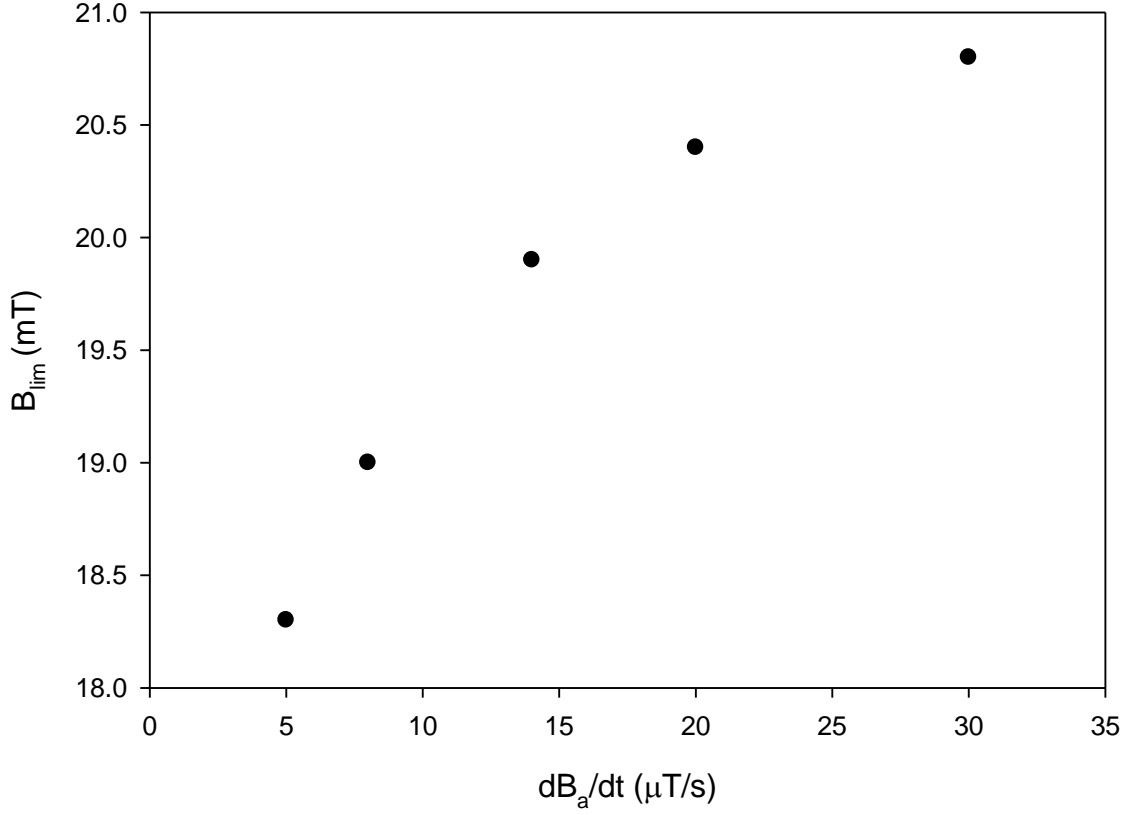
Uygulanan manyetik akı yoğunluğu zamanın bir fonksiyonu olarak lineer lineer şekilde artıyor ve $B_a = 36 mT$ maksimum değerine ulaşıyor. Diğer bir deyişle;

$$B_{app} = f(t).B_{maks} \quad (3.5)$$

Burada $f(t)$ zamana bağlı bir fonksiyon ve B_{maks} ise uygulanan manyetik akı yoğunluğunun maksimum değerini ifade etmektedir. Bu kısımda da daha önce bahsettiğimiz ve Tablo 5 ile verilen geometri parametreleri kullanılmıştır. Burada kritik akım yoğunluğu ise $J_c = 1.91 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ olarak alınmıştır. İçi boş silindirin merkezindeki manyetik akı yoğunluğunun (B_{in}) uygulanan manyetik akı yoğunluğuna (B_a) karşı grafiği şekil 3.5'de verilmiştir. Şekil 3.6'da ise perdeleme limitine (B_{lim}) karşı uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızı (dB_a/dt) ilişkisini göstermektedir. Süpürme hızı $dB_a/dt = 5 \mu\text{T/s}$ olduğunda $B_{lim} = 18.31 \text{ mT}$ ve $dB_a/dt = 30 \mu\text{T/s}$ yapıldığında bu değer $B_{lim} = 20.81 \text{ mT}$ değerine ulaşmaktadır. Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızındaki artışın, perdeleme limitini artırmasının temel nedeni manyetik akının numuneye nüfuz etmek için yeterince zaman bulamamasından kaynaklanmaktadır. Bu veriler literatürde yapılan deneysel çalışma ile uyumludur (Denis vd., 2007b).

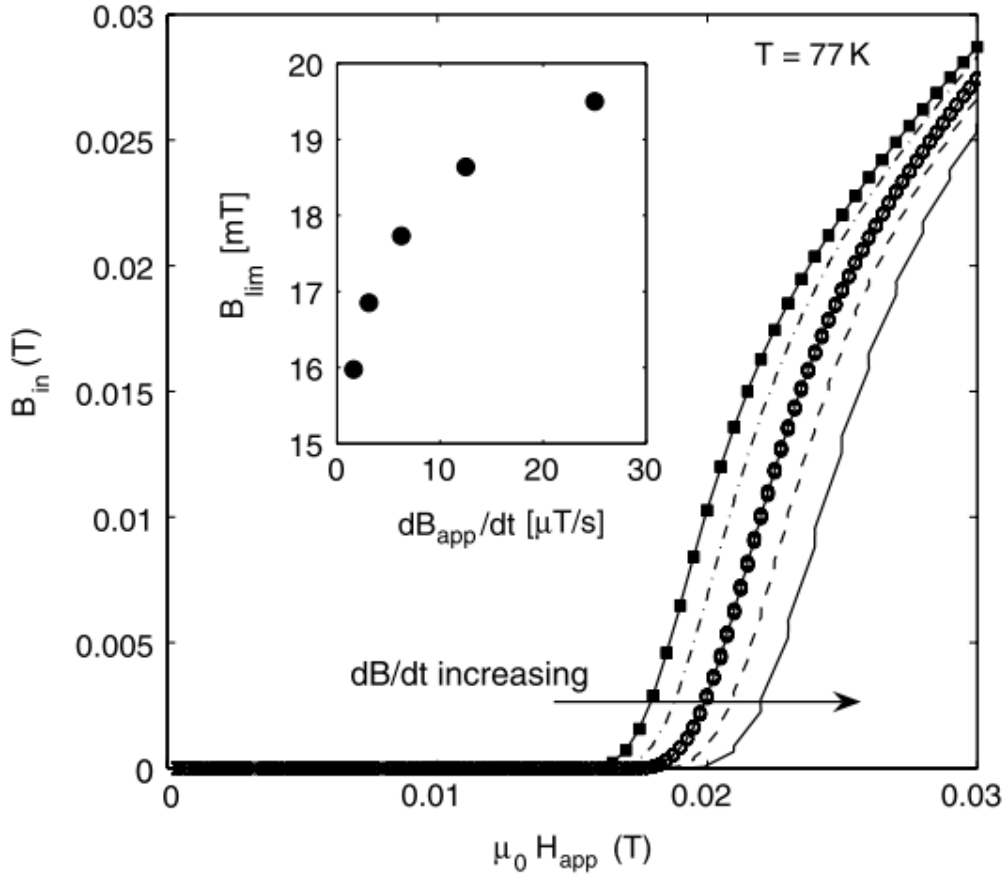


Şekil 3.5. HTS tüpün merkezinde, T=77 K sıcaklığında hesaplanan manyetik akı yoğunluğunun (B_z), uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızı (dB_a/dt) ile ilişkisi



Şekil 3.6. $T=77$ K sıcaklığında hesaplanan perdeleme limitinin (B_{lim}) süpürme hızı (dB_a/dt) ilişkisi

Şekil 3.7’de geometri parametreleri Tablo 6 de verilen ve Fagnard vd. tarafından yapılan çalışmada tüpün merkezindeki manyetik akı yoğunluğunun, (B_{in}) uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızına (dB_a/dt) göre değişimini gösteren ölçüm sonuçları sunulmaktadır (Fagnard vd., 2010). Bahsedilen bu çalışmanın sonuçları ile yapmış olduğumuz sayısal hesaplamaların sonuçları (Şekil 3.5 ve 3.6) birbiri ile uyumludur.



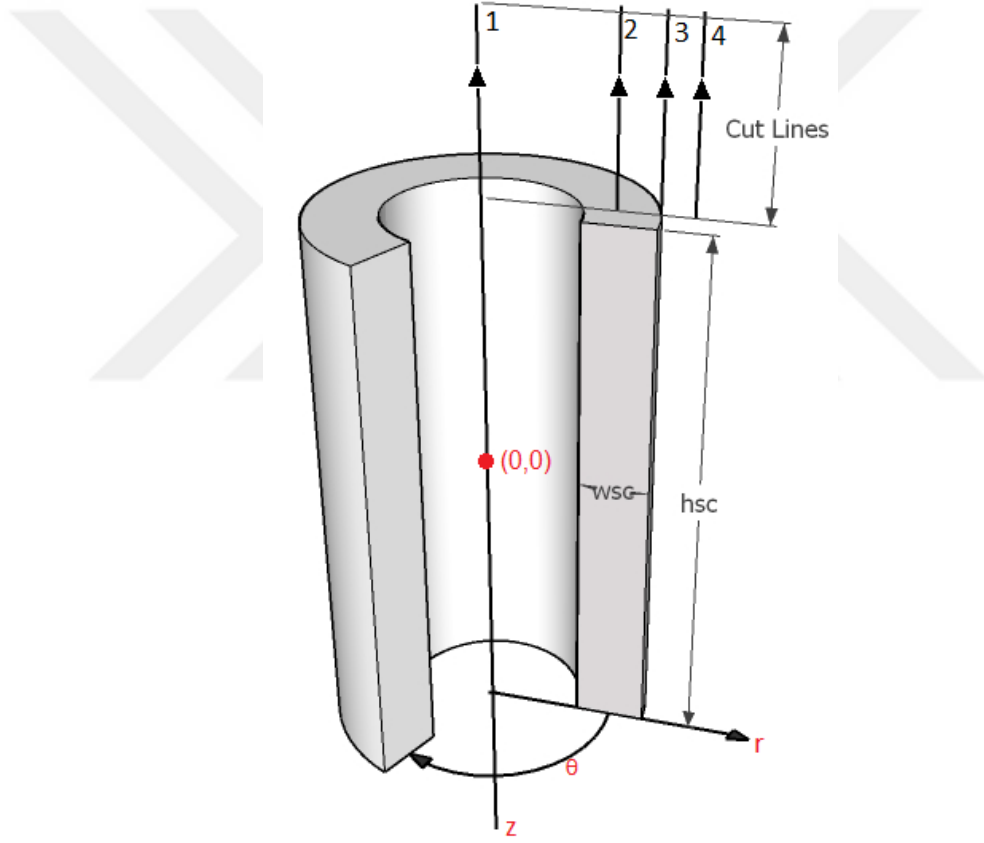
Şekil 3.7. Bi-2212 içi boş silindirde 77 K sıcaklığında, süpürme hızına (dB_a/dt) göre değişimi ölçülen B_{in} ($\mu_0 H_z$). Küçük resim: Perdeleme limitinin (B_{lim}) sıcaklığa göre değişimi (Fagnard vd., 2010). (Burada ölçüm yapılan geometri parametreleri Tablo 5’de verilenlerle aynıdır)

3.1.3. Perdeleme Alanlarının Hesaplanması

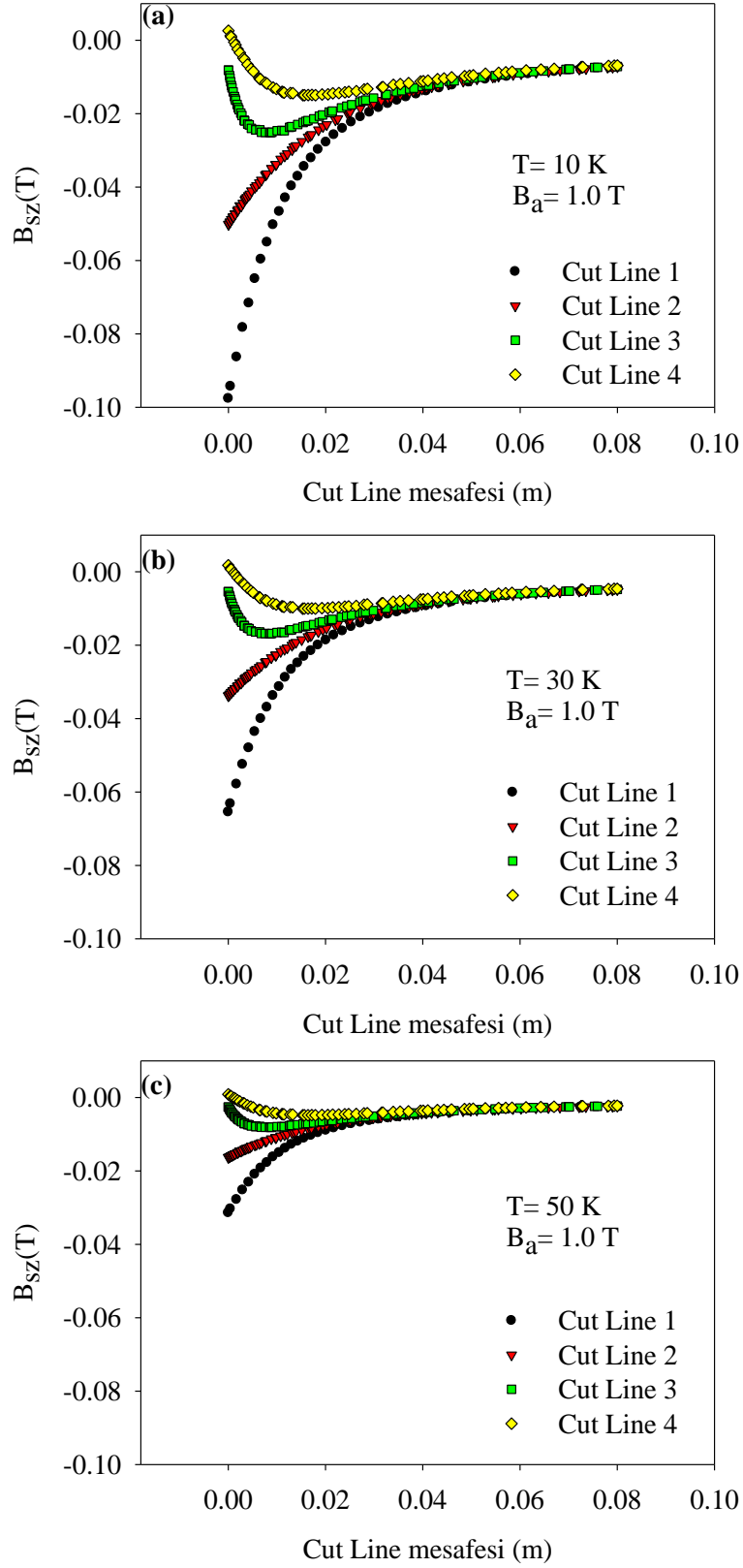
Bu kısımda manyetik indüksiyon diğer bir deyişle perdeleme alanları (B_z) $T = 10, 30$ ve 50 K için ayrı ayrı hesaplandı. Her bir sıcaklıkta uygulanan manyetik akı yoğunluğu (B_a) 0 dan 1.3 T ya artırıldı. B_z profilleri, Hall Probe ölçümlerini taklit eden ‘‘Cut Line’’ özelliği yardımıyla hesaplandı. Ölçümlerde kullanılan ‘‘Cut line’’ konumları ve yönelimleri Şekil 3.8’de verilmiştir. Uygulanan manyetik alan artıyorken HTS içi boş silindir perdeleme manyetik indüksiyon alanı (B_{sz}) üretir ve aşağıdaki ifade ile hesaplanır.

$$B_{sz}(z) = B_z - B_a \quad (3.6)$$

$B_{sz}(z)$ profilleri, sabit sıcaklıklarda ve uygulanan manyetik akı yoğunluğu $B_a = 1.0$ T iken elde edilmiştir. Şekil 3.9 (a), (b) ve (c)'de bu $B_{sz}(z)$ profilleri verilmektedir. Eksenel yön boyunca Cut line'ların başlangıç noktaları, HTS tüpün z-ekseni boyunca uzanan merkez doğrusuna paralel olacak şekilde belirlenmiştir. Belirlenen Cut Line'ların pozisyonları Şekil 3.8'de verilmiştir. Hesaplamalar sonucunda beklenildiği gibi, perdeleme alanı $B_{sz}(z)$ HTS tüpün merkez doğrusu üzerinde belirlenen Cut Line 1 üzerinde maksimum değerler almaktadır. Demanyetizasyon etkileri yüzünden, kenarlara doğru gidildikçe perdeleme alanının değeri azalmaktadır. $B_{sz}(z)$ için pozitif değerler yalnızca Cut Line 4 üzerinden yapılan hesaplamalarda ortaya çıkmaktadır.

