

120934

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNDE
Ag₂O İLAVESİNİN AC KAYIPLARINA ETKİSİ

İbrahim DÜZGÜN

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Yüksek Lisans (Fizik)”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitü’ye Verildiği Tarih : 28.07.2005
Tezin Savunma Tarihi : 23.08.2005

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Erhan COŞKUN

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2005

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda "Yüksek Lisans Tezi" olarak hazırlanmıştır. Çalışmada Ag_2O ilavesinin Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O yüksek sıcaklık süperiletkenlerin manyetik özellikleri üzerine etkisi araştırıldı. Bu tezin hazırlanması aşamasında karşılaştığım bütün güçlüklerin aşılmasında, her türlü desteği ve imkanı sağlayarak beni yönlendiren ve bilgilerinden yararlandığım, saygı değer danışman hocam Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ 'ye saygı ve şükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım boyunca birçok konuda yardımlarını gördüğüm değerli hocalarım Öğr. Gör. Dr. Ali ÖZTÜRK ve Arş. Gör. Fedai İNANIR'a ve yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Nevzat DAMLA ve Arş. Gör. Necati ÇELİK'e en içten dileklerle teşekkür ederim. Bu tezde kullanılan numuneleri sağlayan Yrd. Doç. Dr. İbrahim KARACA'ya ve AC alınganlık ölçümlerini yapan Dr. A.İ. MALİK'e de teşekkürü bir borç bilirim.

Maddi ve manevi desteklerini daima üzerimde hissettiğim aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İbrahim DÜZGÜN
Trabzon 2005

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET.....	V
SUMMARY.....	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VII
TABLolar DİZİNİ.....	IX
SEMBOLLER DİZİNİ.....	X
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. I.Tip Süperiletkenler.....	3
1.3. II. Tip Süperiletkenler.....	5
1.4. Nüfuz Derinliği.....	9
1.5. AC Manyetik Alınganlık.....	11
1.6. II. Tip Süperiletkenlerde Histerezis.....	13
1.7. Bazı Süperiletkenlik Parametreleri Ve Belirlenmesi.....	14
1.7.1. Kritik Sıcaklık (T_c).....	14
1.7.2. Kritik Alanlar.....	15
1.7.3. Kritik Akım Yoğunluğu (J_c).....	16
1.8. Kritik Hal ve Kritik Hal Modelleri.....	16
1.9. Geliştirilen Kritik Hal Modelleri.....	18
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	19
2.1. Süperiletken Numunelerin Tanımı.....	19
2.2. AC Manyetik Alınganlık Ölçümü.....	20
2.3. Teorik Hesaplamalar.....	22
3. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	24
3.1. Numunelerin Manyetik Tepkilerinin Karşılaştırılması.....	24
3.1.1. AC Alınganlığın Alan Bağıllığı.....	24
3.1.2. AC Alınganlığın Frekans Bağıllığı.....	29
3.2. Tanelerin Hacimsel Kesrinin (f_g) Belirlenmesi.....	31

3.3.	Histerezis Kayıp Piklerine Teorik Uyum Eğrilerinin Hesaplanması	33
3.4.	Eşsıcaklık (Isothermal) Histerezis Kayıpların Karşılaştırılması	36
3.5.	Eşsıcaklık (Isothermal) AC Alınganlık Verilerine Dayalı Kritik Akım Yoğunluğu Yorumu.....	40
4.	SONUÇLAR	42
5.	ÖNERİLER	43
6.	KAYNAKLAR.....	44
	ÖZGEÇMİŞ	49



ÖZET

Bu tezde, Ag₂O ilavesinin BSCCO sisteminin AC kayıpları üzerine etkileri, AC alınganlık ölçümleri ve teorik analizleri ile araştırıldı. AC alınganlık ve kayıplarının manyetik alana ve frekansa bağıllığı incelendi. Numunelerin deneysel sonuçlarının incelenmesinden, Ag₂O ilavesinin frekansa ve alana bağı AC alınganlık eğrilerinin deseninde değişiklik yaptığı görüldü. Deneysel sonuçlar kritik hal modeli çerçevesinde nitel olarak tartışıldı.

Ag₂O ilave miktarının (% 0, 15, 30) artmasıyla, kritik akım yoğunluğunun azaldığı bulundu. Tanelerin hacimsel kesirleri, Ag₂O miktarı ve alan büyüklüklerinin bir fonksiyonu olarak tahmin edildi. Kritik hal modeli hesaplamalarında kritik akım

yoğunluğunun $J_{cm}(T) = \frac{\alpha_0}{B^n} \left(1 - \frac{T}{T_{cm}}\right)^p$ ile verilen bağıntısı kullanıldı. Burada α_0 , T=0 da

çivileme şiddeti parametresini göstermekte, n ve p sırası ile tanelerarası kritik akım yoğunluğunun alan ve sıcaklık bağıllığını temsil etmektedir. Her numune için teorik ve deneysel en iyi uyum eğrilerinden tanelerarası kritik akım yoğunluğunun alan (B^n) ve sıcaklık bağıllığı (p) belirlendi. Ag₂O ilave miktarının artmasıyla, alan üssü n, tanelerin hacim kesri f_g , ve sıcaklık üssü p'nin, arttığı belirlendi. $\chi''(T)$ verilerinde uyum parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalar, alan genliğine göre değişen deneysel eşsıcaklık histerezis kayıplarına oldukça iyi uyum eğrileri vermektedir.

Anahtar Kelimeler: Ag₂O İlavesi, Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Süperiletkeni, AC Kayıpları, Kritik Akım Yoğunluğu

SUMMARY

Effect of Ag₂O Addition on the AC Losses of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Superconductors

In this thesis, the effects of Ag₂O addition on AC losses of Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O system have been investigated by means of AC susceptibility measurements and theoretical analysis. Dependence on magnetic field and frequency of AC susceptibility and losses have been studied. From the examinations of the experimental results for the samples, Ag₂O addition was seen to change the pattern of frequency dependent AC susceptibility and field dependent AC susceptibility curves. Experimental results are qualitatively discussed in the framework of the critical state model.

Intergranular critical current density was found to decrease with increased amount of Ag₂O addition (0, 15, 30 wt %). The volume fractions of the grains were estimated as a function of both Ag₂O amount and field amplitudes. The expression for the critical current density given by $J_{cm}(T) = \frac{\alpha_0}{B^n} \left(1 - \frac{T}{T_{cm}}\right)^p$ is used in critical state calculations. Where α_0 denotes the pinning strength parameter at T=0, n and p represent the field and temperature dependence of the intergranular critical current density, respectively. The field and temperature dependence (B^n and p) of the intergranular critical current density for each sample were determined from the comparison of the experimental and calculated curves. The field exponent n, volume fractions of the grains f_g , temperature exponent p, were found to increase with increasing amount of Ag₂O addition. Experimental isothermal hysteresis losses as a function of field amplitude are reproduced quite well by calculation using the same fitting parameters as that for $\chi''(T)$ data.

Keywords: Ag₂O Addition, Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Superconductor, AC Losses, Critical Current Density

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1. Civa için direnç- sıcaklık eğrisi (Serway, 1990).....	2
Şekil 1.2. I. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi	5
Şekil 1.3. II. Tip süperiletkenlerin faz diyagramı, (Seeber 1998 ve Bishop vd., 1993)	6
Şekil 1.4. (a) Ortalama manyetik akı yoğunluğunun, (b) ortalama manyetizasyonun I. Tip süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağlılığı, (c) ortalama manyetik akı yoğunluğunun, (d) ortalama manyetizasyonun II. Tip süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağlılığı	7
Şekil 1.5. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi	8
Şekil 1.6. Manyetik akının süperiletkenin yüzeyinden içeri nüfuz etmesi.....	10
Şekil 2.1. Lake Shore 7000 AC Alınganlık ölçüm sisteminin blok şeması	21
Şekil 3.1. Saf BSCCO için AC alınganlığın $f=20\text{Hz}$ 'de sıcaklık ve alan bağlılığı.....	25
Şekil 3.2. BSCCO+%15Ag ₂ O için AC alınganlığın $f=20\text{Hz}$ 'de sıcaklık ve alan bağlılığı.....	25
Şekil 3.3. BSCCO+%30Ag ₂ O için AC alınganlığın $f=20\text{Hz}$ 'de sıcaklık ve alan bağlılığı.....	26
Şekil 3.4. Üç numune için $f=20\text{ Hz}$ de pik sıcaklıklarının manyetik alan bağlılığı	27
Şekil 3.5. Numunelerin, $f = 20\text{Hz}$ ve $H_{ac} = 80, 400\text{ A/m}$ 'de (a) χ'' nün ve (b) χ' nün sıcaklıkla değişim grafiği	28
Şekil 3.6. Saf BSCCO için AC alınganlığın sanal kısmının $H_{ac}=400\text{A/m}$ için $f = 20, 125, 500$ ve 1000Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi.....	30
Şekil 3.7. BSCCO + % 15A için AC alınganlığın sanal kısmının $H_{ac} = 400\text{A/m}$ için $f = 20, 125, 500$ ve 1000Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi	30
Şekil 3.8. BSCCO+%30Ag ₂ O için AC alınganlığın imajiner kısmının (kayıp piklerinin) $H_{ac} = 400\text{ A/m}$ için $f = 20, 125, 500$ ve 1000 Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi	31
Şekil 3.9. BSCCO+%15Ag ₂ O numunesi için tanelerin hacimsel kesrinin (f_g) gösterimi	32
Şekil 3.10. Üç farklı BSCCO numunesi için tanelerin hacimsel kesrinin (f_g) alana göre değişimi	33
Şekil 3.11. Saf BSCCO numunesi için χ_m'' 'nün sıcaklıkla değişimi	34
Şekil 3.12. BSCCO+%15Ag ₂ O numunesi için χ_m'' 'nün sıcaklıkla değişimi	35

- Şekil 3.13. BSCCO+%30Ag₂O numunesi için χ_m'' 'nin sıcaklıkla değişimi.....35
- Şekil 3.14. Saf BSCCO numunesi için, deneysel matris alınganlığın, T = 97 K de 20 Hz de manyetik alana göre değişimi37
- Şekil 3.15. Saf BSCCO numunesi için, T = 97 K de 20 Hz de, Histeresis kayıplarının W, manyetik alana göre değişiminin yarı logaritmik çizimi37
- Şekil 3.16. BSCCO+%15 Ag₂O numunesi için, deneysel matris alınganlığın, T = 94 K de 20Hz de manyetik alana göre değişimi.....38
- Şekil 3.17. BSCCO+%15 Ag₂O numunesi için T = 94 K de 20Hz de, Histeresiz kayıplarının W, manyetik alana göre değişiminin yarı logaritmik çizimi38
- Şekil 3.18. BSCCO+%30 Ag₂O numunesi için, deneysel matris alınganlığın, T = 91 K de 20Hz de manyetik alana göre değişimi.....39
- Şekil 3.19. BSCCO+%30 Ag₂O numunesi için T = 91 K de 20Hz de, Histeresiz kayıplarının W, manyetik alana göre değişiminin yarı logaritmik çizimi39
- Şekil 3.20. Üç farklı numunenin 77 K (sıvı azot sıcaklığı) de f = 20 Hz için deneysel AC alınganlığın alan genliğinin fonksiyonu olarak çizimi.....41



TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. Başlangıç tozlarının özellikleri	19
Tablo 2. Üç numune için elde edilen bazı süperiletkenlik parametreleri	36



SEMBOLLER DİZİNİ

B	Numune İçindeki İndüksiyon (Magnetik Akı Yoğunluğu)
E	Elektrik Alan
F_P	Çivileme Kuvveti
F_L	Lorentz Kuvveti
H	Magnetik Alan
H_a	Uygulanan Magnetik Alan
H_c	Kritik Magnetik Alan
H_{c1}	Alt Kritik Alan
H_{c2}	Üst Kritik Alan
H_*	İlk Tam Nüfuz Alanı
H_{*0}	$T=0$ 'daki İlk Tam Nüfuz Alanı
I_c	Kritik Akım
J_c	Kritik Akım Yoğunluğu
k	Boltzman Sabiti
M	Magnetizasyon (Mıknatıslanma)
R	Direnç
T_c	Kritik Geçiş Sıcaklığı
T_{cm}	Matris Kritik Sıcaklığı
U_0	Çivileme Potansiyeli
V	Gerilim
χ	Magnetik Alınganlık
χ'	Magnetik Alınganlığın Gerçel Kısmı
χ''	Magnetik Alınganlığın Sanal Kısmı
Φ	Magnetik Akı
λ	Nüfuz Derinliği
μ_0	Boşluğun Magnetik Geçirgenlik Katsayısı
ρ	Özdirenç
ξ	Uyum Uzunluğu

1. GENEL BİLGİLER

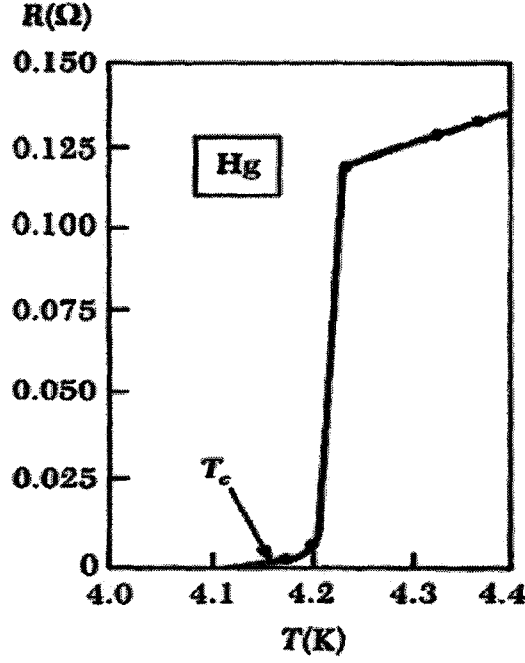
1.1. Giriş

Süperiletkenlik ilk kez 1911' de Hollandalı bilim adamı H. K. Onnes tarafından, saf civa metalinin düşük sıcaklıklarda öz direncinin ölçümünü gerçekleştirirken keşfedildi. Birçok metal ve alaşım, sıcaklık yaklaşık 4.2 K'e yani sıvı helyum sıcaklığına eriştiklerinde süperiletken hale gelirler. Onnes'in 1911 yılında gerçekleştirmiş olduğu deneyde civanın elektriksel direncinin, kritik sıcaklık (T_c) diye adlandırılan sıcaklık ve bu sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda ölçülemeyecek kadar düşük bir değerde olduğunu gözledi. Bu deneysel gözlemlerle süperiletkenlik fizikte yerini oluşturmaya başlamış oldu. Düşük sıcaklıklar da maddenin davranışının ne olduğunu merak etmesi ile H.K.Onnes geçiş sıcaklığı 4.2 K olan süperiletkeni ve süperiletkenliği keşfetti ve bundan dolayı Nobel ödülünü aldı. Bu olayı takiben sürdürülen çalışmalarla süperiletkenliğin yeni bir faz, yeni bir durum ve ilginç özellikleri ortaya çıktığı görüldü.