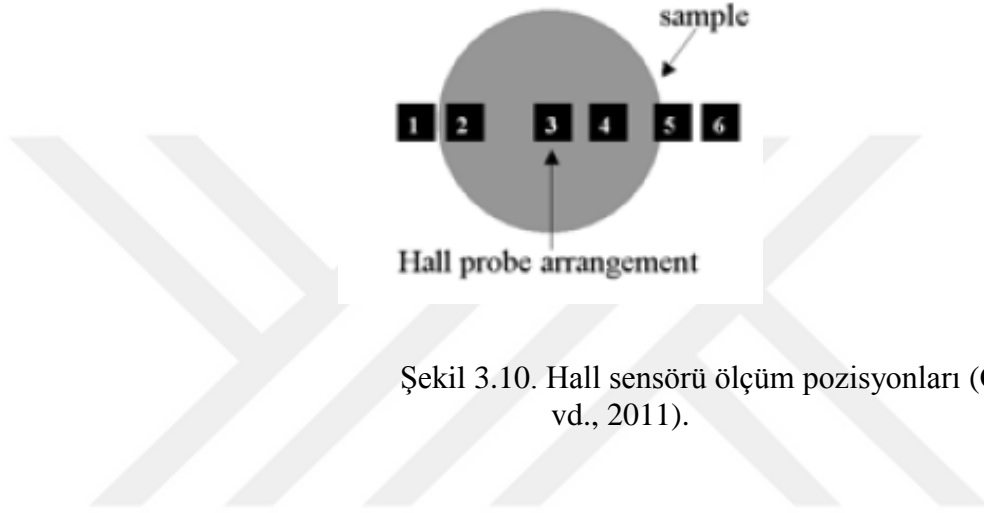


Şekil 3.8. HTS tüpün Cut Line' ları içeren 3-boyutlu şematik gösterimi, burada Cut Line' lar 8 mm uzunluğunda ve z-eksenine paralel uzanmaktadır

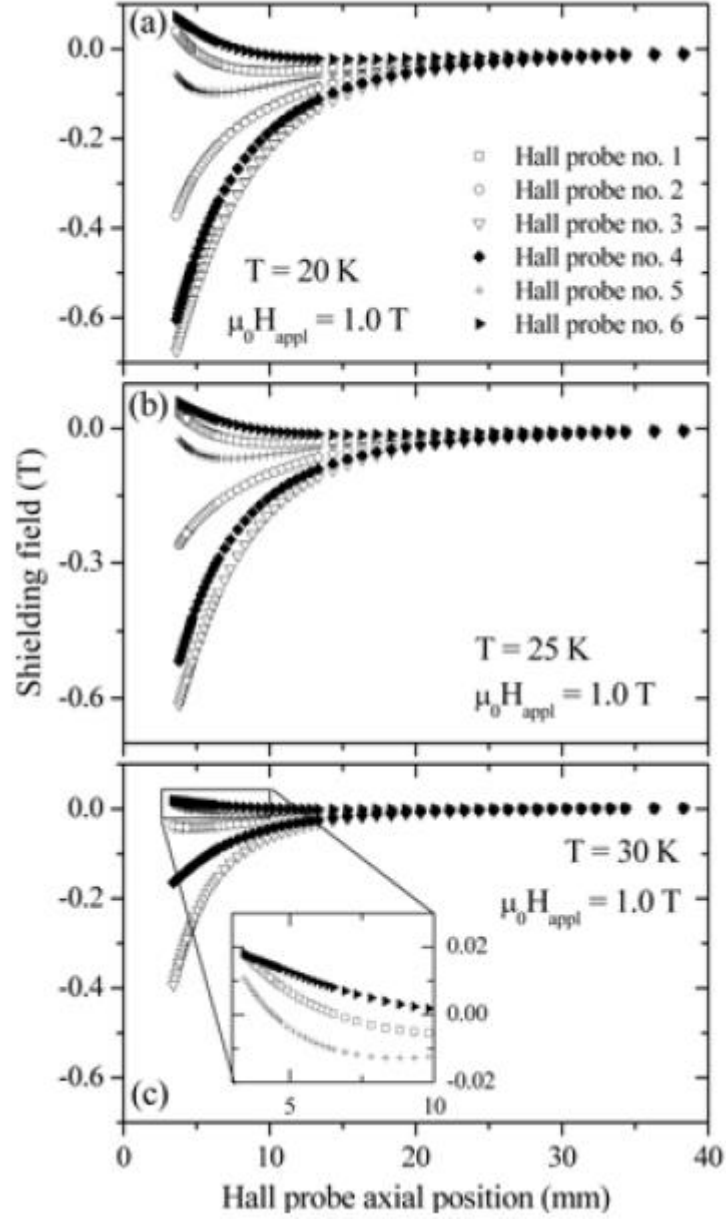


Şekil 3.9. Cut Line mesafeleri boyunca perdeleme alanının değişimi. (a) $T=10 \text{ K}$, (b) $T=30 \text{ K}$ ve (c) $T=50 \text{ K}$ için yapılan hesaplamaları göstermektedir. Tüm durumlardaki veriler $B_a = 1.0 \text{ T}$ değerinde hesaplanmıştır

Şekil 3.10'da verilen deneysel araştırmada, yarıçapı 20.30 mm ve yüksekliği 3.44 mm olan disk geometrisi üzerinden Hall sensörü yardımıyla belirli hatlar üzerinde yapılan manyetik indüksiyon alanları ölçüm yerleri gösterilmektedir. Şekil 3.11'de ise bu ölçüm yerleri üzerinden aksenal mesafeye göre farklı sıcaklıklarda ve dış alanın $B_a = 1.0$ T olduğu anda ölçülen manyetik-indüksiyon alanları değişimi verilmektedir (Gozzelino vd., 2011).



Şekil 3.10. Hall sensörü ölçüm pozisyonları (Gozzelino vd., 2011).



Şekil 3.11. Perdeleme manyetik-indüksiyon alanlarının B_{sz} , aksel bileşenleri profilleri a) $T = 20$ K b) $T = 25$ K ve c) $T = 30$ K. Tüm durumlar uygulanan manyetik akı yoğunluğunun $B_a = 1.0$ T anında hesaplanmıştır. Ölçüm yapılan Hall sensör pozisyonları Şekil 3.10'da gösterilmektedir (Gozzelino vd., 2011).

3.2. Ferromanyetik Kaplama

Süperiletkenlik ve ferromanyetizma görünürde farklı malzeme özellikleridir. Etkileşimlerine izin verildiğinde, hem mikroskobik hem de makroskobik ölçekte çeşitli ilginç fiziksel etkilere neden olurlar. Mikroskobik ölçekte, süperiletkenlik ve ferromanyetizma termodinamik olarak rekabet eden farklı elektronik durumları barındırırlar (Fauré vd., 2007). Süperiletkenlik ve ferromanyetizmin katı bileşiklerde bir arada bulunması muhtemel değilken, bir arada var olan kolerasyonlar katmanlı ferromanyetik/süperiletken (F/S) heteroyapılar olarak bulunabilir (Fauré vd., 2007). Yakınlık etkileri sayesinde, Cooper çiftlerinin ferromanyetik katmana nüfuz etmesine imkan verilir ve süperiletkenlik korelasyonları indüklenir. Bu davranış spin-valf sistemlerinin temel çalışma prensibini oluşturur. Bu sistemde yakınlık etkisi, üç katmanlı F/S/F yapısının bir dış manyetik alan vasıtasıyla elektriksel direncini kontrol etmek için kullanılır (Gu vd., 2002).

Makroskobik ölçekte, süperiletkenler ve ferromanyetik maddeler birbirleri ile rekabet eden farklı manyetik özellikler sergilerler: Manyetik alana maruz bırakıldıklarında, süperiletkenler indüklenmiş süperakımlar üreterek maruz kaldıkları manyetik alan çizgilerini dışarılamaya meyillidirler (Seeber, 1998; Denis vd., 2007b, 2007a). Aksine, ferromanyetik maddeler dış alana maruz kaldıklarında manyetik domainleri dış alan boyunca yönelerek, alan çizgilerini kendi hacimlerinde yoğunlaştırmaya meyillidirler (Jackson ve Fox, 1999). Manyetik alana karşı gösterilen bu farklı davranışlardan pek çok uygulamada yüksek sıcaklık süper iletkenlerinin (HTSs) verimliliğini geliştirmek için faydalanılır. Bu uygulamaların başlıcaları;

1. HTS şeritlerde akım taşıma verimlerinin artırılması, malzeme yüzeyine ferromanyetik kaplamalar yapılarak başarılmıştır (Itoh vd., 1993; Majoros vd., 2000; Kov c vd., 2003; Gömöry, 2006; Amemiya ve Nakahata, 2007; Grilli vd., 2007; Gu vd., 2007; Mawatari, 2008; Gömöry vd., 2009). Bu F/S hibrit yapılarda, ferromanyetik örtü içerisindeki manyetik alan çizgilerinin yoğunluğu, süperiletken şerit içerisindeki öz-alanı zayıflatır. Bunun sonucu olarak alternatif akım (AC) kayıpları azalması ile daha yüksek kritik akım yoğunluğuna ulaşmak mümkün olur.

2. Yumuşak demir bağlantılar HTS akı tuzaklama mıknatıslarında manyetik akıyı artırma ve düzenli hale getirmede HTS ile kombine olarak kullanılırlar (Campbell ve

Cardwell, 1997; Granados vd., 2007). Bu yapılar HTS motor uygulamalarında oldukça önemlidir.

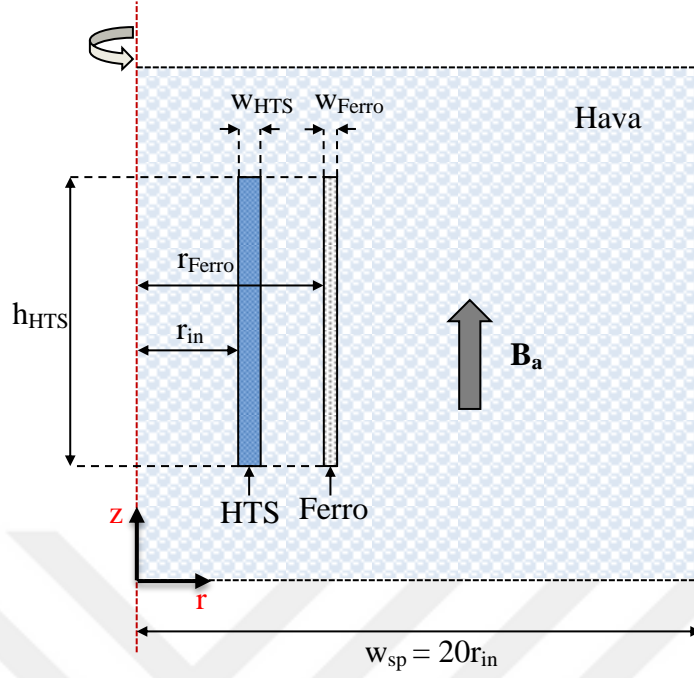
3. II. Tip süperiletken tüpler düşük frekanslı manyetik alanları perdelemeye, ferromanyetik silindirlere kıyasla daha verimlidirler (Denis vd., 2007b, 2007a). Hatta HTS tüplerin aksenel ve enine olarak manyetik perdeleme özellikleri, tüpün yüzeylerine ferromanyetik kaplamalar yapılarak daha da geliştirilebilir (Itoh vd., 1993, 1996; Itoh, 1994; Mori vd., 1997; Yampolskii vd., 2006).

Tez çalışmasının bu kısmında, manyetik perdeleme için tasarlanmış farklı kombinasyonlarda ferromanyetik kaplamalar yapılan F/S ortak eksenli tüplere odaklanıldı. Literatürde bu şekildeki sistemler üzerine yapılan pek çok çalışmalar mevcuttur (Itoh vd., 1993, 1996; Itoh, 1994; Mori vd., 1997). Bu çalışmalardan pek çoğu deneysel ve ferromanyetik kaplamanın süperiletken tüpün dış yüzeyinde olduğu duruma odaklanmaktadır (Ferro-Dışarda Durumu). Bir diğer kombinasyon ise ferromanyetik kaplamanın süperiletken tüpün iç yüzeyinde olduğu durumdur (Ferro-İçerde Durumu). Bu durumda sorulabilecek en temel soru süperiletken tüp yüzeylerine yapılan ferromanyetik kaplamaların, sistemin manyetik cevabı üzerinde sahip olduğu etki nedir? Ayrıca bu etki, yapılan kaplamanın konumuna, kalınlığına vb. özelliklerine hangi ölçüde bağlıdır? Cevapsız kalan bir diğer sorular ise, hibrit F/S sisteminin perdeleme özelliği, ferromanyetik tabakanın manyetik doyumu ile nasıl etkileneceği, perdeleme özelliklerini optimize etmek için, ferro-kaplı HTS tüp sisteminin katmanları nasıl tasarlanmalı? Çalışmanın bu kısmında sayısal modelleme aracılığıyla F/S hibrit manyetik perdeleme üzerine bu soruların cevaplarını araştırmaya odaklandık. Literatürde makroskobik F/S yapıları ile pek çok modelleme, HTS şeritlerde ferromanyetik altlıklar veya kaplamalar ile manyetik akı profillerini ve AC kayıplarını hesaplamak için geliştirildi. Bu modellemelerde genellikle ticari yazılım üzerinden uygulanan sonlu elemanlar yöntemi kullanılmaktadır (Gömöry, 2006; Amemiya ve Nakahata, 2007; Gu vd., 2007; Gömöry vd., 2009). Bu kısımda HTS ve ferromanyetik maddeden oluşan iki eş eksenli tüp sisteme, uygulanan aksenel manyetik alanın nüfuzu hesaplandı. Yapmış olduğumuz modelleme HTS ve ferromanyetik malzemelerin lineer olmayan öz dirençlerini de hesaba katmaktadır. Bu modelleme yardımıyla, ferromanyetik tabakanın bulunduğu yere göre (Ferro-İçerde, Ferro-Dışarda) konfigürasyonları için hesaplama ve kıyaslamalar yapıldı. Özellikle, hibrit yapının perdeleme verimliliğine, ferromanyetik katmanın etkileri çalışıldı ve ferromanyetik

tabakanın geometri parametrelerinin uygun olarak seçimi ile perdeleme verimliliğinin iyileştirilip iyileştirilemeyeceği araştırıldı.