Süperiletkenlerin en önemli iki özelliği mevcuttur:

Birincisi "sıfır direnç" diye bilinen durumdur. Bu durum süperiletkenin, içinden geçen akıma karşı kaydedilebilir bir direnç göstermemesidir. Şekil 1.1'de gösterildiği gibi civa, belli bir T sıcaklığından itibaren soğutulursa dirençte sabit bir düşüş gözlenirken belirli bir noktadan sonra ani bir düşüş ile kritik sıcaklığın altındaki bir değerde sıfır direnç özelliği gösterir.

Süperiletkenlerin diğer bir özelliği de ideal diyamanyetik özellik göstermeleridir. Eğer süperiletken numune manyetik alan içinde soğutulmuş ve uygulanan alan kritik alanın altında ise numune süperiletken hale geçmesinin ardından manyetik alan çizgilerini kendi içerisinde dışarılar ($B=0$). Bu olay ilk defa 1933'te Meissner ve Ochsenfeld tarafından gözlenmiş ve Meissner etkisi olarak adlandırılmıştır (Meissner, Ochsenfeld, 1933).



Şekil 1.1. Civa için direnç- sıcaklık eğrisi (Serway, 1990).

Sıfır dirençli mükemmel bir iletken ile süperiletkenin manyetik alandaki davranışları incelenecek olursa, Normal iletken manyetik alan içerisinde soğutularak belli bir sıcaklıkta direncinin kaybolduğunu ve mükemmel iletken hale dönüştüğünü varsayarsak bu numune normal iletken iken içinde bulunan manyetik akıyı tuzaklayacaktır. Süperiletken numune ise bunun tam aksine süperiletken faza geçer geçmez içinde mevcut olan akıyı dışarılayarak diyamanyetik özellik gösterecektir. Verilen bu örnekle Meissner etkisi açıkça özetlenmiştir. 1950’de Ginzburg ve Landau süperiletkenin mikroskobik yapısı hakkında fenomenolojik teori geliştirdiler. Bu teori nedenini açıklamasa da olayın nasıl olduğunu açıklayan önemli bir teoridir. Böylelikle bu tarihten itibaren fizikçiler ve malzeme bilimciler uygulama alanları için daha yeni ve kullanışlı süperiletkenler bulup geliştirmede kayda değer biçimde yol almışlardır. 1957’de Bardeen, Cooper ve Schriffer tarafından BCS Teorisi olarak bilinen süperiletkenliğin k temel teorisinin temeli atıldı. Bu teori süperiletkenliğin mikroskobik düzeyde en ince ayrıntılarıyla nasıl meydana geldiğinin bir ifadesidir. Elektron – fonon etkileşimi vasıtasıyla süperiletkenliğin, “Cooper çifti”nin varlığından ortaya çıktığı teorisini geliştirdiler (Bardeen vd., 1957).

AC kaybı, süperiletkenlerin endüstrideki uygulamalarında verimliliği belirlemede en önemli parametrelerden biridir. Bazı uygulamalarda enerji maliyeti ve verim önemli iken, bazı uygulamalarda da enerji maliyetinden çok, AC kaybının düşürülmesi önemlidir. Yani

süperiletkenin kullanılacağı çevre şartlarında en az kayba sahip en çok akım taşıyabilen ve maliyeti karşılanabilir süperiletkenlerin geliştirilmesi, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin ticari olarak kullanımında en belirleyici özeldir (Friend, 2000). Bu alanda yapılan ve yapılacak deneysel çalışmalar ve bunları analiz eden teorik hesaplamalar bu açıdan literatüre önemli katkı sağlayacaktır.

AC kayıplarına en büyük katkının histerezis kayıplarından geldiği bilenen bir gerçektir. Süperiletkenlerde histerezis kayıpları ise değişen transport veya perdeleyici akımın sonucu olarak kuantize olmuş akı çizgilerinin (girdap) hareketinden ileri gelir. Süperiletkenlerin enerji kayıplarını ölçmek için ısı ve elektromanyetik yöntem olmak üzere iki yöntem yaygındır. Farklı teknikler ile ilgili ayrıntılı bilgi Hlasnik vd., 1998 de bulunmaktadır. En yaygın olanlarından biri AC alınganlık (örnek olarak bakınız Müller, 1989; Chen vd., 1989; Ishida ve Goldfarb, 1990) veya DC manyetizasyon ölçmedir (Jin vd., 1998). Gümüşün (Ag) soylu (noble) metaller içinde seramik süperiletkenlere zarar vermeyen (non-poisoning) tek metal olduğu bulunmuştur (Polak ve Krempasky, 2001). Gümüşün bu özelliği, kırılğan seramik süperiletkenlerin fiziksel ve mekaniksel eksikliğini telafi etmek için süperiletken tel ve şerit yapımında onun teknik önemini artırmaktadır. Bazı araştırmacılar gümüşün Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O sistemde mikro yapı ve fiziksel özelliklere etkisini araştırdılar, bununla ilgili çalışmalar Sobha vd., 1998 ve Karaca vd., 2001'de verilmektedir.

Bu tez çalışmasında, Ag_2O ilavesinin Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O yüksek sıcaklık süperiletken malzemesinin manyetik özelliklerine, özellikle AC kayıplarına etkisi araştırıldı. Bu çalışma ile ilişkili temel kavramları gözden geçirmek yerinde olacaktır.

1.2. I. Tip Süperiletkenler

Manyetik alan altındaki davranışlarıyla ayırt edilebilen iki tip süperiletkenlik vardır. Bunlar I. Tip ve II. Tip süperiletkenler adı altında sınıflandırılırlar. I. Tip süperiletkenler, $H < H_c(T)$ durumunda, yüzeylerindeki ince bir bölge yani nüfuz derinliği λ hariç diğer bütün bölgelerinde manyetik akıyı dışarılar. Burada $H_c(T)$ sıcaklığa bağlı olan kritik manyetik alandır. Tipik bir nüfuz derinliği $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ 'dür. Bu küçük yüzey bölgesindeki manyetik akıyı ihmal edersek ideal bir I. Tip süperiletken için herhangi bir manyetik akı içeriye giremez.

Dolayısıyla;

$$\langle B \rangle = \mu_0 H + \mu_0 \langle M \rangle \quad (1.1)$$

şeklinde verilen standart bağıntıyı kullanarak manyetizasyon için

$$\langle M \rangle = -H \quad (1.2)$$

bağıntısı I. Tip süperiletkenler için yazılabilir. Çünkü $\langle B \rangle = 0$ 'dır ve numune mükemmel diamanyetizma özelliği gösterir. Burada H, uygulanan manyetik alandır ve $\langle B \rangle$, tüm numune üzerindeki ortalama manyetik akı yoğunluğudur. $H > H_c(T)$ durumunda ise numune normal haldedir ve $\langle B \rangle = \mu_0 H$ eşitliği geçerlidir.