3.2.1. Makroskobik F/S Yapıları İçin Modelleme

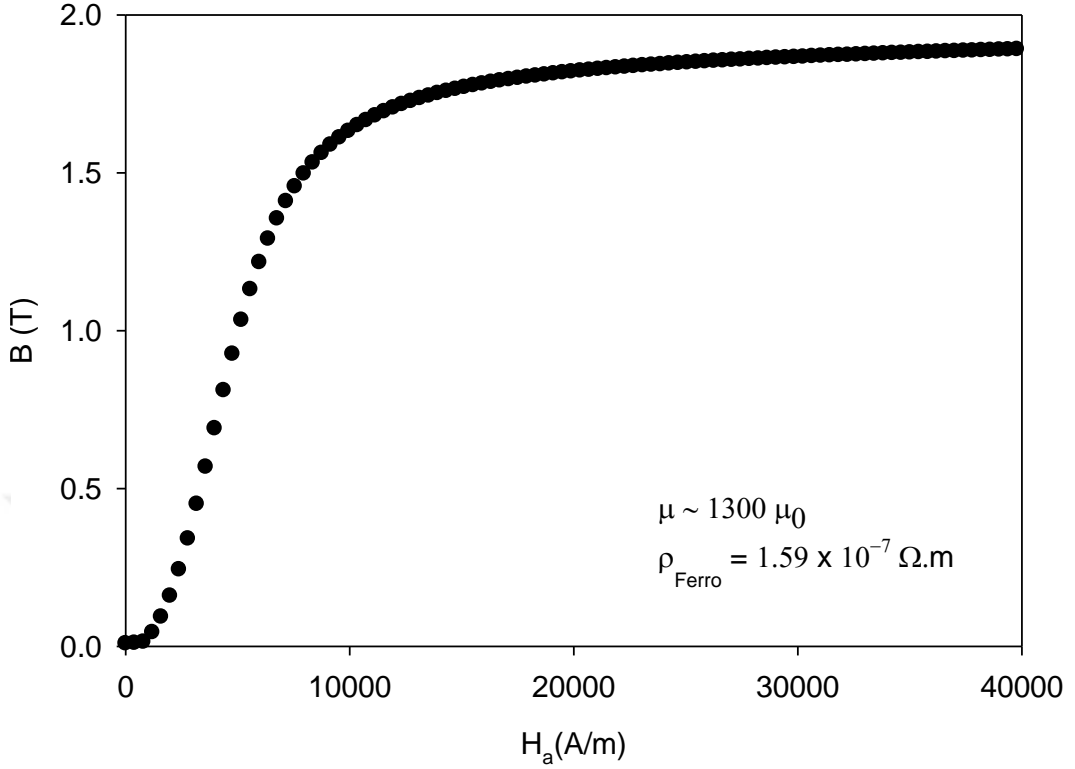
Makroskobik F/S hibrit yapısı, sonlu uzunluktaki eş-eksenli bir HTS ve bir ferromanyetik tüpün iç-içe geçmesi ile oluşmaktadır. Sistem tüplerin eksenlerine paralel ve belirli bir dış manyetik alana maruz bırakılmaktadır. Hesaplama süresini azaltmak ve ortaya çıkabilecek problemleri en aza indirmek için, modelleme 2-boyutlu ekstenel simetride gerçekleştirildi. Şekil 3.12 hava tarafından çevrelenen iç-içe geçmiş her iki tüpü içeren simülasyon geometrisinin şematik çizimini göstermektedir. Simülasyonlar, 2-boyutlu geometrinin z-ekseni etrafında döndürülmesiyle oluşan 3-boyutlu geometri üzerinden gerçekleştirilmiştir. Burada hava bölgesi kenar uzunluğu $w_{sp} = 20 r_{in}$ olan bir kare olarak alınmıştır. Ayrıca r_{in} HTS tüpün iç yarıçapına karşılık gelmektedir. w_{sp} optimize edilirken, bu değer belli aralıklarla değiştirilmiş ve deneme yanılma yolu ile HTS tüpün kenarlarında hesaplanan manyetik akı yoğunluğuna, w_{sp} değişiminin etkileri ihmal edilecek seviyeye ulaştığındaki en küçük değerler tercih edilmiştir. Bunun nedeni geometrinin boyutlarının büyümesinin hesaplama süresini oldukça artırıyor olmasıdır.



Şekil 3.12. Simulasyon bölgesinin aksel simetrik çizimi. Burada B_a zamana bağlı uygulanan manyetik akı yoğunluğu ve $w_{sp} = 20r_{in}$ olup şekildeki gösterim temsili çizimdir

Yapmış olduğumuz simülasyonlarda kullanılan geometri ve malzeme parametreleri ticari olarak üretilmiş $Bi_{1.8}Pb_{0.2}Ca_2Cu_3O_{10+x}$ (Bi-2223) tüp için (Fagnard vd., 2010) ölçülmüş değerler kullanılmıştır ve bu parametreler Tablo 7’de listelenmiştir. Öncesinde bu numunenin malzeme parametreleri, zamanın bir fonksiyonu olarak uygulanan manyetik alan altındaki ölçümlerden elde edilmiştir. Yapmış olduğumuz hesaplamalarda aynı parametreler kullanıldı (Denis vd., 2007b; Gu vd., 2007). HTS tüp için, $\mu_{HTS} = \mu_0$ olarak alınmıştır.

Bu bölümde yapmış olduğumuz hesaplamalarda kullanılan ferromanyetik malzeme 1020 karbon çelik olarak seçilmiştir. 1020 karbon çeliği B-H karakteristiği Şekil 3.13’de sayısal olarak hesaplanmış durumu verilmektedir. Ferromanyetik maddelerin histeresiz olmaksızın tersinir manyetik davranışa sahip oldukları kabul edildi.



Şekil 3.13. Ferromanyetik tüpün (1020 karbon çeliği) hesaplanan B-H eğrisi

Yapmış olduğumuz simülasyonlarda Langevin denklemi kullanıldı (Blundell ve Thouless, 2003):

$$B = \mu_0 \left\{ M_0 \left(\coth(\alpha H) - \frac{1}{\alpha H} \right) + H \right\} \quad (3.7)$$

İlk olarak bu denklem de veriye uyum sağlamak amacıyla $M_0 = 1.5 \times 10^6$ A/m ve $\alpha = 2.7 \times 10^{-3}$ (A/m) $^{-1}$ olarak belirlendi. Sonra manyetik geçirgenliğin tersi $\nu(B) = B/H$ tablo haline getirildi ve enterpole edildi. Bu işlemler sonucunda, ~ 1300 'lük düşük alan nispi manyetik geçirgenlik elde edildi.

Simülasyon bölgesinin dış bileşenlerine sınır koşulları uygulandı (Şekil 3.12). Simetri eksenini (z-ekseni) boyunca ve içi boş silindirin iç çeperinde, simetri sebebiyle manyetik alan, $H=0$ dır. Aynı sebeple manyetik akı yoğunluğu B 'nin düzlemdeki bileşeni, simetri eksenini boyunca yok olmaya zorlanır. Son olarak, simülasyon bölgesinde içi boş silindir eksenine paralel olarak, zamana bağlı değişim gösteren uygulanan manyetik akı

yoğunluğu, B_a tanımlandı ($B_a(t) = f(t) \cdot B_{maks}$). Uygulanan manyetik akı yoğunluğu sabit bir süpürme hızı ile artırıldı. Burada uygulanan manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızı, $dB_a/dt = 2 \text{ mT/s}$ olarak seçilmiştir.

Yapmış olduğumuz modellemelerin genel çerçevesini denklem (2.10) teşkil etmektedir. Bu eşitlik daha önce belirlediğimiz sınır şartlarını içerir ve denklem (2.4) ve (2.5) ile de eş güdüm içerisinde çalıştırılır. Yapmış olduğumuz modellemenin çözümü için, Şekil 3.12'de gösterilen simülasyon bölgesinin 2-boyutlu örgülemesi (meshing) üzerinden sonlu elemanlar yöntemi (FEM) kullanıldı. Yapılan çözümün sayısal hesaplamaları Comsol Multiphysics 4.3b yazılımı kullanılarak gerçekleştirildi (URL-1 2020). Yazılımın arka planı geçici yinelemeler (iteration) için Geri Euler metodunu içermektedir. Her bir zaman adımında, sabit nokta üzerinden yineleme döngüsü lineer olmayan terimlerin çözümü için çalışır. Sayısal hesaplama sürecinin ayrıntıları (Zhang ve Coombs, 2012; Celebi vd., 2015) da verilmiştir.

Zaman adımı seçimi makul bir yakınsama oranı ve simülasyonun doğruluğu arasındaki uyum üzerinden belirlenir. Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun ardışık iki adım arasındaki artış miktarı 2 mT olması için, geçici yinelemeler için zaman adımını deneme yanılma yoluyla 1 s olarak ayarlandı. Hesaplamalar, sırasında, manyetik malzemenin aşırı şekilde lineer olmayan manyetik geçirgenliğe sahip olması, daha küçük zaman adımlarını gerektirdi. Zaman adımlarının aşırı derece küçülmesi simülasyon süresinin artışına sebep olurken geniş zaman adımlarının da hesaplamalarda doğruluğu azalttığı anlaşıldı.

3.2.2. Tüplerin Perdeleme Özelliklerinin Ayrı-Ayrı Modellemesi

Bir HTS tüpün yapabildiği manyetik perdeleme genellikle perdeleme faktörü (SF) ile hesaplanır. Daha önceki bölümlerde perdeleme faktörü ile ilgili bazı ayrıntıları vermiştik. Kısaca SF perdeleme faktörü; malzemeye uygulanan manyetik alanın ne kadarlık bir kısmının, malzeme merkezinde hissedildiği hissedildiğinin bir ölçüsü olarak tanımlanabilir. Perdeleme faktörü aynı zamanda malzemenin yapabileceği perdeleme limitinin belirlenmesinde kolaylık sağlamaktadır. Bu kısımda, ferromanyetik ve süperiletken tüplerin ayrı-ayrı kullanıldıklarında perdeleme özelliklerini incelemeye odaklandık. HTS ve ferromanyetik tüpün merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunluğu sırasıyla Şekil 3.14, 3.15 (a) ve (b) de uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak

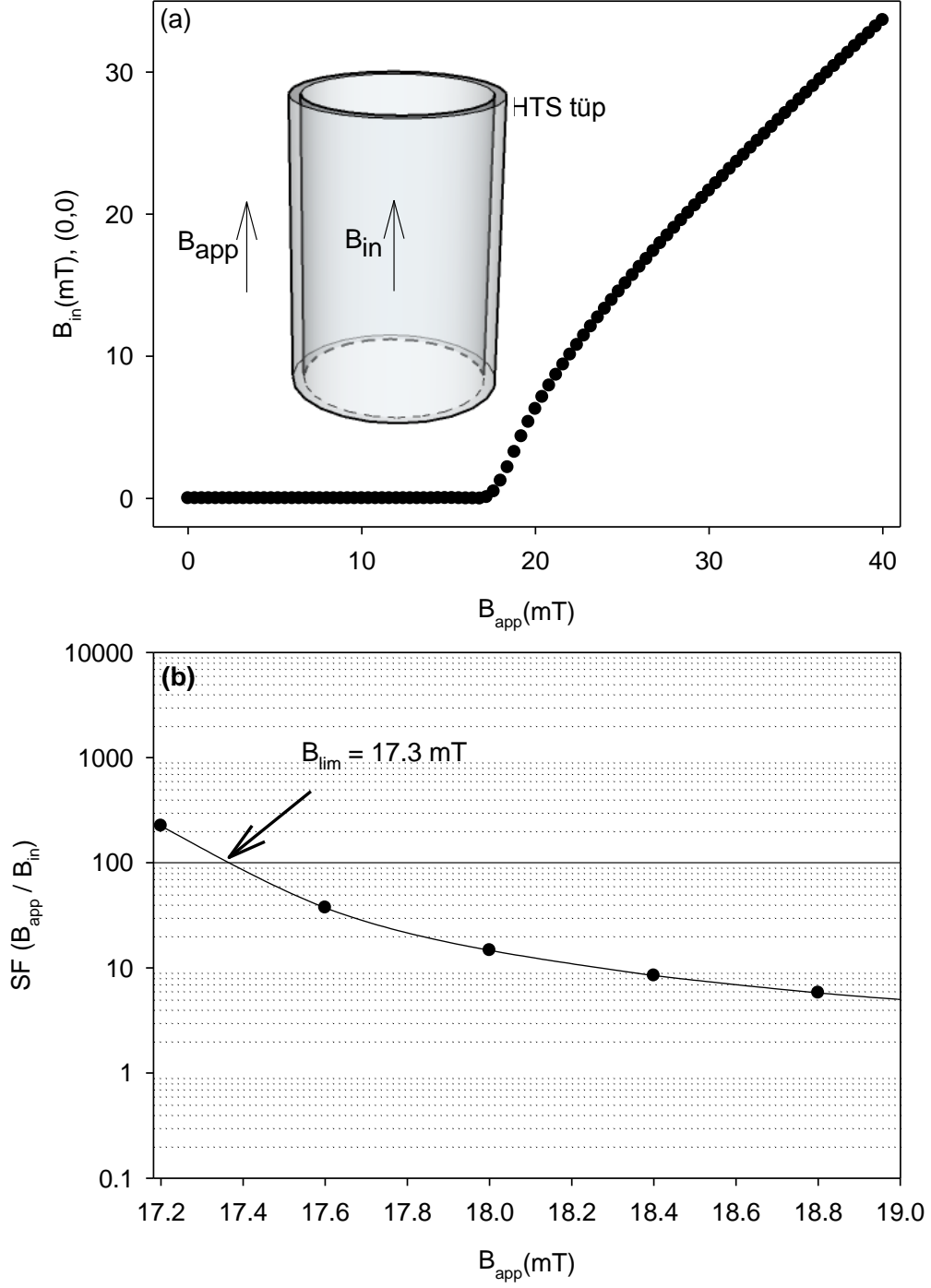
verilmektedir. Burada uygulanan manyetik akı yoğunluğu 0 - 50 mT arasında artırılmaktadır. HTS tüpe ait geometri ve malzeme parametreleri Tablo 7’de listelenmektedir. Ferromanyetik tüpün yüksekliği HTS malzeme ile eşit olarak $h_{\text{Ferro}} = 80$ mm ve kalınlığı $w_{\text{Ferro}} = 1$ mm olarak ayarlanmıştır.

Tablo 7. HTS tüpün geometri ve malzeme parametreleri

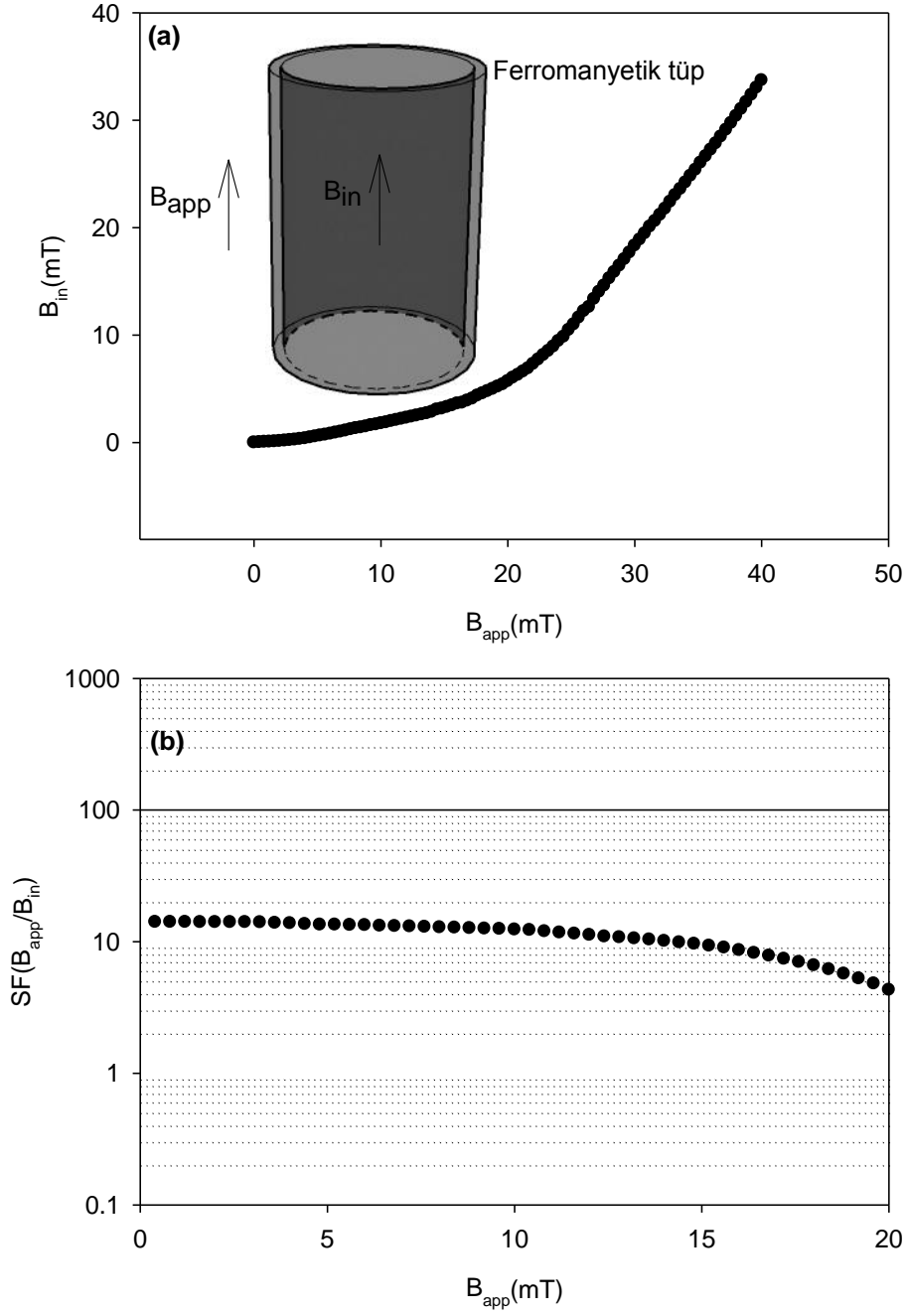
Nicelik(Birim)	Tanımı	Değeri
w_{SC} (mm)	İçi boş silindirin kalınlığı	1.6
h_{SC} (mm)	İçi boş silindirin yüksekliği	80
r_{in} (mm)	İçi boş silindirin iç yarıçapı	6
J_{c0} (A / m ²)	0 K Sıcaklığındaki kritik akım yoğunluğu	2×10^7
E_c (V / m)	Kritik elektrik alan	1×10^{-4}
n	E-J bağıntısı üs parametresi	25
B_0 (mT)	Manyetik akı yoğunluğu referans değeri	5

HTS tüp içerisinde, $B_a < 17$ mT olduğu durumda B_{in} ihmal edilebilecek ölçüde küçük değerlere sahip olmaktadır. $B_a > 18$ mT değerini aştığı durumda $B_{\text{in}} - B_a$ eğrisi keskin bir kırılma yaparak, B_{in} uygulanan manyetik akı yoğunluğunun artışıyla orantılı olarak artmaya başlar. Şekil 3.14 (b) de $B_a = 17$ mT civarında hesaplanan perdeleme faktörü eğrisini göstermektedir. Buradan perdeleme limiti $SF = 100$ için, $B_{\text{lim}} = 17,30$ mT olduğu bulunur. Bu değer (Seeber, 1998; Fagnard vd., 2009) da verilen deneysel veriler ve simülasyonlarla uyumludur.

Ferromanyetik tüpte $B_a < 15$ mT olduğu durumda manyetik akı yoğunluğu, uygulanan akı yoğunluğu ile neredeyse lineer olarak artış göstermekte. Şekil 3.15 (b)’de gösterilen perdele faktörü eğrisi, B_{lim} tanımlaması için eşik değeri olan $SF = 100$ değerinden daima küçüktür. Şekil 3.14 ve 3.15’ de verilen hesaplama sonuçlarından anlaşılıyor ki ferromanyetik tüp eksenel konfigürasyonda bir HTS tüpten daha düşük seviyede manyetik perdeleme yapabilmektedir.



Şekil 3.14. (a) Zamanın bir fonksiyonu olarak uygulanan manyetik akı yoğunluğunda HTS tüp merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunluğu B_{in} , (b) HTS tüp için hesaplanan perdeleme faktörü eğrisi ve perdeleme limiti B_{lim} değerinin belirlenmiş durumu gösterilmektedir



Şekil 3.15. (a) Zamanın bir fonksiyonu olarak uygulanan manyetik akı yoğunluğunda ferromanyetik tüpün merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunlukları, (b) $SF = B_a/B_{in}$ olarak tanımlanan perdeleme faktörünü göstermektedir. Ferromanyetik tüpün yüksekliği $h_{Ferro} = 80$ mm, kalınlığı $w_{Ferro} = 1$ mm ve iç yarıçapı $r_{Ferro} = 7.6$ mm dir

Bu çalışmada ferromanyetik tüpün perdeleme faktörü için hesaplamış olduğumuz simülasyon sonuçları (Mager, 1968, 1970) referanslarında verilen yaklaşık analitik ifadelerle uyumludur. Manyetik alan tüp eksenine paralel olarak uygulandığında ferromanyetik tüpün perdeleme faktörü (Li Qingmeng vd., 2012),

$$SF_{\text{Ferro}} \sim 4N \frac{\mu_r w_{\text{Ferro}}}{r_{\text{dış}}} + 1 \quad (3.8)$$

ifadesi ile verilir. Burada, μ_r bağıl manyetik geçirgenlik, w_{Ferro} ferromanyetik kaplamanın kalınlığı, N bir elipsoid için demanyetizasyon faktörü ve $r_{\text{dış}}$ dış yarıçaptır ($w \ll r_{\text{dış}}$) (Li Qingmeng vd., 2012).

$$N = \frac{1}{p^2 - 1} \left(\frac{p}{\sqrt{p^2 - 1}} \ln \left(p + \sqrt{p^2 - 1} \right) - 1 \right) \quad (3.9)$$

Burada $p = h/r_{\text{dış}}$ (h tüpün yüksekliği). Ferromanyetik malzemenin lineer olmayan özelliklerinden dolayı, bağıl manyetik geçirgenlik μ_r , uygulanan manyetik alanla değişim gösterir. Şimdi $B_a = 1$ mT ve $B_a = 20$ mT olduğu iki farklı durumu düşünelim. Şekil 3.15'de ferromanyetik tüp için manyetik akı yoğunluğu $B_a = 1$ mT için 25 mT ($B_a = 20$ mT için 1.81 T). Sonuç olarak, bağıl manyetik geçirgenlik sırasıyla $\mu_r = 1280$ ($\mu_r = 312$). Bu değerler denklem (3.7) de kullanıldığında perdeleme faktörü için sırasıyla $SF = 19.1$ ($SF = 6.2$) değerleri elde edilir. Şekil 3.15 (b)'de verilen simülasyon sonuçlarından hesaplanan perdeleme faktörü ise sırasıyla $SF = 20.1$ ($SF = 4.52$) dir. Simülasyon sonuçları ve yarı-analitik hesaplamaların sonuçları arasındaki tutarlılık tatmin edici seviyededir.

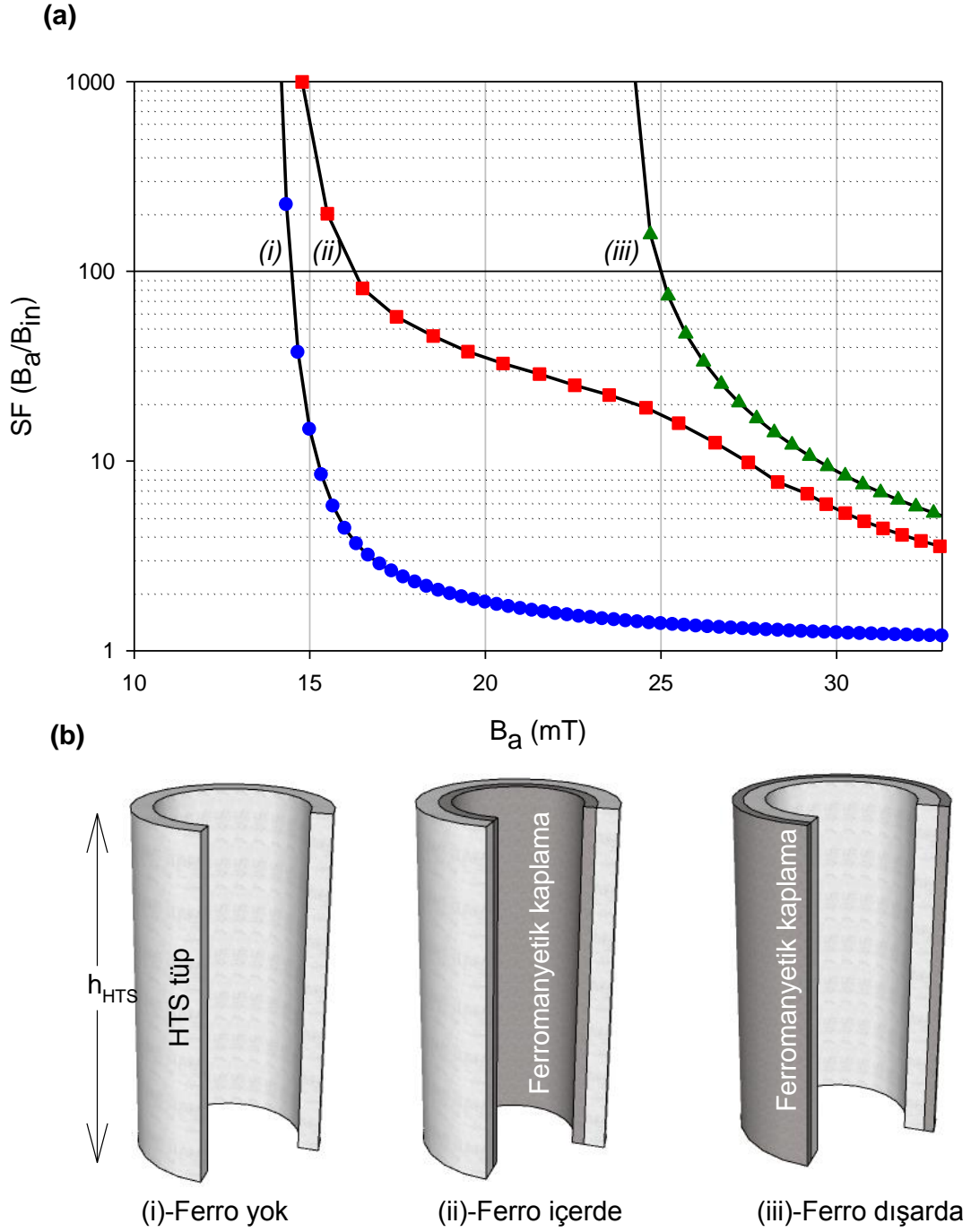
Bu bölümde yapmış olduğumuz hesaplamaların sonuçlarından anlaşılıyor ki, büyük manyetik akı yoğunluklarında (örneğin $B_a > 20$ mT) ferromanyetik katmanın doyuma ulaşması sayesinde, ferromanyetik tüpün perdeleme faktörü oldukça yüksektir.

3.3. Hibrit Yapıların Perdeleme Özellikleri

3.3.1. Ferromanyetik Tüpün Konumunun Etkisi

Bu bölümde HTS tüpün iç ve dış yüzeylerine perdeleme limitini artırmak düşüncesiyle yapılan ferromanyetik kaplamaları ele aldık. İlk olarak $w_{\text{Ferro}} = 1$ mm kalınlığa ve $h_{\text{Ferro}} = 80$ mm yüksekliğe sahip ferromanyetik tüpün, HTS tüpün içinde (Ferro-içerde) ve dışında (Ferro-dışarda) konumlandığında ortaya çıkan sistemleri çalıştık. Şekil 3.16 (a)'da farklı konfigürasyonlar üzerinden hesaplanmış, uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak perdeleme faktörü eğrileri gösterilmektedir. Burada (i)-sadece HTS olduğu durumu, (ii)-ferromanyetik kaplamanın iç yüzeyde olduğu durumu ve (iii)-ferromanyetik kaplamanın dış yüzeyde olduğu durumu belirtmektedir. Şekil 3.16'da verilen çizimler temsili olup geometrilerin daha anlaşılabilir olması açısından 90° lik kısmı açık olarak çizilmiştir. (ii) ve (iii) ile verilen konfigürasyonlarda, HTS ve ferromanyetik tüp arasında herhangi bir hava boşluğu olmaması için ferromanyetik tüpün konumlandırılması HTS tüpe çakışık olacak şekilde ayarlanmıştır.

Yapmış olduğumuz hesaplamalarda ilk gözlemlenen nokta, F/S hibrit yapılarında sadece HTS tüp kullanıldığı duruma kıyasla daha yüksek seviyede perdeleme limiti ortaya çıkmaktadır. Sadece HTS kullanıldığı durumda $B_{\text{lim}} = 13.87$ mT iken ferromanyetik kaplamanın iç yüzeye olduğu durumda $B_{\text{lim}} = 17.23$ mT ve bu değer ferromanyetik kaplamanın dış yüzeyde olduğu durumda 25.04 mT ya ulaşmaktadır. Burada Bahsettiğimiz son konfigürasyonda ilginç olan, $B_a = B_{\text{lim}}$ değerinde uygulanan manyetik alanın ferromanyetik tabakaya tamamen nüfuz etmiş olmasıdır. Hibrit yapılarda manyetik alanın ferromanyetik tabakaya nüfuz etmesi, sadece HTS kullanılan duruma kıyaslandığında perdeleme özellikleri açısından olumlu sonuçlar ortaya çıkarmaktadır. Ferro-içerde konfigürasyonunda manyetik doyum $B_a \sim 26$ mT değerinde meydana gelmektedir. Şekil 3.16 (a) ve (b)' de perdeleme faktörü eğrileri ve simülasyonu yapılan konfigürasyonlar gösterilmektedir.



Şekil 3.16. (a) Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak perdeleme faktörü SF için farklı F/S konfigürasyonlarındaki hesaplamalar (b) Hesaplama yapılan F/S tüp konfigürasyonları gösterilmektedir. Burada (i) Yalnızca HTS tüp, (ii) Ferromanyetik kaplama(siyah) iç yüzeyde, (iii) Ferromanyetik kaplamanın dış yüzeyde olduğu durumu göstermektedir

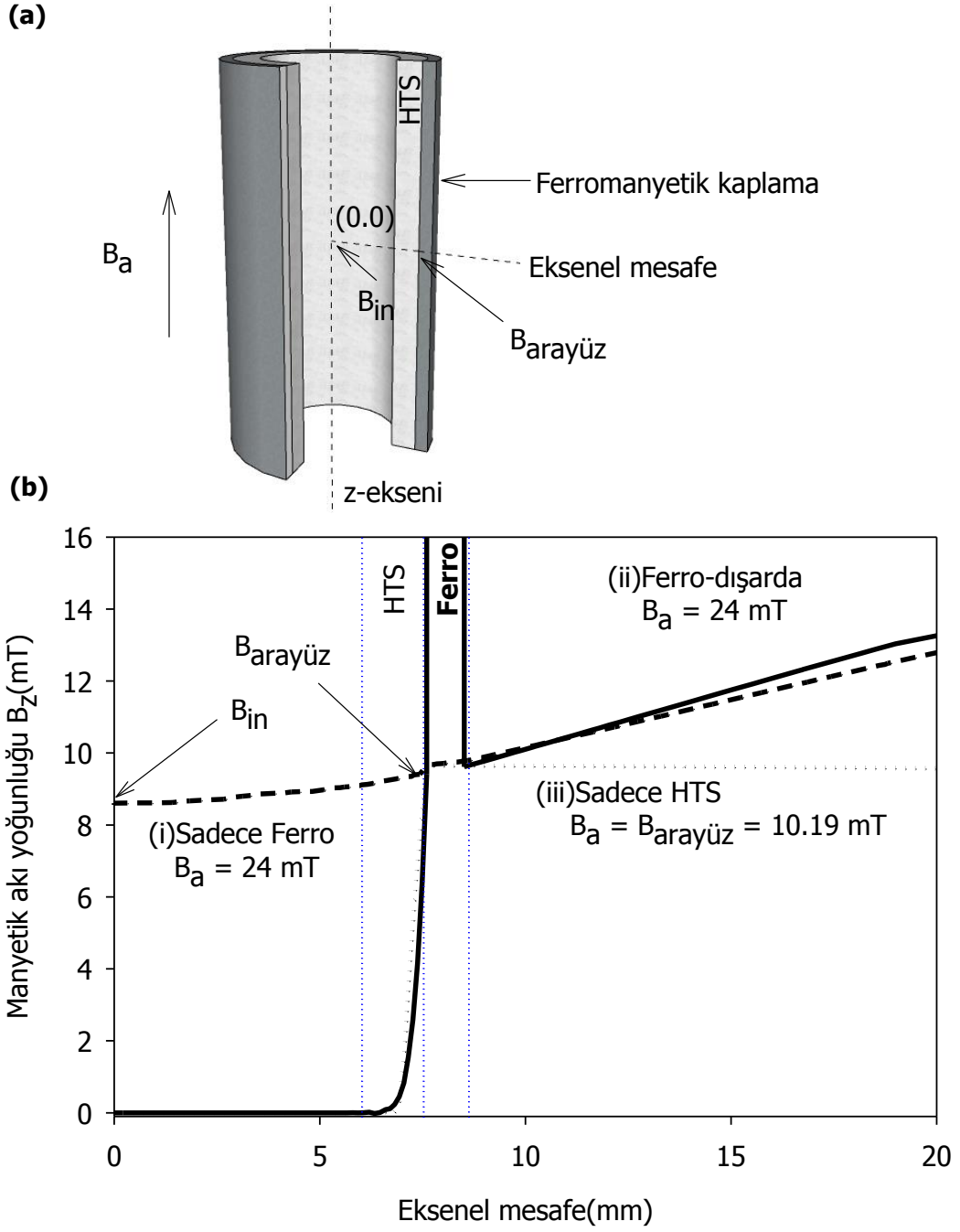
Perdeleme konfigürasyonlarının daha detaylı analizi:

1) Ferro-Dışarda Konfigürasyonu: İlk olarak, perdeleme limitinde en büyük artış ferro-dışarda konfigürasyonu ile sağlandığı bulundu. Aslında ferro-dışarda yapısının perdeleme faktörü, her bir tüpün ayrı ayrı düşünülmüş perdeleme özelliklerinin bir kombinasyonu olarak ayrıştırılabilir. Bu ayrıştırmayı daha iyi anlamak için, manyetik akı yoğunluğu z-bileşenini profillerini üç farklı durum için gösteren Şekil 3.17 düşünüldüğünde: 1) yalnızca dış ferromanyetik tüpün aktif olduğu düşünüldüğünde (kesikli çizgi). 2) yalnızca HTS tüpün aktif olduğu düşünüldüğünde (noktalı çizgi). 3) Her iki katmanın aktif olduğu düşünüldüğünde (sürekli çizgi). Son durum perdeleme limitinin biraz üzerine denk gelen $B_a = 24$ mT değerinde uygulanan manyetik akı yoğunluğu ile gösterilmektedir. Şekil 3.17' de noktalı çizgi takip edildiğinde, manyetik akı yoğunluğu ferromanyetik katmanın dış yüzeyine yaklaştıkça azalmakta. Sonrasında ferromanyetik katman içerisinde ani olarak yüksek bir değere artış göstermekte (burada manyetik akı yoğunluğu grafik ölçeğinin dışında kalmaktadır). HTS tabaka ile ferromanyetik tabaka ara yüzüne yaklaştıkça yeniden ani olarak azalmakta ve son olarak HTS katman içerisinde hızlıca azalmaktadır. Ferromanyetik tabakada manyetik akı yoğunluğunun ani sıçrama yapması sınır koşullarından kaynaklanmaktadır. Burada sınır koşulları aracılığıyla, manyetik alının z-bileşeni H_z' nin devamlılığı uygulanmaktadır. Ferromanyetik tabakanın verilen yüksek manyetik geçirgenliği, manyetik akı yoğunluğunun sınırlar boyunca güçlü süreksizliğe maruz kalmasına neden olur.