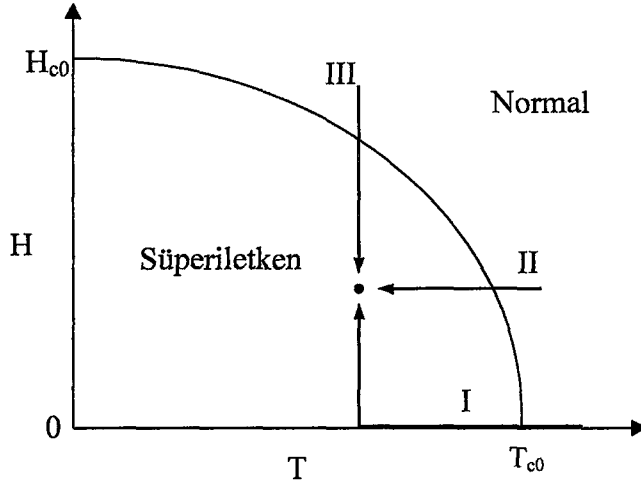
Süperiletkenlikten normal hale dönüşümü sağlayan manyetik alan değerine kritik manyetik alan adı verilir ve I. Tip süperiletkenler için bu kritik manyetik alan sıcaklığa bağlıdır ve iyi bir yaklaşıklıkla;

$$H_c = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

şeklinde dir. Burada H_{c0} , $T=0$ 'daki kritik alandır ve T_{c0} ise $H=0$ 'daki kritik sıcaklıktır. Yukarıda tanımlanan kavramlar faz diyagramında Şekil 1.2' de gösterilmektedir.

Şekil 1.2, aynı H ve T değerlerine sahip bir noktaya ulaşmak için üç farklı yolu göstermektedir. I numaralı yolda başlangıçtaki manyetik alan $H_i = 0$ ve başlangıçtaki sıcaklık $T_i > T_{c0}$ 'dır. I numaralı yolun yatay kısmı alansız soğutma (ZFC) işlemine, dikey kısmı sabit sıcaklıkta alan uygulama işlemine karşılık gelmektedir. II numaralı yol ise, seçilen bir alan altında soğutma (FC) işlemi olarak adlandırılır. III numaralı yol ise $T < T_{c0}$ olan bir sıcaklıkta numunenin normal olduğu yeterince büyük bir manyetik alan uygulandığı durumdan, alanın azaltılarak numunenin süperiletken olduğu duruma ulaşıldığını göstermektedir. II ve III yolları için başlangıçtaki manyetik akı yoğunluğu $B = \mu_0 H$, metale düzgün bir şekilde nüfuz eder. Çünkü metal normal haldedir. Metal normalden süperiletken hale dönüşünce manyetik akı $\phi = B.A$ tamamen dışarı atılır. Burada A numunenin akı çizgilerine dik kesit alanıdır. II ve III yolları boyunca süperiletken-normal (S-N) sınırında bu manyetik akının dışarı itilmesine Meissner olayı adı

verilir. (N-S) dönüşümü meydana geldiği zaman metalin içinde bir elektrik akımı oluşur ve süperiletkenin yüzeyi boyunca dolaşır. Bu akım metalin içinde bulunan manyetik alanı;



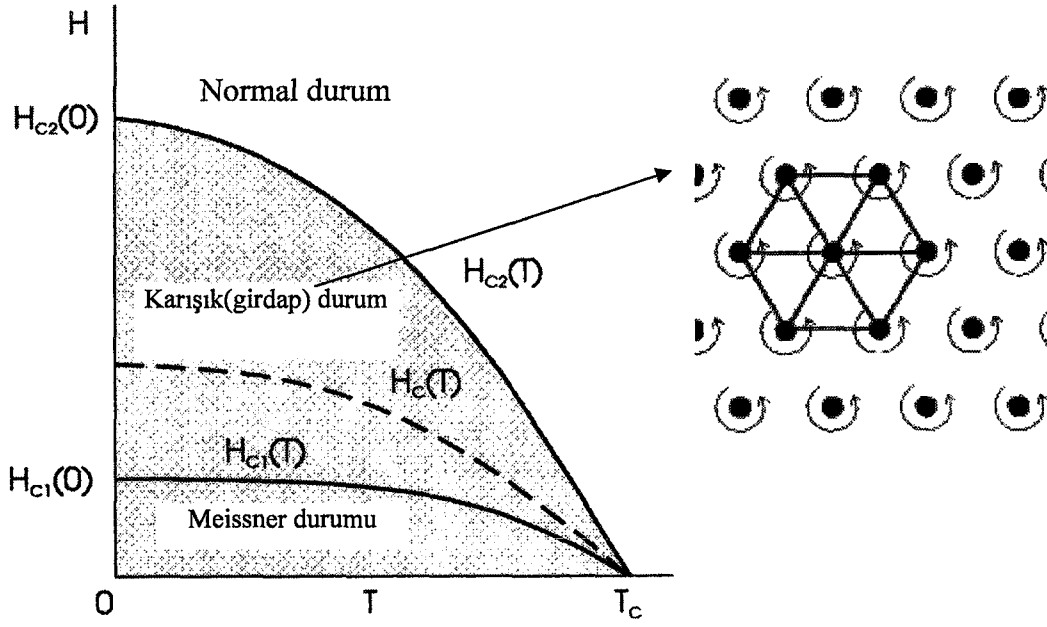
Şekil 1.2. I. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi

tamamen iptal edecek yönde bir manyetik alan üretir. Malzemenin içindeki dış manyetik alana karşı çıkacak bir akım dolanımı haline diyamanyetik adı verilir. Çünkü bu durumda manyetik alınganlık negatiftir ve manyetizasyon, $\langle M \rangle = -H$ 'dır. Bu durumda numunenin nüfuz derinliği hariç, diğer bütün bölgelerinde $\langle B \rangle = 0$ 'dır.

1.3. II. Tip Süperiletkenler

Yüksek dönüşüm sıcaklığına sahip süperiletkenler II. Tiptir. Niyobyum (Nb) ve Vanadyum (V) hariç süperiletken olabilen bütün alaşımlar ve bileşikler II. Tip süperiletkenlerdir.

II. Tip süperiletken olarak bilinen bir başka süperiletken sınıfının olduğu 1950'lerde anlaşıldı. Rus fizikçisi A.A.Abrikosov geleneksel II. tip süperiletkenlerin manyetik alan içinde nasıl davrandıklarını açıklayan bir teori yayınladı. Ginzburg ve Landau tarafından ortaya konulan teoriden de yararlanarak, Abrikosov geçiş sıcaklığı (T_c) altında bulunan bir süperiletkenin manyetik tepkisinin, manyetik alan şiddetine ve sıcaklığa bağlı olduğunu gösterdi. Böyle bir ilişki Şekil 1.3'te görüldüğü gibi manyetik faz diyagramı ile temsil edilebilir.



Şekil 1.3. II. Tip süperiletkenlerin faz diyagramı (Seeber 1998 ve Bishop vd., 1993).

$H < H_{c1}(T)$ olduğu zaman süperiletken malzeme tamamen uygulanan alanı dışarlamaktadır. Sıcaklığa bağlı olan ve Meissner halinin sınırlarını belirleyen bu alana alt kritik $H_{c1}(T)$ alan adı verilir.