Perdeleme özelliklerinin analizine devam etmek için, Şekil 3.17' de kesikli çizgiler ile verilen ve yalnızca ferromanyetik katmanın aktif olduğu (i) (sadece ferro) durumunu düşünelim. Burada uygulanan manyetik akı yoğunluğu $B_a = 24$ mT olduğu andaki profiller verilmiştir. Sistemin dışında ve ferromanyetik katmanın içinde manyetik akı yoğunluğu profili (ii) (ferro-dışarda) durumundakine benzerdir. Ferromanyetik katman dışında B_z de yarıçapla orantılı olarak azalma meydana gelmesi, demanyetizasyon etkilerine (ferromanyetik katman dış akı çizgilerini kendi üzerinde yoğunlaştırdığı için, perdelenmiş bölge dışında akı çizgileri yoğunluğunun direkt olarak azaltılması durumu) katkı sağlamaktadır. Daha küçük yarıçaplarda hareket edildiğinde, manyetik akı yoğunluğu ferromanyetik tabakanın sınırları boyunca iki ani sıçramaya uğrar ve tüpün iç duvarında $B_{arayüz} = 10.19$ mT değerine ulaşır. Manyetik akı yoğunluğu tüp merkezine yaklaştıkça düzenli olarak azalarak $B_{in} = 8.42$ mT değerine ulaşır. Şekil 3.16'da verilen durumların akı profilleri üzerindeki etkilerinin kıyaslaması yapıldığında, iç kısımdaki HTS' nin dış

kısımdaki ferromanyetik katmana göre daha sınırlı bir role sahip olduğu görülmektedir. (iii) (sadece HTS) sadece HTS katmanının aktif olduğu durum düşünüldüğünde, bütün konfigürasyonun davranışını anlayabilmek için her bir katmanın ayrıştırıldığında gösterdiği davranışı incelemek anlamlı olacaktır. Bu anlayışla HTS tabaka ferromanyetik katman tarafından “iletilen” alana ($B_{\text{arayüz}}$) maruz bırakılmaktadır. Şekil 3.19’da (sürekli çizgi) ile verilen akı profili üzerinden pek çok çıkarım yapılabilir. İlk olarak, HTS katman dışında akı profili neredeyse sabittir. Bu tespitle, HTS katmanı çevreleyen bölgenin etkileri ihmal edilebilir ölçüdedir. İkinci olarak, (ii) (ferro-dışarda) durumunda gözlemlenen akı profiline benzer şekilde HTS katmanın akı profilinde hızlı bir azalma meydana gelmektedir.





Şekil 3.17. (a) Ferro-dışarda konfigürasyonunun aksinel simetri geometrisi. Burada B_{in} tüpün merkezinde hesaplanan manyetik akı yoğunluğuna karşılık gelir, ve $B_{arayüz}$ ise ferromanyetik ve HTS tüp arasındaki iç yüzeyden hesaplanan manyetik akı yoğunluğudur. (b) Manyetik akı yoğunluğu profilleri (z-bileşeni). (i)-Sadece ferromanyetik tüp için ($B_a = 24$ mT), (ii)-Ferromanyetik kaplamanın dış yüzeyde olduğu durum ($B_a = 24$ mT) ve (iii)-Yalnızca HTS tüp ($B_a = 10.19$ mT)

Özetle, Ferro-dışarda konfigürasyonunun perdeleme mekanizması iki sürece bölünerek incelenebilir.

(i) Ferromanyetik katman uygulanan alan çizgilerini kendi bünyesinde yoğunlaştırmaktadır. Bunun sonucu olarak, manyetik akı yoğunluğu dışarıda direkt olarak yarıçapla azalır. Sonrasında ferromanyetik katman $B_{\text{arayüz}}$ olarak ifade ettiğimiz manyetik alanı HTS tüpe iletir.

(ii) HTS katman maruz kaldığı uygulanan alanı perdeler ve B_z HTS tüpün çeperleri içerisinde yarıçapla hızlıca azalır. Ardından B_{in} alanı iç boşluğa nüfuz etmeye başlar. Eğer $B_{\text{arayüz}}$ küçük değerlerde ve HTS katmanın perdeleme limitinin altında ise mükemmel perdele sağlanmış olur ve B_{in} sıfırdır. Böylelikle $B_{\text{arayüz}} < B_{\text{lim, HTS}}$ durumunda mükemmel perdeleme sağlanmış olur.

Perdeleme faktörü aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$SF_{\text{Ferro-dışarda}}(B_a) = \frac{B_a}{B_{\text{in}}} = \frac{B_a}{B_{\text{arayüz}}} \frac{B_{\text{arayüz}}}{B_{\text{in}}} \quad (3.10)$$

Burada ikinci oran HTS katmanın perdeleme faktörü ile ilişkilidir. Böylelikle, $B_{\text{arayüz}} / B_{\text{in}} = SF_{\text{HTS}}(B_{\text{arayüz}})$. Yalnızca ferromanyetik katmanın aktif olduğu durumda, manyetik akı yoğunluğu ferromanyetik tüp içerisinde düzgün bir şekilde değişir (Şekil 3.17 (kesikli çizgiler)).

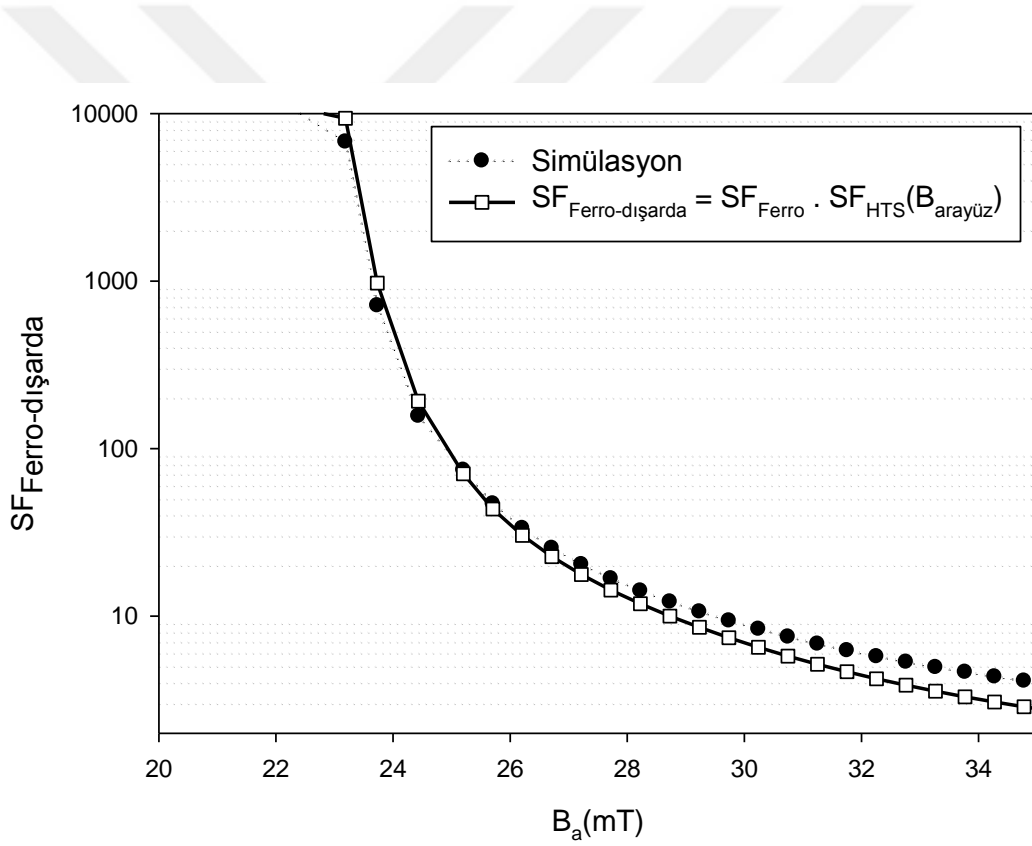
Denklem (3.9)' da verilen sağ taraftaki ilk oran ise yaklaşık ifade ile $B_a / B_{\text{arayüz}} \approx SF_{\text{Ferro}}(B_a)$ şeklinde yazılabilir. Bunun sonucu olarak hibrit yapının perdeleme faktörü yaklaşık olarak,

$$SF_{\text{Ferro-dışarda}}(B_a) \approx SF_{\text{Ferro}}(B_a) SF_{\text{HTS}}(B_{\text{arayüz}}) \quad (3.11)$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu denklem aslında ferro-dışarda konfigürasyonunun bir ayrıştırılması üzerinden yaklaşık olarak perdeleme faktörü hesaplamayı amaçlamaktadır. Bu yaklaşık ifade Şekil 3.18'de uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak sunulmaktadır (açık kareler), ve (koyu daireler) ise sayısal hesaplamalar sonucunda elde edilen verileri göstermektedir. Simülasyon ve yaklaşım sonuçları oldukça uyumludur.

Bahsettiğimiz sonuçlar, ref. (Mori vd., 1997) de sadece HTS tüp ve hibrit yapı ile elde edilen perdeleme limiti arasındaki deneysel ilişkiyi doğrular niteliktedir. Bu çalışmalarda gösterildi ki, ferro-dışarda konfigürasyonun perdeleme limiti, yaklaşık olarak HTS tüpün perdeleme limiti ile ferromanyetik tüpün perdeleme limitinin çarpımına eşittir. Böylelikle ferro-dışarda konfigürasyonunun perdeleme limiti için $B_{\text{arayüz}} \approx B_{\text{lim, HTS}}$ ifadesi yazılabilir. Burada denklem (3.11)' e göre düzenleme yapılırsa $B_{\text{lim}} / B_{\text{lim, HTS}} \approx B_{\text{lim}} / B_{\text{arayüz}} \approx SF_{\text{Ferro}}(B_{\text{lim}})$ olur. Sonuç olarak ferro-dışarda konfigürasyonunun perdeleme limiti için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$B_{\text{lim}} \approx SF_{\text{Ferro}}(B_{\text{lim}}) B_{\text{lim, HTS}} \quad (3.12)$$



Şekil 3.18. Uygulanan manyetik akı yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak perdeleme faktörü SF. Burada koyu daireler simülasyon sonucunda hesaplanan perdeleme faktörünü, açık kareler ise denklem (3.11) ile verilen yaklaşık ifade ile tüplerin ayrı-ayrı düşünülmesi üzerinden hesaplanan perdeleme faktörünü göstermektedir

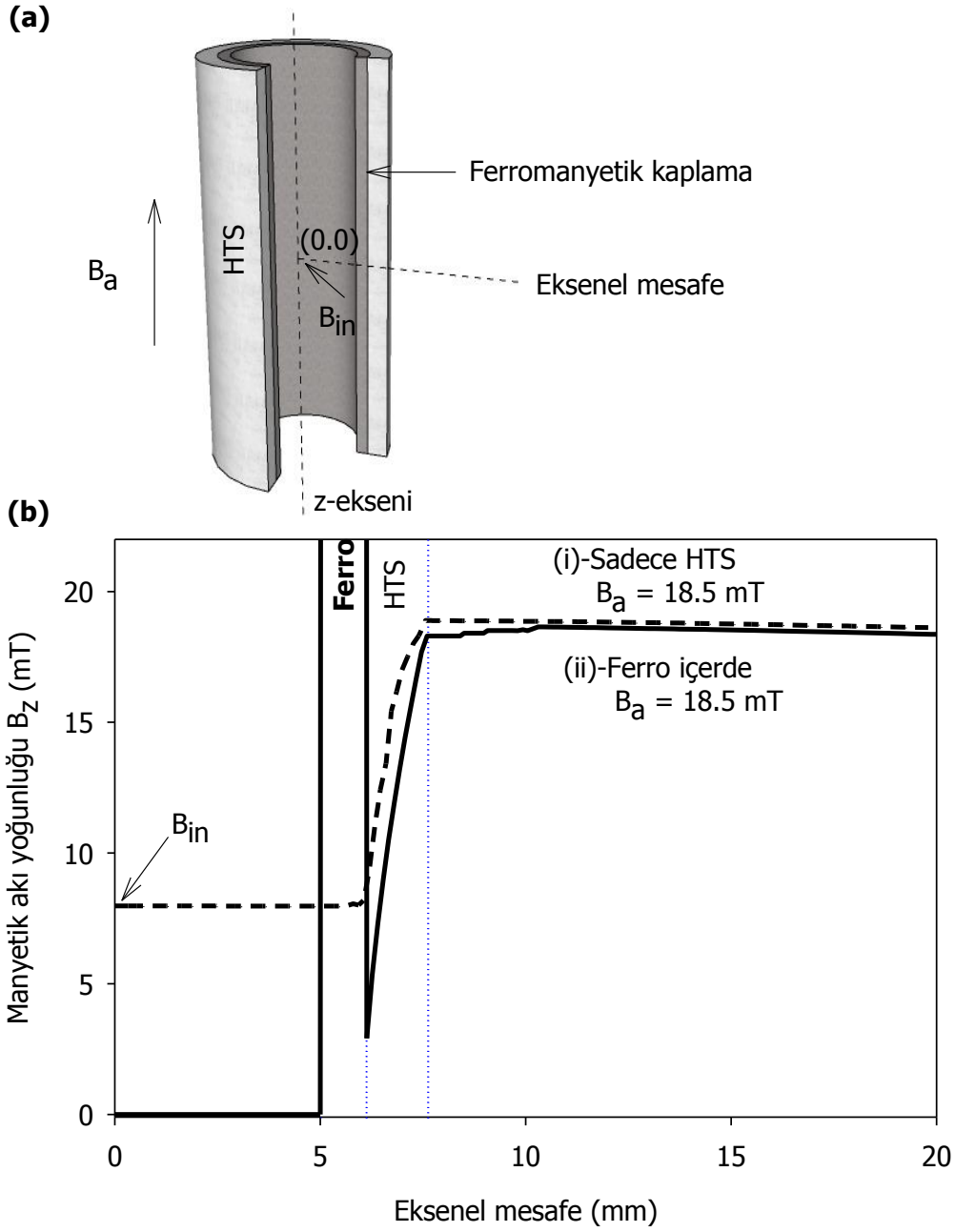
Simülasyon sonuçları, uygulanan alanın $B_{\text{arayüz}} = B_{\text{lim,HTS}}$ oluğu değere karşılık geldiği durumda perdeleme faktörünün $SF_{\text{Ferro}} = 1.9$ olarak vermektedir. Böylelikle denklem (3.12) kullanıldığında,

$$B_{\text{lim}} \approx 1.9 \times 13.87 = 26 \text{ mT} \quad (3.13)$$

Bu sonuç daha önce hesaplamış olduğumuz $B_{\text{lim}} = 25.04 \text{ mT}$ değerine yakın seviyededir. Denklem (3.12)' yi deneysel verilerde kullanabilmek için, $B_{\text{arayüz}} \approx B_{\text{in}} \approx B_{\text{lim, HTS}}$ olduğu durumda hem HTS tüpün perdeleme limitinin hem de ferromanyetik tüpün perdeleme faktörünün bilinmesi gereklidir. Bu değerler değişken bir dış alanın (B_a) fonksiyonu olarak, tüplerin merkezindeki manyetik alanların ayrı-ayrı ölçülmesi yoluyla kolaylıkla elde edilebilirler.

2) Ferro-İçerde Konfigürasyonu: Bu kısımda ferromanyetik kaplamanın HTS tüpün iç yüzeyinde yer aldığı konfigürasyonu inceleyeceğiz. Şekil 3.19 uygulanan alanın $B_a = 18.5 \text{ mT}$ olduğu iki farklı durumda manyetik akı profillerini göstermektedir. Burada (i)-Sadece HTS tüpün olduğu durum, (ii)-Her iki katmanında aktif olduğu durumu göstermektedir. (ii) durumunda, sisteme dışardan yaklaşıldıkça yarıçapla beraber manyetik akı yoğunluğunda küçük ölçüde bir azalma meydana geldiği görülmektedir. Ardından HTS katman içerisinde hızlıca azalma, ferromanyetik katmana geldiğinde ani bir sıçrama yapmakta ve sonuçta sistemin merkezine doğru hemen hemen sabit kalarak ulaşmaktadır.

Gözlemlediğimiz bu akı profillerinin açıklaması için, Ferro-dışarda konfigürasyonunda yaptığımız gibi her bir katmanın ayrı-ayrı değerlendirilmesinin yapılması yararlı olacaktır. Ferro-dışarda konfigürasyonunda yapmış olduğumuz değerlendirmeler, ferromanyetik katmanın daha çok sistemin dış bölgesini (tüplerin dış bölgesi), HTS katmanın ise sistemin iç bölgesini (tüplerin iç kısmı) etkilediğini göstermektedir. Ferro-içerde konfigürasyonunda tüplerin sıralamasından dolayı , iki katman arasında daha çok etkileşimin olacağı beklenmektedir.



Şekil 3.19. (a) Ferro-içerde konfigürasyonunun aksenal-simetrik geometrisi. (b) $B_a = 18.5$ mT olduğu durumda hesaplanan manyetik akı yoğunluğu profillerinin (z-bileşeni) aksenal mesafeye göre değişimi. Burada ferro-içerde konfigürasyonu kesikli çizgiler ve sadece HTS konfigürasyonu kesikli çizgiler ile gösterilmektedir

Şekil 3.19’da gösterilen sadece HTS katmanın aktif olduğu kesikli çizgiler ile her iki katmanın aktif olduğu kesikli çizgiler arasındaki farklar düşünüldüğünde, akı yoğunluğu sistemin dış bölgesinde ferromanyetik katmanın varlığında hafifçe azalma gösterirken, sadece HTS olduğu durumda hemen-hemen sabittir. Eğer HTS tüpün dışındaki akı

yoğunluğu $B_{dış}$ belirlenecek olursa, bu değer kesikli çizgiler için $B_{dış} \sim 18.5$ mT ve sürekli çizgiler için $B_{dış} \sim 18$ mT civarında olduğu görülür. $B_{dış}$ da meydana gelen düşüşe, her iki katman aktif olduğunda HTS tüpün duvarlarındaki akı yoğunluğunun zayıflaması da eşlik eder. Böylelikle akıdaki azalma, HTS tüpün dış sınırlarında ~ 0.5 mT civarında iken iç sınırlarında ~ 7 mT civarına ulaşır. Aslında, $J_c(B)$ yasası gereği, büyük akım yoğunluklarının uygulanan alanda azalmaya neden olduğundan, manyetik akıda daha hızlı azalma beklenir. Ancak gözlemlenen bu düşüş tamamen $J_c(B)$ yasasından kaynaklanmamaktadır. Bu azalmada ferromanyetik katmanı içeren bir diğer mekanizma rol oynamaktadır. Ferromanyetik katman akı çizgilerini kendi bünyesinde toplayarak, HTS katmandaki manyetik akının tükenmesine yol açar. Perdeleme faktörü için basit bir ayırıştırma yaparak bir önceki bölümdeki gibi yaklaşık çözümler sunmak bu konfigürasyon için mümkün görünmemektedir.

3.3.2. Ferromanyetik Tüpün Yüksekliğinin Etkisi

Daha önceki hesaplama ve simülasyonlarda ferromanyetik tüpün yüksekliği $h_{Ferro} = 80$ mm olarak HTS tüpün yüksekliği h_{HTS} değerine eşit olarak alınmıştı. Bu bölümde Ferro-İçerde/Ferro-Dışarda hibrit yapılarının perdeleme özelliklerine ferromanyetik tüpün yüksekliğinin h_{Ferro} etkilerini inceledik. Ferromanyetik tüpün kalınlığı daha önceki bölümdeki gibi $w_{Ferro} = 1$ mm olarak alınmıştır.

Ferro-Dışarda ve Ferro-İçerde hibrit yapılarının, ferromanyetik tüpün yüksekliğine karşı perdeleme limitleri B_{lim} sırasıyla Şekil 3.20 ve Şekil 3.21’de verilmektedir. Her iki konfigürasyon için de ferromanyetik tüpün yüksekliği 10 ile 160 mm arasında değişmektedir. (Şekil 3.20 ve 3.21’de HTS tüpün yüksekliği olan 80 mm kesikli çizgiler ile işaretlenmiştir.) Perdeleme limitleri daha önce olduğu gibi perdeleme faktörü $SF = 100$ olduğu değer için FEM simülasyonlarıyla hesaplanmıştır.

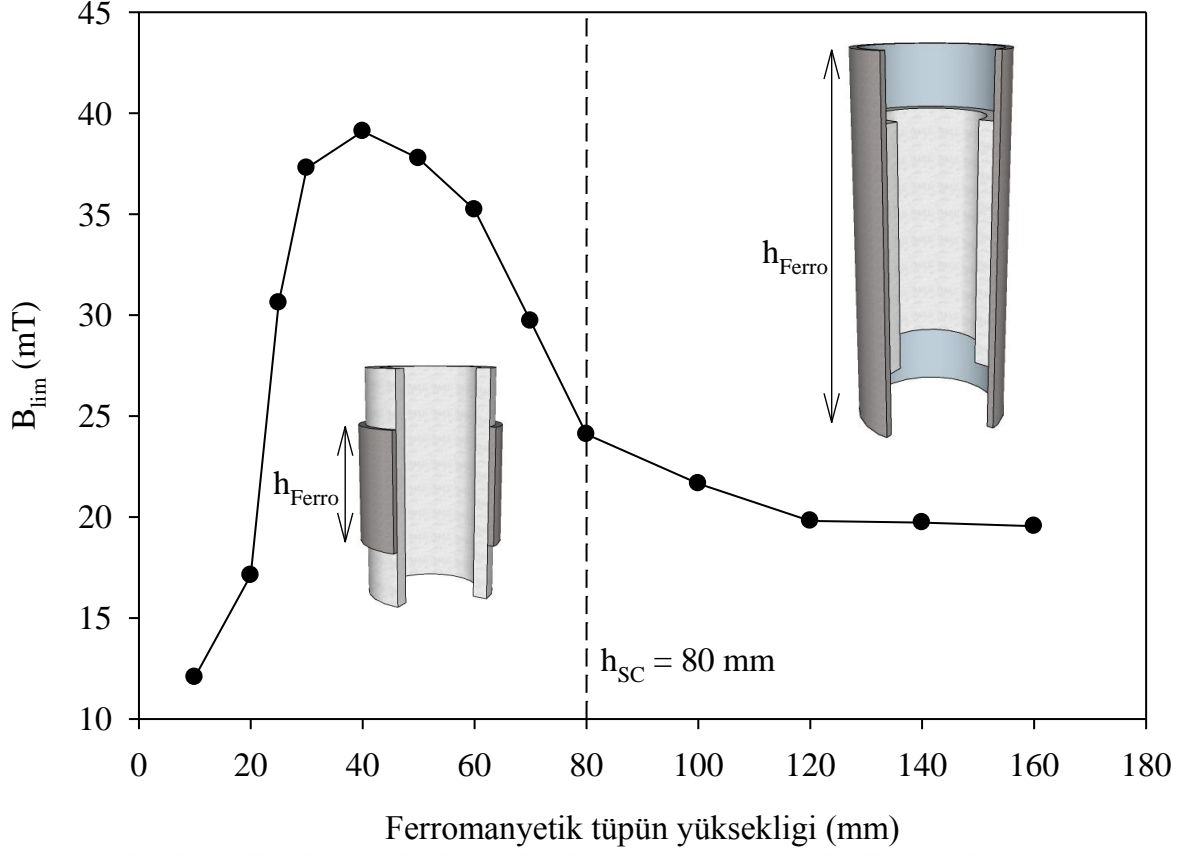
(i) Ferro-Dışarda Konfigürasyonu: Yapmış olduğumuz simülasyonlar neticesinde Ferro-Dışarda konfigürasyonu için en yüksek perdeleme limiti değerini ferromanyetik tüpün yüksekliği $h_{Ferro} = 40$ mm de sergilemiştir. Perdeleme limitinin en büyük değeri $h_{Ferro} = h_{HTS}$ olduğu durumda elde edilen perdeleme limiti değerinden yaklaşık iki kat daha büyüktür. $h_{Ferro} > 40$ mm için perdeleme limitinin azalması, ferromanyetik tüp ile ilişkili olan demanyetizasyon etkilerinin farklılaşmaya başlaması sebep gösterilebilir. Denklem

(3.7) ve (3.11)' e göre, Ferro-Dışarda konfigürasyonu için perdeleme limiti ifadesi aşağıdaki denklem ile verilebilir.

$$B_{lim} \approx \left(4N \left(\frac{h_{Ferro}}{r_{dış}} \right) \frac{\mu_r W_{Ferro}}{r_{dış}} + 1 \right) B_{lim,HTS} \quad (3.14)$$

Burada demanyetizasyon faktörü N denklem (3.9)' da verilmiştir. Böylelikle, h_{Ferro} arttıkça hem N hem de B_{lim} azalır.

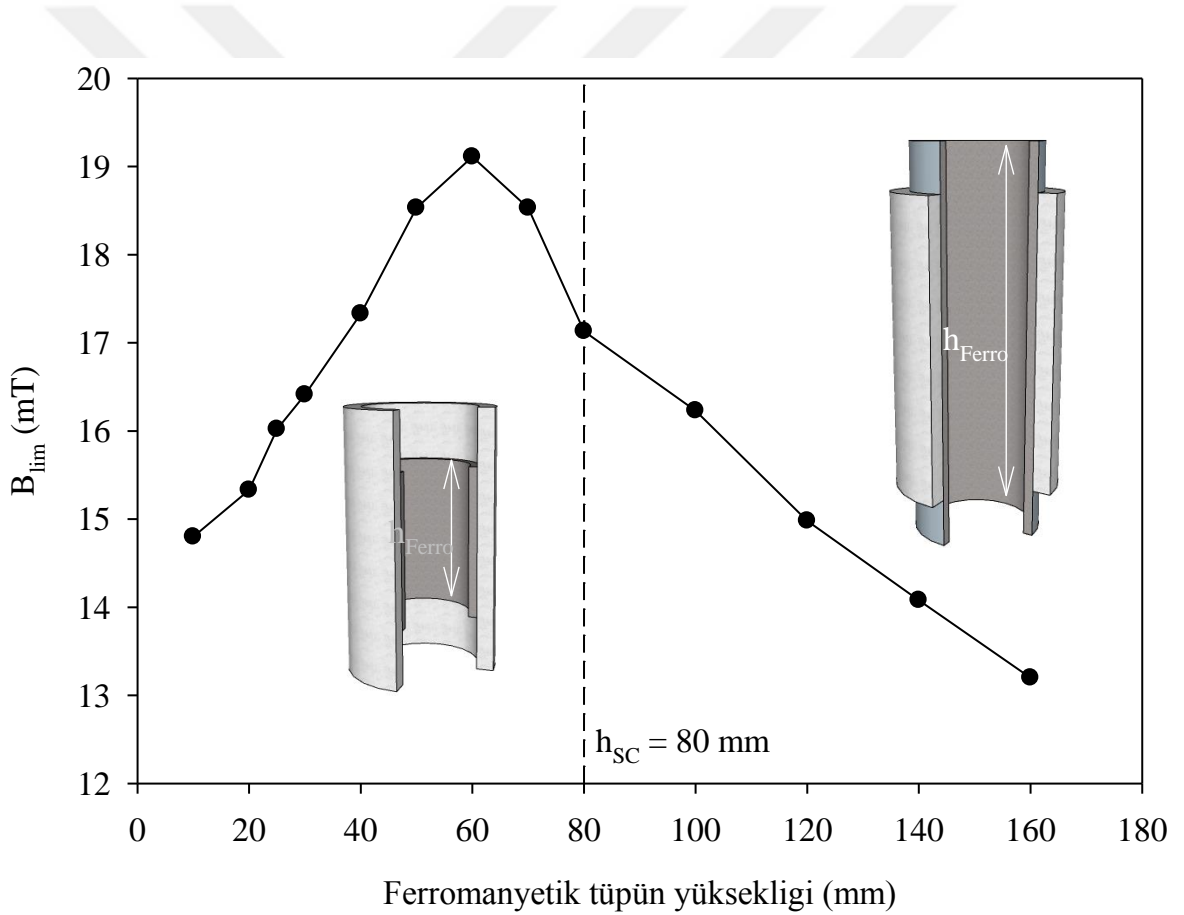
40 mm den küçük yükseklik değerleri için, perdeleme limiti h_{Ferro} ile hızlıca azalır. B_{lim} ' in bu bölgedeki davranışı denklem (3.14) ile açıklanamaz çünkü bu ilişki tüpün oyuğu içerisinde akı yoğunluğunun neredeyse sabit olduğu kabul edilerek kuruldu. Bu durum artık h_{Ferro} yüksekliğinin en küçük değerleri için doğru olmaz. Aslında, manyetik akı yoğunluğu HTS tüpün iç duvarına karşı yapılandan daha fazla eksen boyunca dışlanır, çünkü kısa ferromanyetik tabaka eksene yakın manyetik alan çizgilerini kendi üzerinde yoğunlaştırmakta başarısız olur. Bu davranış denklem (3.14) ile verilen yaklaşımın geçersiz olmasına neden olur.



Şekil 3.20. Ferro-Dışarda konfigürasyonu için ferromanyetik tütün yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Burada HTS tütün 80 mm yüksekliğindedir ve dikey doğrultudaki kesikli çizgi ile gösterilmiştir

(ii) Ferro-İçerde Kondigürasyonu: Şekil 3.21 Ferro-İçerde konfigürasyonuna ait h_{Ferro} 'nun bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} değişimini göstermektedir. Daha önce bahsettiğimiz Ferro-Dışarda konfigürasyonuna benzer bir davranış burada da sergilenmektedir. Perdeleme limiti bu konfigürasyonda maksimum değerine $h_{\text{Ferro}} = 60$ mm yüksekliğinde ulaşmaktadır. Burada perdeleme limitinin maksimum değeri $h_{\text{Ferro}} = h_{\text{HTS}}$ değeri referans alındığında yalnızca yaklaşık olarak % 10 daha fazla çıkmaktadır. Dolayısıyla maksimum perdeleme için elde edilen kazanç Ferro-Dışarda konfigürasyonuna göre basitçe küçük değerde kalmaktadır.

Her iki konfigürasyon içinde ilginç olan nokta, h_{Ferro} için optimum olan değer ferromanyetik tüpün diğer geometri ve malzeme parametrelerine bağlı olmasıdır.