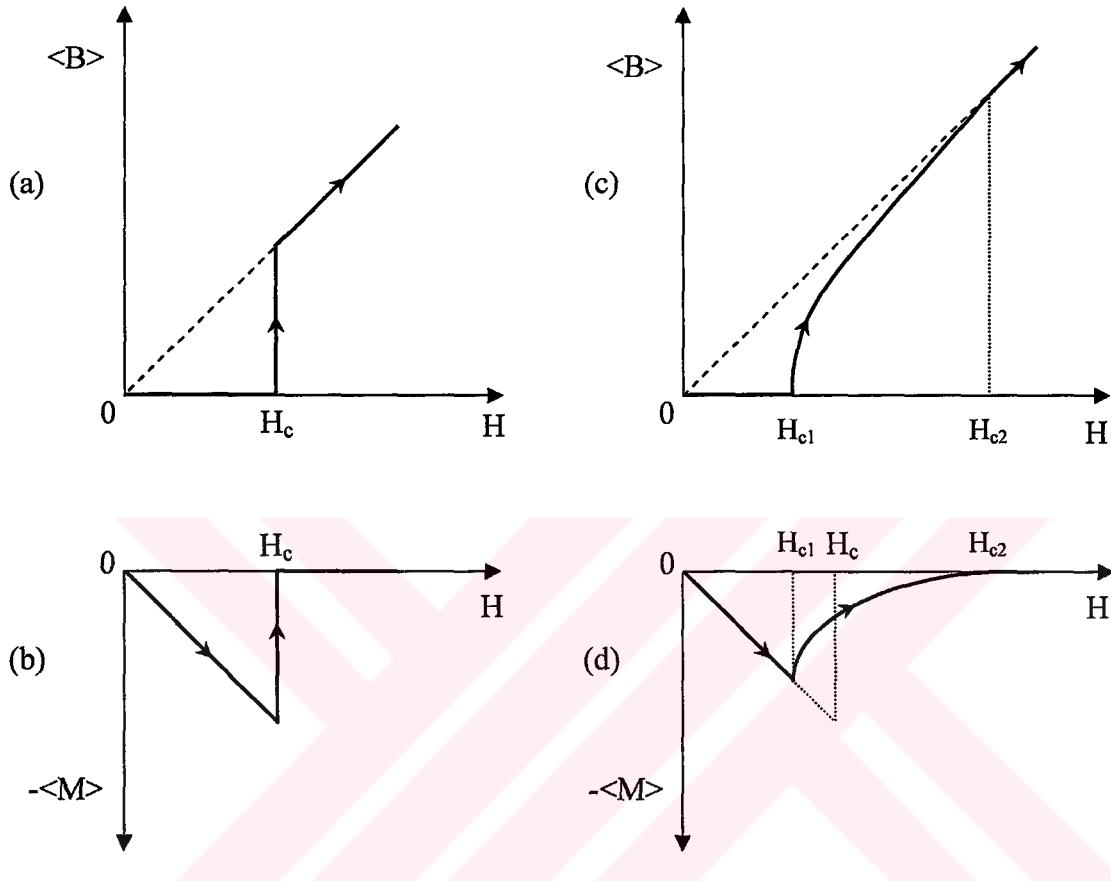
Uygulanan manyetik alan $H_{c1}(T)$ 'nin üstüne çıkarıldığında karışık hal adı verilen durum yer almaktadır. Bu durumun sınırlarını uygulanan alanın, H_a , değeri belirler, yani $H_{c1}(T) < H_a < H_{c2}(T)$.

Uygulanan alan, sıcaklığa bağlı olan ve üst kritik alan olarak adlandırılan $H_{c2}(T)$ 'den büyük olduğunda karışık halden normal hale geçiş olur. Karışık halde manyetik alan süperiletkene nüfuz eder. Fakat bu, normal haldeki tam nüfuz gibi değil, girdaplar şeklinde ve kısmi bir nüfuzdur. Süperiletkenin kuantum mekaniği her girdabın (akı çizgisi) aynı büyüklükte olmasını gerektirir. Kuantize olmuş bu büyüklüğe akı kuantumu adı verilir ve $\Phi_0 = h/2e = 2.067 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$ şeklindedir.

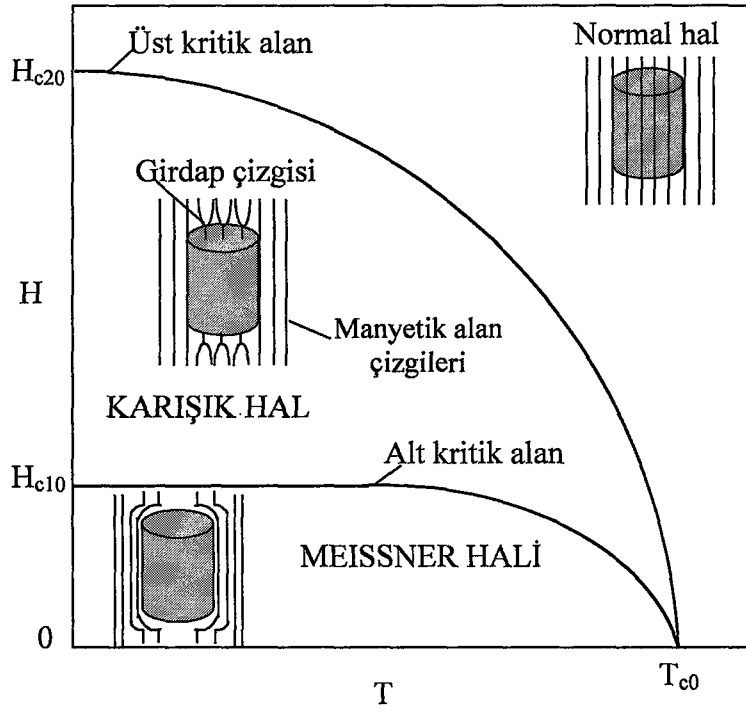
Manyetik alan arttıkça akı çizgilerinin yoğunluğu artacak yani girdaplar arasındaki uzaklık azalacaktır. Akı çizgilerinin düzenlenişi minimum enerjili durumu oluşturmak üzere üçgen veya hegzagonal akı çizgisi örgüsü oluşturacak şekildedir.

Bu malzemeler Şekil 1.4 ve 1.5'te görüldüğü gibi H_{c1} ve H_{c2} olarak gösterilen iki kritik manyetik alan ile karakterize edilir.

İdeal tersinir II. Tip süperiletkenlerde manyetik alan H , düşük kritik alan adı verilen kritik değerden (H_{c1}) az olunca $\langle B \rangle = 0$ 'dır. $H_{c1} < H < H_{c2}$ olan bölgesinde süperiletkenin karışık halde olduğu söylenir. Şekil 1.5' te faz diyagramı verilmektedir.