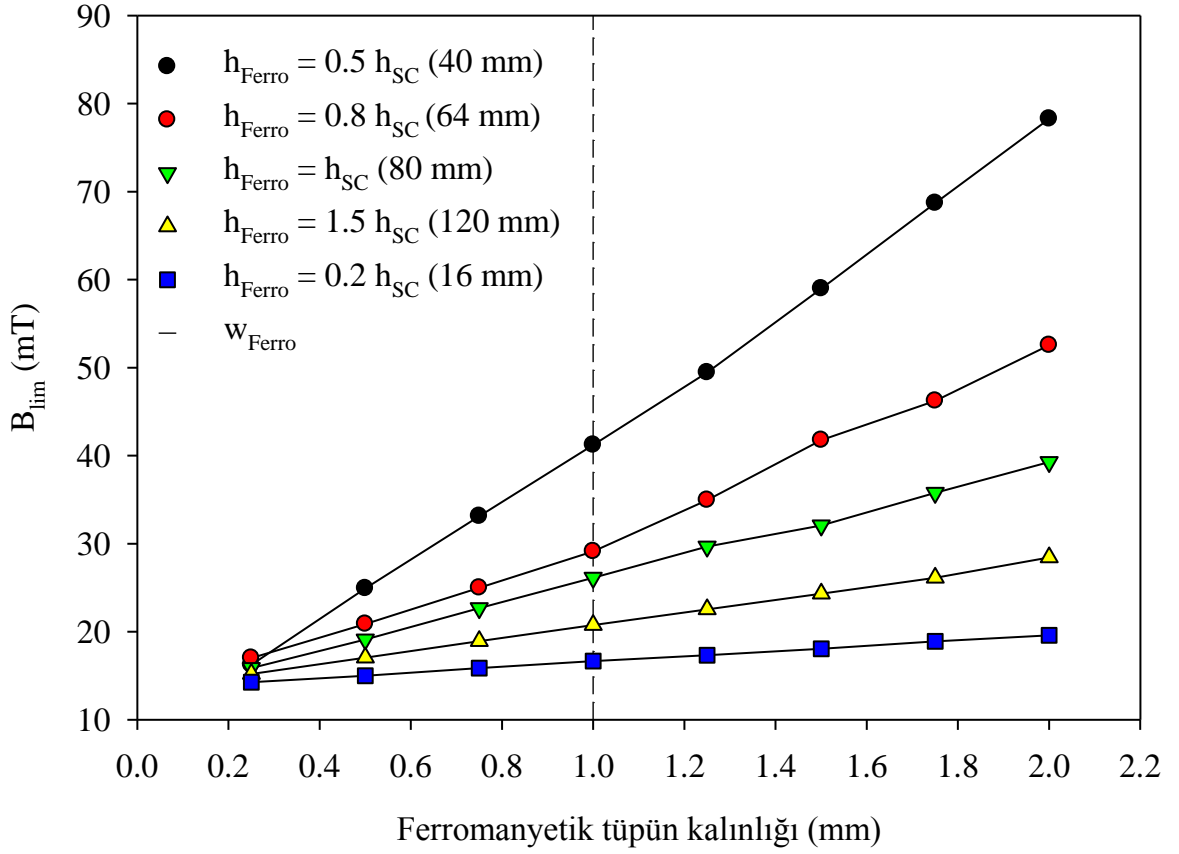
Şekil 3.21. Ferro-İçerde konfigürasyonu için ferromanyetik tüp yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Burada HTS tüp 80 mm yüksekliğindedir ve dikey doğrultudaki kesikli çizgi ile gösterilmiştir

3.3.3. Ferromanyetik Tüpün Kalınlığının Etkisi

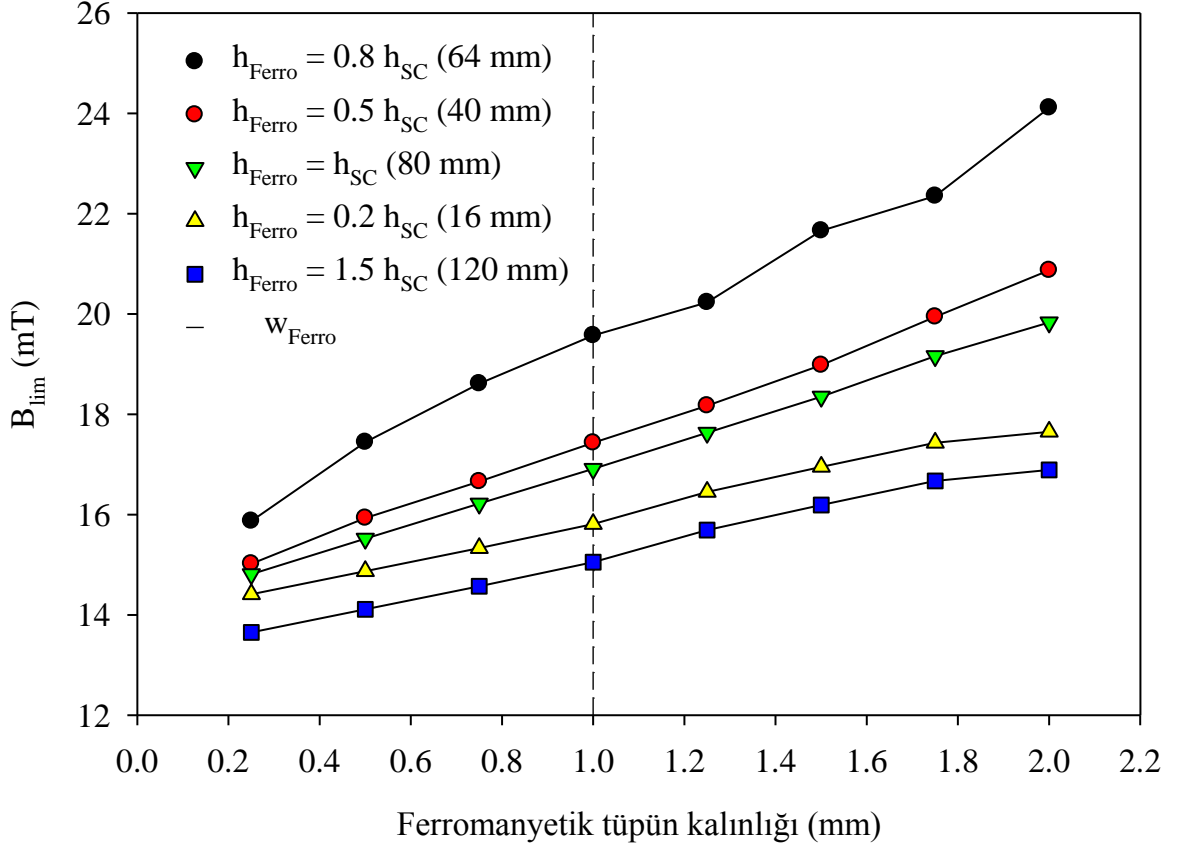
Bu çalışmada son olarak F/S yapılarının perdeleme limitine ferromanyetik tüpün kalınlığının etkilerinin nasıl olacağını hesapladık. Şekil 3.22 ve 3.23’de sırasıyla ferromanyetik tüpün kalınlığının bir fonksiyonu olarak Ferro-Dışarda ve Ferro-İçerde konfigürasyonlarının perdeleme limitleri gösterilmektedir. Burada ferromanyetik tüplerin kalınlıkları 0.25 – 2 mm aralığında değişmekte ve 16, 40, 64, 80, 120 mm olarak verilen her bir yükseklik değeri için ayrı-ayrı hesaplanmaktadır. Perdeleme limiti bir önceki bölümde belirtmiş olduğumuz şekilde hesaplanmıştır.

Ferro-Dışarda konfigürasyonunda perdeleme limiti hesaplama yapılan tüm yükseklik değerleri için, ferromanyetik tüpün kalınlığı ile neredeyse lineer olarak artmaktadır. Bu lineer değişim (Itoh, 1994) ile sunulan veriler ile ve denklem (3.14) ile verilen yaklaşım ile uyumludur. Böylece perdeleme limiti ferromanyetik tüpün kalınlığı ile artırılabilir.

Benzer şekilde, Ferro-İçerde konfigürasyonunda da perdeleme limiti kalınlıkla neredeyse lineer olarak artış göstermektedir. Ancak $h_{\text{Ferro}} = 60$ mm ve $w_{\text{Ferro}} = 2$ mm değerleri ile ulaşılan maksimum perdeleme limiti, $h_{\text{Ferro}} = h_{\text{HTS}}$ ve $w_{\text{Ferro}} = 1$ değerlerinde elde edilen perdeleme limiti değerinden yalnızca %35 daha fazladır. Be değer aynı şartlar altında Ferro-dışarda konfigürasyonu için ~ %300 daha fazla perdeleme limitine karşılık gelmektedir.



Şekil 3.22. Ferro-Dışarda konfigürasyonu için ferromanyetik tüpün kalınlığının bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Ferromanyetik tüpün yüksekliği 16, 40, 64, 80, ve 120 mm değerleridir. Dikey kesikli çizgi $w_{\text{Ferro}} = 1\text{mm}$ değerine karşılık gelmektedir. Bu değer daha önceki tüm simülasyonlarda kullanılan kalınlık değeridir



Şekil 3.23. Ferro-İçerde konfigürasyonu için ferromanyetik tüpün kalınlığının bir fonksiyonu olarak perdeleme limiti B_{lim} . Ferromanyetik tüpün yükseklığı 16, 40, 64, 80 ve 120 mm değerleridir. Dikey kesikli çizgi $w_{Ferro} = 1$ mm değerine karşılık gelmektedir. Bu değer daha önceki tüm simülasyonlarda kullanılan kalınlık değeridir

4. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasının genel kapsamında HTS tüplerin perdeleme özelliklerini analiz etmek için sayısal bir modelleme gerçekleştirildi. Yapmış olduğumuz modellemeler FEM hesaplamalarını temel almaktadır. Zamanın bir fonksiyonu olarak artırılan manyetik alan altında hesaplama yapılan malzemenin lineer olmayan elektriksel özellikleri de hesaba katılmaktadır. Bu tez çalışmasının birinci bölümde, içi boş HTS silindirin manyetik perdeleme verimliliğine sıcaklığın ve manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının etkilerini inceledik. Bu bölümde son olarak içi boş HTS silindirin manyetik indüksiyon alanları hesaplandı. Bu çerçevede ilk olarak, Perdeleme limiti B_{lim} 'in sıcaklık bağılılığı belirli sıcaklık değerleri (10, 20, 30, 40, 50, 60 ve 70 K) için hesaplandı. B_{lim} hesaplaması yapılırken perdeleme faktörü $SF = 100$ olduğu durumdaki alan değerleri referans alınmıştır. Yapmış olduğumuz hesaplamalar sonucunda $T = 10$ K sıcaklığında perdeleme limiti $B_{lim} \sim 0.5$ T olduğu görülmüştür. Ardından, $T = 77$ K sabit sıcaklığında, manyetik akı yoğunluğunun süpürme hızının (dB_a/dt) perdeleme limitine olan etkileri araştırıldı ve $dB_a/dt = 5$ μ T/s olduğu durumda perdeleme limiti $B_{lim} = 18.3$ mT olarak hesaplandı. Perdeleme limitinin maksimum değeri süpürme hızının $dB_a/dt = 30$ μ T/s olduğu durumda $B_{lim} = 20.8$ mT olarak hesaplanmıştır. 30 μ T/s üzerindeki süpürme hızlarında doyuma ulaşılarak perdeleme limiti üzerinde kayda değer bir artış sağlanmamaktadır. Birinci bölümde son olarak HTS tüp tarafından üretilen manyetik indüksiyon alanları (perdeleme alanı) hesaplandı. Manyetik perdeleme alanının bileşenleri, HTS tüpün üst yüzeyinden z-eksenine paralel olarak seçilen üç ayrı "cut line" üzerinden hesaplandı. Böylelikle, perdeleme alanlarına karşı "cut line" eksenel pozisyon eğrileri üretilmiştir. Hesaplanan bu eğriler HTS tüpün perdeleme mekanizmasına ışık tutmakta ve literatürdeki deneysel çalışmalarla uyumlu sonuçlar vermektedir.

Bu çalışmanın ikinci bölümünde manyetik perdeleme amacıyla kullanılan eksenel-simetrideki F/S hibrit yapılarının analizi için sayısal bir modelleme geliştirildi. Bu modelleme birinci bölümde olduğu gibi Comsol Multiphysics programı üzerinden FEM çözümüne dayanmaktadır. Burada HTS malzemenin lineer olmayan elektriksel özellikleri ve ferromanyetik malzemenin manyetik doyumu da hesaba katıldı. Zamanın bir fonksiyonu olarak artan uygulanan manyetik alan z-ekseni boyunca uygulanmış ve alanın numuneye nüfuzunun analizi birkaç gözleme imkan tanımıştır.

- 1) Bit HTS tüpün perdeleme özellikleri ve daha özelde perdeleme limiti ferromanyetik malzeme kaplaması yapılarak daha da geliştirilebilir. Bu çerçevede ferromanyetik malzeme HTS tüpün hem dış yüzeyinde (Ferro-Dışarda) hem de i yüzeyinde (Ferro-İçerde) yer alabilir. Perdeleme verimindeki en büyük artış Ferro-Dışarda konfigürasyonunda sağlanmıştır (şekil 3.16 (a)).
- 2) Ferro-Dışarda konfigürasyonunun perdeleme etkileri iki bağımsız süreç içerisinde ayrıştırılabilir. Bunlardan ilki, Uygulanan manyetik alan neredeyse HTS tabakadan bağımsız olan bir etkenle ferromanyetik tabaka tarafından zayıflatılır. İkincisi, HTS tüpün perdeleme faktörü gösteriyor ki, tüpün duvarları içerisinde manyetik akı yoğunluğu azalır ve $B_a < B_{lim}$ olduğu sürece uygulanan manyetik alan tp içerisinden tamamen süpürülmüştür. Bu analiz, sayısal sonuçları iyi bir şekilde yeniden üreten ve bu nedenle her tp için bilinen malzeme parametreleriyle bir Ferro-Dışarda yapısının tasarlanması için uygun bir şekilde kullanılabilen, perdeleme limiti için yaklaşık bir ifade yazmaya götürür.
- 3) Ferro-İçerde konfigürasyonunda, ferromanyetik tp HTS tp duvarlarındaki manyetik alanda azalmayı desteklemektedir. Bunun bir sonucu olarak, Perdeleme limitinin artışına katkı sağlamaktadır (şekil 3.19). Ferro-İçerde konfigürasyonunda perdeleme mekanizması, ferromanyetik ve HTS katmanları arasında karmaşık bir etkileşimi içeriyor gibi görünmektedir, bu nedenle sayısal modellemeye başvurulmalıdır.
- 4) Ferromanyetik tüpün yüksekliği perdeleme özellikleri üzerinde kritik bir role sahiptir. Hem Ferro-Dışarda hem de Ferro-İçerde konfigürasyonlarında perdeleme limitini maksimum değere ulaştıran bir optimum yükseklik değeri vardır. Benzer şekilde ferromanyetik tabakanın kalınlığı da perdeleme limitini artırmak için mümkün olduğunca büyük olmalıdır.

5. ÖNERİLER

Bu tez çalışmasının genel kapsamını teşkil eden içi boş silindirik HTS malzemelerin, manyetik perdeleme özellikleri sayısal (numerik) olarak araştırıldı. İçi boş silindir geometrisindeki HTS malzemeler biyomedikal mühendisliğinden çok yüksek hassasiyetli cihazların üretimine kadar pek çok teknolojik uygulamada ultra düşük manyetik alan arka planının elde edilmesi amacıyla kullanılırlar. Bu çerçevede ilerleyen aşamalarda, teknolojiye kullanılan ya da tasarlanacak yeni bir teknolojik cihazın 2-boyutlu ve 3-boyutlu simülasyonu yapılabilir.

İçi boş silindirik HTS geometrisi üzerine yapmış olduğumuz çalışmalarda, dış manyetik alan içi boş silindire aksel olarak paralel şekilde uygulanmıştır ancak bazı teknolojik uygulamalarda dış alan farklı yönelimlerde mevcut olabilmektedir. Dolayısıyla farklı yönelimdeki uygulanan dış alanın perdeleme verimine etkileri araştırılabilir.

Ayrıca, yapmış olduğumuz çalışmalar sayısal hesaplamaları kapsamaktadır. İçi boş silindirik HTS numunesi üretilebilir ve bu numune üzerinden deneysel olarak perdeleme özellikleri incelenebilir.

Yapmış olduğumuz FEM simülasyonları için Comsol Multiphysics programı ve H-formülasyonu kullanılmıştır. Buna ek olarak, Farklı manyetik davranıştaki malzemelerin bir kombinasyonu olan özellikle ferromanyetik/süperiletken (F/S) kombinasyonlarını içeren hesaplamalarda Yoğunluk Fonksiyoneli Teorisi (DFT) kullanılabilir. Çünkü DFT malzemelerin atomik ölçekteki davranışlarını ve elektronik etkileşimlerini açıklamakta diğer yaklaşımlara kıyasla daha başarılı sonuçlar üretmektedir.

6. KAYNAKLAR

- Amemiya, N. ve Nakahata, M., 2007. Numerical Study on AC Loss Characteristics of Superconducting Power Transmission Cables Comprising Coated Conductors with Magnetic Substrates, Physica C: Superconductivity and its Applications, 463–465, 775–780.
- Arpaia, P., Ballarino, A., Giunchi, G. ve Montenero, G., 2014. MgB₂ Cylindrical Superconducting Shielding for Cryogenic Measurement Applications: A Case Study on DC Current Transformers, Journal of Instrumentation, 9,4, 4020–4020
- Bardeen, J. ve Stephen, M.J., 1965. Theory of the Motion of Vortices in Superconductors, Physical Review, 140,4, 1197–1207.
- Bergen, A., Van Weers, H.J., Bruineman, C., Dhallé, M.M.J., Krooshoop, H.J.G., Ter Brake, H.J.M., Ravensberg, K., Jackson, B.D., ve Wafelbakker, C.K., 2016. Design and Validation of a Large-Format Transition Edge Sensor Array Magnetic Shielding System for Space Application, Review of Scientific Instruments, 87,10, 105109.
- Brambilla, R., Grilli, F. ve Martini, L., 2007. Development of an Edge-Element Model for AC Loss Computation of High-Temperature Superconductors, Superconductor Science and Technology, 20,1, 16–24.
- Blundell, S., 2003. Magnetism in Condensed Matter, American Journal of Physics, 71,1, 94–95.
- Campbell, A.M. ve Cardwell, D.A., 1997. Bulk High Temperature Superconductors for Magnet Applications, Cryogenics, 37,10, 567–575.
- Carr Jr., W.J., 2001. AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors, CRC Press, Taylorfrancis, London, 224 s.
- Çelebi, S., Inanir, F. ve LeBlanc, M.A.R., 2007. Coexistence of Critical and Normal State Magnetostrictions in Type II Superconductors: A Model Exploration, Journal of Applied Physics, 101,1, 013906.
- Çelebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 1994. Flux-Trapping Phenomena in Sintered Tubes of High-T_c Superconductors, Physical Review B, 49,22, 16009–16024.
- Çelebi, S., Öztürk, A. ve Çevik, U., 1999. Magnetic Responses of a High-T_c Semi-Reversible YBCO Superconductor, Journal of Alloys and Compounds, 288,1-2, 249-254.
- Celebi, S., Sirois, F. ve Lacroix, C., 2015. Collapse of The Magnetization by the Application of Crossed Magnetic Fields: Observations in a Commercial Bi:2223/Ag Tape and Comparison with Numerical Computations, Superconductor Science and Technology, 28,2, 025012.

- Cyrot, M., ve Pavuna, D., 1992. Introduction to Superconductivity and High-Tc Materials World Scientific, 9128 Singapore, 239 s.
- Denis, S., Dirickx, M., Vanderbemden, P., Ausloos, M. ve Vanderheyden, B., 2007. Field Penetration Into Hard Type-II Superconducting Tubes: Effects of a Cap, a Non-Superconducting Joint, and Non-Uniform Superconducting Properties, Superconductor Science and Technology, 20,5, 418–427.
- Denis, S., Dusoulier, L., Dirickx, M., Vanderbemden, P., Cloots, R., Ausloos, M. ve Vanderheyden, B., 2007. Magnetic Shielding Properties of High-Temperature Superconducting Tubes Subjected to Axial Fields, Superconductor Science and Technology, 20,3, 192–201.
- Enomoto, N., Izumi, T. ve Amemiya, N., 2005. Electromagnetic Field Analysis of Rectangular Superconductor with Large Aspect Ratio in Arbitrary Orientated Magnetic Fields, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15,2, 1574–1577.
- Fagaly, R.L., 2006. Superconducting Quantum Interference Device Instruments and Applications, Review of Scientific Instruments, 77,10, 101101.
- Fagnard, J.F., Dirickx, M., Ausloos, M., Lousberg, G., Vanderheyden, B. ve Vanderbemden, P., 2009. Magnetic Shielding Properties of High-T_c Superconducting Hollow Cylinders: Model Combining Experimental Data for Axial and Transverse Magnetic Field Configurations, Superconductor Science and Technology, 22,10, 105002.
- Fagnard, J.F., Elschner, S., Bock, J., Dirickx, M., Vanderheyden, B. ve Vanderbemden, P., 2010. Shielding Efficiency and E(J) Characteristics Measured on Large Melt Cast Bi-2212 Hollow Cylinders in Axial Magnetic Fields, Superconductor Science and Technology, 23,9, 095012.
- Fauré, M., Buzdin, A.I. ve Gusakova, D., 2007. On the Theory of Ferromagnet/Superconductor Heterostructures, Physica C: Superconductivity, 454,1-2, 61–69.
- Fietz, W.A., Beasley, M.R., Silcox, J. ve Webb, W.W., 1964. Magnetization of Superconducting Nb-25% Zr Wire, Physical Review, 136,2, 335–345.
- Foner, S. ve McNiff, E.J., 1973. Upper Critical Fields of Layered Superconducting NbSe₂ at Low Temperature, Physics Letters A, 45,6, 429–430.
- Genenko, Y.A., Usoskin, A. ve Freyhardt, H.C., 1999. Large Predicted Self-Field Critical Current Enhancements in Superconducting Strips Using Magnetic Screens, Physical Review Letters, 83,15, 3045–3048.
- Gömöry, F., 2006. Improvement of the Self-Field Critical Current of a High-T_c Superconducting Tape by the Edge Cover from Soft Ferromagnetic Material, Applied Physics Letters, 89,7, 072506.

- Gömöry, F., Vojenčiak, M., Pardo, E. ve Šouc, J., 2009. Magnetic Flux Penetration and AC Loss in a Composite Superconducting Wire with Ferromagnetic Parts, Superconductor Science and Technology, 22,3, 034017.
- Gozzelino, L., Minetti, B., Gerbaldo, R., Ghigo, G., Laviano, F., Agostino, A. ve Mezzetti, E., 2011. Local Magnetic Investigations of MgB₂ Bulk Samples for Magnetic Shielding Applications, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 21,3, 3146–3149.
- Granados, X., Torner, M., Puig, T. ve Obradors, X., 2007. Magnetization of Ferromagnetic-SC Heterostructures for Trapped Field Low Power Motors, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 17,2, 1629–1632.
- Grilli, F., Ashworth, S.P. ve Civale, L., 2007. Interaction of Magnetic Field and Magnetic History in High-Temperature Superconductors, Journal of Applied Physics, 102,7, 073909.
- Gu, C., Alamgir, A.K.M., Qu, T. ve Han, Z., 2007. Simulation of Ferromagnetic Shielding to the Critical Current of Bi2223/Ag Tape Under External Fields, Superconductor Science and Technology, 20,3, 133–137.
- Gu, C., Chen, S., Pang, T. ve Qu, T.-M., 2017. Experimental Realization of Open Magnetic Shielding, Applied Physics Letters, 110,19, 193505.
- Gu, J.Y., You, C.-Y., Jiang, J.S., Pearson, J., Bazaliy, Y.B. ve Bader, S.D., 2002. Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet System. Physical Review Letters, 89,26, 267001.
- Hong, Z., Campbell, A.M. ve Coombs, T.A., 2006. Numerical Solution of Critical State in Superconductivity by Finite Element Software, Superconductor Science and Technology, 19,12, 1246–1252.
- Itoh, M., 1994. Influence of Wall Thickness on Magnetic Shielding Effects of BPSCCO Cylinders. In *Advances in Cryogenic Engineering Materials*, Boston, MA: Springer US, 261–270.
- Itoh, M., Mori, K., ve Minemoto, T., 1996. Magnetic Shielding Effects by the Superposition of a Six-Layered Ferromagnetic Cylinder over a BPSCCO Cylinder, IEEE Transactions on Magnetics, 32,4, 2605–2608.
- Itoh, M., Ohyama, T., Hoshino, K., Ishigaki, H. ve Minemoto, T., 1993. Improvement in Magnetic Shielding by the Superposition of a Magnetic Cylinder over a Copper-Oxide Superconducting Cylinder, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 3,1, 181–184.
- Jackson, J.D. ve Fox, R.F., 1999. Classical Electrodynamics, 3rd ed, American Journal of Physics, 67,9, 841–842.
- Johnston, T., Moser, R., Moeller, K. ve Moriarty, T.M., 2009. Intraoperative MRI: Safety, Neurosurgery Clinics of North America, 20,2, 147–153.

- Kajikawa, K., Hayashi, T., Yoshida, R., Iwakuma, M. ve Funaki, K., 2003. Numerical Evaluation of AC Losses in HTS Wires with 2D FEM Formulated by Self Magnetic Field, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13,2, 3630–3633.
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F. ve Strnad, A.R., 1962. Critical Persistent Currents in Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9,7, 306–309.
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F. ve Strnad, A.R., 1963. Flux Creep in Hard Superconductors, Physical Review, 131,6, 2486–2495.
- Kittel, C., 2004. Introduction to Solid State Physics, 8th edition, Wiley & Sons, New York. 675 s.
- Kok, J.G.M., Raaymakers, B.W., Lagendijk, J.J.W., Overweg, J., Graaff, C.H.W., ve Brown, K.J., 2009. Installation of the 1.5 T MRI Accelerator Next to Clinical Accelerators: Impact of the Fringe Field, Physics in Medicine and Biology, 54,18, 409–415.
- Kovc, P., Huek, I., Meliek, T., Ahoranta, M., Ouc, J., Lehtonen, J. ve Gömöry, F., 2003. Magnetic Interaction of an Iron Sheath with a Superconductor, Superconductor Science and Technology, 16,10, 1195–1201.
- LeBlanc, M.A.R. ve Çelebi, S., 2003. Flux Line Cutting and Cross-Flow in a High- T_c Superconducting YBCO Tube, Superconductor Science and Technology, 16,3, 329–338.
- Li, Q., Zhang, J., Huang, Z., Zeng, X. ve Sun, W., A Research on the Optimum Parameters for Multishell Cylindrical Magnetic Shields, International Conference on Measurement, 2012, IEEE: 67–70.
- Mager, A., 1968. Magnetic Shielding Efficiencies of Cylindrical Shells with Axis Parallel to the Field, Journal of Applied Physics, 39,3, 1914–1914.
- Mager, A., 1970. Magnetic Shields, IEEE Transactions on Magnetics, 6,1, 67–75.
- Majoros, M., Glowacki, B.A. ve Campbell, A.M., 2000. Magnetic Screening as a Possible Way to Decrease Transport AC Losses in Multifilamentary Superconductors Basic Theoretical Considerations, Physica C: Superconductivity, 334,3-4, 129–140.
- Matsushita, T., Otabe, E.S., Ni, B., Kimura, K., Tanaka, M., Kimura, M., Miyamoto, K. ve Sawano, K., 1991. Critical Current Characteristics in Superconducting Y-Ba-Cu-O Prepared By The Melt Process, Japanese Journal of Applied Physics, 30,3, 342.
- Mawatari, Y., 2008. Magnetic Field Distributions Around Superconducting Strips on Ferromagnetic Substrates, Physical Review B, 77,10, 104505.

- Mori, K., Minemoto, T. ve Itoh, M., 1997. Magnetic Shielding of the Superposition of a Hybrid Ferromagnetic Cylinder over a BPSCCO Cylinder, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 7,2, 378–381.
- Onnes, H.K., 1911. The Resistance of Pure Mercury at Helium Temperatures, Ommun. Phys. Lab. Univ. Leiden, b, 120
- Öztürk, A., 2005. Yüksek sıcaklık Süperiletkenlerinin Elektriksel ve Manyetik Özelliklerinin Deneysel ve Modelleme ile İncelenmesi, Doktora Tezi, K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Pérez-Rodríguez, F., LeBlanc, M.A.R. ve Gandolfini, G., 2001. Flux-Line Cutting in Granular High- T_c and Semi-Reversible Classical Type-II Superconductors, Superconductor Science and Technology, 14,6, 386–397.
- Rhyner, J., 1993. Magnetic Properties and AC-Losses of Superconductors with Power Law Current-Voltage Characteristics, Physica C: Superconductivity, 212,3-4, 292–300.
- Ricketts, B.W., Müller, K.H. ve Driver, R., 1991. Flux Pinning in Tubes of a Ceramic Superconductor, Physica C: Superconductivity and its applications, 183,1-3, 17-26.
- Rose-Innes, A.C., Rhoderick, E.H. ve Goldman, A.M., 1970. Introduction to Superconductivity, American Journal of Physics, 38,8, 1048–1049.
- Ruiz-Alonso, D., Coombs, T.A. ve Campbell, A.M., 2005. Numerical Solutions to the Critical State in a Magnet-High Temperature Superconductor Interaction, Superconductor Science and Technology, 18,2, 209–214.
- Schmidt, V. V., 1997. The Physics of Superconductors, Heidelberg, Springer, Berlin, 205 s.
- Seeber, B., 1998. Handbook of Applied Superconductivity, IOP Publishing Ltd, Bristol, 434s.
- Silsbee, F.B., 1917. Note on electrical Conduction in Metals at Low Temperatures, Journal of the Franklin Institute, 184,1, 111.
- Snider, E., Dasenbrock-Gammon, N., McBride, R., Debessai, M., Vindana, H., Vencatasamy, K., Lawler, K. V., Salamat, A. ve Dias, R.P., 2020. Room-Temperature Superconductivity in a Carbonaceous Sulfur Hydride, Nature, 586,7829, 373–377.
- Spaldin, N.A., 2010. Magnetic Materials, Cambridge University Press, Cambridge, 89 s.
- Stavrev, S., Grilli, F., Dutoit, B., Nibbio, N., Vinot, E., Klutsch, I., Meunier, G., Tixador, P., Yifeng Yang, ve Martinez, E., 2002. Comparison of Numerical Methods for Modeling of Superconductors, IEEE Transactions on Magnetics, 38,2, 849–852.
- URL-1, www.comsol.com 19 Temmuz 2018.

- Watson, J.H.P., 1968. Magnetization of Synthetic Filamentary Superconductors The Dependence of the Critical Current Density on Temperature and Magnetic Field, Journal of Applied Physics, 39,7, 3406–3413.
- Weiss, P., 1907. L'hypothèse du Champ Moléculaire et la Propriété Ferromagnétique, Journal de Physique Théorique et Appliquée, 6,1, 661–690.
- Xu, M., Shi, D. ve Fox, R.F., 1990. Generalized Critical-State Model for Hard Superconductors, Physical Review B, 42,16, 10773.
- Yampolskii, S. V., Genenko, Y.A., Rauh, H. ve Snezhko, A. V., 2008. The Bean Model of the Critical State in a Magnetically Shielded Superconductor Filament, Journal of Physics: Conference Series, 43,1, 576–580.
- Yeshurun, Y., Malozemoff, A.P., Holtzberg, F. ve Dinger, T.R., 1988. Magnetic Relaxation and the Lower Critical Fields in a Y-Ba-Cu-O Crystal, Physical Review B, 38,16, 11828.
- Zhang, M. ve Coombs, T.A., 2012. 3D Modeling of High- T_c Superconductors by Finite Element Software, Superconductor Science and Technology, 25,1, 015009.

ÖZGEÇMİŞ

İlköğretim ve lise öğrenimini Trabzon'da tamamladı. Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. Bölüm birincisi olarak mezun oldu. Aynı yıl Recep Tayyip Erdoğan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. Yüksek Lisans öğrenimini tamamladı ve aynı enstitüde Doktora öğrenimine başladı. yatay geçiş yoluyla Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne geçiş yaptı ve aynı yıl Milli Eğitim Bakanlığında fizik öğretmeni olarak atandı. Halen Milli Eğitim Bakanlığında fizik öğretmeni olarak görev yapmakta olan Alper KARA İngilizce bilmektedir.