Şekil 1.4. (a) Ortalama manyetik akı yoğunluğunun, (b) ortalama manyetizasyonun I. Tip süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağlılığı, (c) ortalama manyetik akı yoğunluğunun, (d) ortalama manyetizasyonun II. Tip süperiletkenlerde uygulanan manyetik alana bağlılığı



Şekil 1.5. II. Tip süperiletkenler için H-T eğrisi

$H_{c1} < H < H_{c2}$ aralığında süperiletken karışık veya vorteks durumunda olduğundan, bu halde $\langle B \rangle$ artık sıfır değildir ve $\langle B \rangle \leq \mu_0 H$ olan bir denge değerine sahiptir. Şekil 1.4(c)'de $\langle B \rangle$ 'nin uygulanan manyetik alanla değişimi ve Şekil 1.4(d) ise manyetizasyon $\langle M \rangle$ 'nin uygulanan manyetik alanla değişimi göstermektedir. Metale nüfuz eden manyetik akı yoğunluğu sıfırdan farklı olduğu gibi aynı zamanda H'ya dik iki boyutta periyodik olarak değişik şekilde ve homojen olmayan bir şekildedir. Manyetik akı bu durumda akı flamanları, akı çizgileri veya akı girdapları adı verilen ve değeri $\phi_0 = h/2e$ olan girdaplardan (fluxon) meydana gelir. İdeal (tersinir) II. Tip süperiletkenlerde akı çizgileri yoğunluğu numunenin kesiti üzerinde düzgün bir dağılıma sahiptir. Girdap hareketi elektronların hareketine engel olduğu için dirence neden olmaktadır ve buna akı akışı öz direnci (Flux Flow Resistivity) denir. Çeşitli sıcaklık ve manyetik alanda girdapların nasıl hareket ettiği ne şekilde düzenlendiği oldukça önemlidir. Her bir akı çizgisinin yapısı, uyum uzunluğu (ξ) ve nüfuz derinliğine bağlıdır. Akı çizgileri, çapı, uyum uzunluğuna bağlı olan normal göbek (çekirdek)'lerden ve bu göbekler etrafında dolaşan süper akımlardan oluşur. Bu süper akımlar manyetik alan üretir ve manyetik alanın kalabildiği uzaklık, nüfuz derinliği λ ile belirlenir.

Akı çizgileri uygulanan alanın artması ile o kadar birbirine yakın olacaktır ki, $H_a = H_{c2}(T)$ olduğunda süperiletkenlik bozulacaktır. Alanın bu değerine üst kritik alan denir. Alanın artması ile girdaplar $\vec{F}_L = \vec{J}_c \times \vec{B}$ Lorentz kuvvetinin etkisi ile birbirine o kadar yakınlaşacaktır ki, göbekler üst üste gelecek (overlap) süperiletkenliği sağlayan (koruyan) girdaplar malzemede yer almayacaktır, Bishop vd., 1993.

Süperiletken halden normal hale geçene kadar, manyetik akıyı tamamen dışarılayan süperiletken malzemeler I.tip süperiletkenler olarak adlandırılır. Eski literatürde genellikle “yumuşak” veya “saf” süperiletkenler olarak adlandırılır. Vanadyum (V) ve niyobyum (Nb) hariç, tüm süperiletken elementler ve çoğu alaşımları I.tip süperiletkenlerdir (Cyrot ve Pavuna, 1992). I.Tip bir süperiletken için söz konusu kritik alan H_c 'dir.

Yüksek geçiş sıcaklığına sahip süperiletkenler II. tip'tir. II. Tip bir süperiletken için iki kritik alan vardır: alt kritik alan H_{c1} ve üst kritik alan H_{c2} .

II. Tip süperiletkenlerde manyetik akı, alt kritik alan H_{c1} 'den büyük ve üst kritik alan H_{c2} 'ye kadar olan manyetik alanlar için, süperiletken malzemeye kuantize olmuş akı çizgileri şeklinde nüfuz ederler (Seeber, 1998).

1.4. Nüfuz Derinliği

Meissner olayı, bir süperiletken içinde $B=0$ olduğunu göstermektedir. Ancak, bu süperiletkenin yüzeyinde doğru olamaz. Aslında, B'yi iptal etmek için, yüzeyde M manyetizasyonuna neden olan ve süperiletkenin içinde $M+H=0$ verecek akımlar gereklidir. Direnç sıfır olduğu için, bu yüzey akımları enerji kaybına neden olmaz. Bu yüzden bu akımları süper akımlar (perdeleyici akımlar) olarak adlandırılır. Süper akımların numunede aktığı kalınlık, manyetik alanın nüfuz derinliği, λ olarak adlandırılır (Cyrot ve Pavuna, 1992).

Süperiletken bir numune uygulanan bir alanda bulunduğunda, içerideki akıyı iptal edecek şekilde dolanan perdeleyici akımlar bu yüzey tabakası içinde akmalıdırlar. Bu sebeple, akı yoğunluğu metalin sınırında birdenbire sıfıra düşmez bunun yerine, perdeleyici akımların aktığı bölgede yavaş yavaş ortadan kalkar. Bunun için, mükemmel diyamanyetik olan bir süperiletkenden bahsedilmesine rağmen, aslında manyetik akının oldukça ince bir nüfuzu vardır, yüzeyde yavaş yavaş ortadan kalkan akı yoğunluğu Şekil 1.6' da gösterilmektedir.

Metal içinde x mesafesinde akı yoğunluğu $B(x)$ değerine düşerse, nüfuz derinliği λ ;

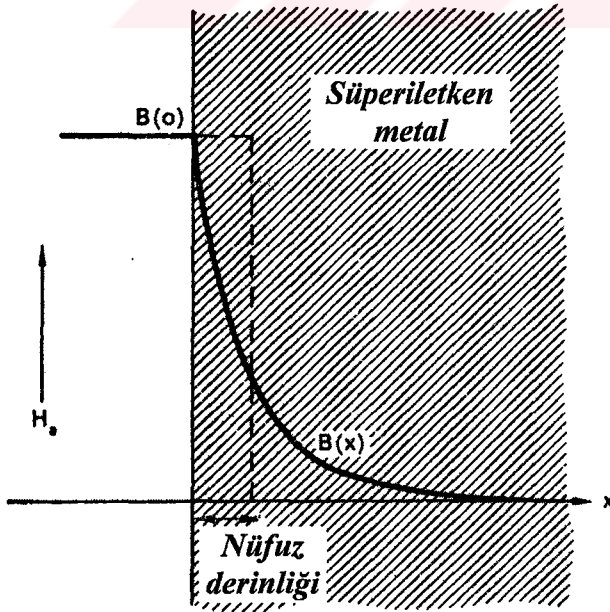
$$\int_0^{\infty} B(x) dx = \lambda B(0) \quad (1.4)$$

ile belirlenir. Burada $B(0)$ metalin yüzeyindeki akı yoğunluğudur. Diğer bir deyişle, dış alanın akı yoğunluğu metalin içine doğru bir λ mesafesinde sabit kalırsa, süperiletkenin içinde aynı miktarda akı olur.

Süperiletkenliğin London teorisi, nüfuz derinliğinden daha kalın bir numunedeki manyetik akı yoğunluğunun metale nüfuzunun üstel (eksponansiyel) olarak azaldığını öngörür:

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (1.5)$$

Ancak, basit hesaplamalarda, uygulanan alanın $B(0)$ akı yoğunluğunun metalin içine doğru bir λ mesafesinde sabit kalması ve birdenbire sıfıra düşmesi yaklaşıklığının kullanılması genellikle yeterli olmaktadır.



Şekil 1.6. Manyetik akının süperiletkenin yüzeyinden içeri nüfuz etmesi

Nüfuz derinliği sabit bir değere sahip değildir ve sıcaklıkla değişir. Düşük sıcaklıklarda sıcaklıktan hemen hemen bağımsızdır ve metallerin karakteristik değeri olan $\lambda(0)$ (0° K'deki λ değeri) değerine sahiptir. Nüfuz derinliği, sıcaklık geçiş sıcaklığına yaklaşıncaya hızlı bir şekilde artar ve sıcaklık geçiş sıcaklığına ulaşıncaya sonsuz olur (Rose ve Rhoderick, 1980).

Nüfuz derinliğinin sıcaklık bağılılığı için iyi bir yaklaşım

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right]^{1/2}} \quad (1.6)$$

formülü ile verilir (Müller ve Ustinov, 1997).

1.5. AC Manyetik Alınganlık

AC alınganlık ölçümleri ile taneli yapıya sahip süperiletkenlerde, taneler arası bağlar, Josephson eklemleri, tane sınırları ve taneler arası etkileşimler gibi konularda bilgi elde edilebilmektedir (Koyama vd., 1988; İkedo vd., 1988; Mazaki vd., 1988; Maeda vd., 1989; Nikolo vd., 1989; Calzona vd., 1989; Komatsu vd., 1991).

AC manyetizasyon ölçümü, manyetik özelliğe sahip bir malzemeye

$$H(t) = H_0 \cos(\omega t) \quad (1.7)$$

ile ifade edilen bir alternatif alan uygulanmasını gerektirir. Uygulanan alanın malzemede oluşturduğu mıknatıslanma;

$$\begin{aligned} M(t) &= M_0 \cos(\omega t - \phi) \\ &= M_0 \cos(\omega t) \cos \phi + M_0 \sin(\omega t) \sin \phi \\ &= \chi' H_0 \cos(\omega t) + \chi'' H_0 \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (1.8)$$

ile verilir. Burada χ' ve χ'' alınganlığın reel ve sanal (imajiner) bileşenleridir. ϕ faz açısı, uygulanan AC manyetik alan ile mıknatıslanmanın aynı fazda olmamasından dolayı yazılmıştır. Denklem 1.8'den

$$\chi' = (M_0 / H_0) \cos \phi \quad (1.9)$$

$$\chi'' = (M_0 / H_0) \sin \phi \quad (1.10)$$

elde edilir. Uygulanan alan ile aynı fazda olan alınganlığın reel (χ') bileşeni, taneler ve taneler arası etkileşmeler ile ilişkilidir. Sanal (χ'') bileşen ise faz dışı bileşeni gösterir ki enerji kayıpları ile ilişkilidir.

AC alınganlık ölçümlerinde kritik geçiş sıcaklığı (T_c), perdeleme akımlarının oluştuğu sıcaklıktır. Taneli yapıya sahip süperiletkenler iki tane kritik geçiş sıcaklığı sahiptir. Birisi özden (intrinsic), diğeri ise taneler arasında oluşan çiftlenim geçiş sıcaklığıdır.

Perdelenen hacimde çiftlenim bileşeninin T_c 'de gerçekleşen büyük değişimden dolayı, alınganlıkta dikkat çekici bir değişim gözlenir. Bu değişim dirençteki ile karşılaştırıldığında küçüktür, çünkü çiftlenim bileşeni iletim yolunun küçük bir kısmında oluşur. Öğütülmüş bir malzeme, sadece özden karakteristikli yalıtılmış tanelerin oluşmasına yol açar. Hem özden hem de çiftlenim kritik sıcaklıkları alan bağımlıdır. Çiftlenim bileşeni alana daha duyarlıdır. Alan bağımlılığı, AC ölçüm alanlarını veya DC bias alanlarını artırmakla belirlenebilir.

Yüksek kalitede, güçlü şekilde çiftlenmiş, sinterlenmiş süperiletkenler için küçük ölçüm alanlarında iki kritik sıcaklık görülür. Zayıf kalitede, zayıf çiftlenmiş bir malzeme ile karşılaştırıldığında yüksek kalitedeki malzemenin çiftlenim kritik sıcaklığı, alanın artması ile daha az azalır. Yüksek kalitede, sinterlemiş bir yüksek sıcaklık $(\text{Bi-Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ malzemesi için tipik bir ölçüm Goldfarb vd. (1991) verilmiştir. Alınganlığın reel ve sanal kısımları, artan sıcaklığın fonksiyonu olarak özden ve çiftlenim bileşenlerini içeren şekilde içermektedir. Bazı araştırmacılar, bu pikler için tane içi ve taneler arası pik kavramlarını kullanmaktadırlar. 80 A/m (rms)'lik ölçüm alanı, bu malzemeler için iki bileşeni ayırmada yeterli bir büyüklük olmaktadır (Goldfarb vd., 1991).

Manyetik alınganlığın χ' reel kısmında sıcaklığın ve uygulanan alanın şiddetine bağlı olarak 0'dan -1'e (ideal diyamanyetik özellik) doğru kademeli olarak bir düşme gözlenir.

Süperiletkenlik geçiş sıcaklığından sonra görülen ilk düşme tanelerden (özden) kaynaklanan birinci diyamanyetik geçiş olarak adlandırılır. Birinci diyamanyetik geçişten sonra görülen düşme taneler arası etkileşmenin bir sonucu olan ve sanal kısımdaki pike karşılık gelen ikinci diyamanyetik geçiştir. Bu ikinci diyamanyetik geçiş bölgesi uygulanan alan ve sıcaklığa bağlılık gösterir. Manyetik alanın artan değerlerinde bu bölge düşük sıcaklıklara doğru kayar ve süperiletken akımlar taneden taneye doğru akarlar. İkinci diyamanyetik geçişten sonra, yeterince düşük sıcaklıklara inildiği zaman Meissner etkisi oluşur ve malzeme uygulanan dış alanı tamamen dışarılar. Malzemenin sıcaklığı, düşük sıcaklıklardan itibaren arttırılmaya başlandığında manyetik akı malzemenin içerisine nüfuz etmeye başlar ve histeritik kayıplara neden olur. Manyetik alınganlığın χ'' sanal kısmında tane sınırlarındaki kayıplardan (girdap haldeki süperiletkenlerde AC kayıplardan) kaynaklanan kritik sıcaklığın altındaki sıcaklıklarda bir pik gözlenir. Bu pik sıcaklığa ve uygulanan alanın şiddetine bağlı iken frekans bağımlılığı daha azdır. Alan şiddeti arttıkça, pik genişleyerek düşük sıcaklık bölgesine doğru kayar. Halbuki frekans arttırıldığı zaman, tepe noktasına karşılık gelen sıcaklık (T_p) değeri yüksek sıcaklıklara doğru bir miktar kaymaktadır (Nikolo vd., 1989).

AC alınganlık ölçümlerinde, χ' reel veya gerçel kısmı numunenin perdeleme özelliğini yansıtırken, sanal kısmı temsil eden χ'' AC histerezis kayıplarının bir ölçüsüdür.

$$\chi'' = A_H / \mu_0 \pi H_{ac}^2 \quad (1.11)$$

Burada A_H , B'ye karşı H düzleminde histerezis eğrisi tarafından çevrelenen alandır. Hac ise uygulanan maksimum alanı göstermektedir.

1.6. II. Tip Süperiletkenlerde Histerezis

II. Tip süperiletkenlerde akı çizgilerinin çivilenmesinden dolayı akı yoğunluğu $\langle B \rangle$ veya manyetizasyon uygulanan alana göre tek değerli bir fonksiyon değildir. Yani manyetik alan artarken ve azalırken manyetizasyon farklı değerler almaktadır. Manyetizasyonun alana göre değişimi çizildiğinde elde edilen eğriye histerezis çevrimi adı verilir. Histerezis çevriminin çevrelediği alan, her bir çevrimde malzeme harcanan kayıp enerjisinin bir ölçüsüdür. Bu nedenle histerezis eğrilerinin ölçümü veya bununla ilişkili AC alınganlık ölçümü II. tip süperiletkenlerin uygulamaları ile ilgili önemli bilgi sağlamaktadır.

II. Tip süperiletkenlerde histerezis çivileme merkezi olarak görev yapan çeşitli kusurlardan kaynaklanır. Bu kusurlar akı çizgilerinin hareketini engeller. Manyetik alan artarken akı çizgilerinin malzemeye girişine engel olurken, manyetik alan azalırken numunedeki akı çizgilerinin malzemedeki çıkışına karşı koyar. Bunun sonucu olarak numunedeki ortalama akı yoğunluğu $\langle B \rangle$ uygulanan alandan, $\mu_0 H_a$, alan artarken küçük, alan azalırken daha büyük değerler alır.

II. tip süperiletkenlerde, histerezis veya tersinmezlik akı çizgilerinin çivilenmesinin bir yansıması olduğundan çivileme kuvvetinin F_p , veya kritik akım yoğunluğunun bir ölçüsüdür. Tuzaklanan alanında büyüklüğü yine çivileme şiddetinin büyüklüğüyle doğru orantılıdır.

1.7. Bazı Süperiletkenlik Parametreleri Ve Belirlenmesi

1.7.1. Kritik Sıcaklık (T_c)

Kritik sıcaklık, bir malzemenin düşük sıcaklıklara soğutulması sonucu normal durumdan süperiletken faza geçtiği andaki sıcaklıktır. Bir başka ifadeyle, kritik sıcaklık direncin sıfır olduğu en büyük sıcaklıktır. Bir malzemenin metalden süperiletkene geçiş durumunu etkileyen iki önemli etken vardır. Bunlar taneli yapının karakteristik yapısal özelliği olan taneler ve taneler arası bağlanmalardan kaynaklanan etkileşimlerdir. Malzeme soğutma işlemine tabi tutulurken ilk süperiletkene geçişi tanelerin kendisi yapar. Soğuma ile birlikte tanelerin süperiletken olmasıyla, malzemenin direncini kaybetmeye başladığı ilk geçiş sıcaklığına başlangıç kritik sıcaklığı (T_c) denir. Tanelerin tamamen süperiletken olduğu ve taneler arası etkileşimlerden kaynaklanan geçişin başladığı sıcaklığa ise orta nokta kritik sıcaklığı ($T_{c-orta\ nokta}$) adı verilir. Malzemenin tamamının süperiletken geçişi tamamladığı ve direncinin sıfır olduğu sıcaklık ($T_{c-sıfır}$) olarak adlandırılır. Kritik sıcaklık veya geçiş sıcaklığı, birkaç yöntemle belirlenir. En yaygın olanları, dört nokta yöntemi ile direncin sıcaklıkla değişim eğrisinden ve düşük alanda ölçülen AC alınganlığın sıcaklıkla değişim eğrisinden belirlenen yöntemlerdir.

1.7.2. Kritik Alanlar

I. tip süperiletkenlerde kritik alan H_c , M-H eğrisi farklı sıcaklıklarda çizdirildiğinde, her bir sıcaklıktaki manyetizasyonun sıfır olduğu sıfır dışındaki en küçük manyetik alan o sıcaklıktaki kritik alan olarak belirlenir ve H-T faz diyagramında H(T) hattı belirlenir. İdeal II. tip süperiletkenlerde alt kritik alan H_{c1} , manyetizasyonun en küçük olduğu (negatif maksimum) andaki manyetik alan olarak belirlenir. Tersinmez II. tip süperiletkenlerde ise alt kritik alan H_{c1} , ZFC işlemi sonrası M-H eğrisinin doğrudan sapmaya başladığı andaki alan değeri olarak belirlenir. M-H eğrisinin farklı sıcaklıklarda çizdirilmesi sonucunda H-T faz diyagramındaki $H_{c1}(T)$ hattı belirlenir. Üst kritik alan H_{c2} ise manyetizasyonun sıfır olduğu alan olarak belirlenir. Genellikle H_{c2} , H_{c1} 'den çok büyüktür.

Bir başka kritik alan, kritik akımın bulunmasında kullanılabilen ilk tam nüfuz alanı (penetration field) adı verilen H_* ile gösterilen alandır. H_* , numunenin merkezinde alanının hissedildiği andaki uygulanan alana karşılık gelir. Süperiletken malzemenin tamamından akımın dolaşabilmesi için uygulanması gereken en düşük alan olarak ta tanımlanabilir. Bean modeline göre sonsuz silindir geometrisi için $H_* = J_c R$ bağıntısı geçerlidir. Burada R, silindirin yarıçapıdır. Dilim (slab) geometrisi için numunenin yarı genişliği, R yerine kullanıldığında aynı bağıntı yine geçerlidir. Bu kritik alan, hem M-H eğrisinden hem de AC alınganlığın sanal kısmından belirlenebilir. İlk tam nüfuz alanı H_* ve AC alınganlığın sanal kısmının pik sıcaklığı T_p arasında

$$H_*(T) = H_{*0} \left[\left(1 - \frac{T_p}{T_{cm}} \right)^m \right]^{1/(1+n)} \quad (1.12)$$

ilişkisi vardır. H_{*0} 'ı, $T=0$ 'daki H_* değeri olarak tanımlanmaktadır. Her alan genişliğine karşılık gelen T_p sıcaklıklarını belirleyerek $H_* - T_p$ noktalarına denklem (3.3) kullanılarak uyum yapıldığında H_{*0} belirlenebilir.

1.7.3. Kritik Akım Yoğunluğu (J_c)

Süperiletken malzemenin herhangi bir kayba uğramadan taşıyabileceği maksimum akım yoğunluğudur. II. Tip süperiletkenlerde J_c 'nin sıcaklığa ve manyetik alana bağlılığı manyetizasyon ölçümlerinden elde edilebildiği gibi, AC alınganlık ölçümlerinden belirlenebilmektedir. Ayrıca dört nokta yöntemi ile de kritik akım yoğunluğunu ölçmek mümkündür. Kritik akım yoğunluğu, hem manyetik alan hem de sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Kritik akım yoğunluğu manyetik alanın fonksiyonu olarak histerezis çizmektedir. Bu konudaki ayrıntılı tartışma Çelebi vd, (2000) 'de bulunabilir

1.8. Kritik Hal ve Kritik Hal Modelleri

İlk olarak, $H_a=0$ iken T_c 'nin altındaki T sıcaklığına soğutulmuş “virgin” yani hiç girdap içermeyen bir numuneye bir H_a alanının sıfırdan başlayarak uygulandığı düşünülün. H_a , H_{c1} 'i aştığında, akı çizgileri çekirdeklenmeye başlar ve numuneye nüfuz eder. Eğer numune çivileme merkezlerine sahip değil (ideal) ise bu akı çizgileri numune kesiti boyunca düzgün şekilde dağılır. Ancak çivileme kuvvetleri akı çizgilerinin nüfuzuna ve hareketine karşı koyacaktır. Bu yüzden, akı çizgilerinin dağılımı düzgün olmaz ve akı yoğunluğu profilinde kritik bir meyil (gradyent) oluşturulur.

Tekdüze (düzgün) olmayan bir konfigürasyonda, tek bir akı çizgisi üzerine (veya akı çizgisi tabakasına) etki eden kuvvetleri incelemek öğretici olur. Akı çizgilerinin karşılıklı itmelerinden ötürü, her akı çizgisi arkasındaki akı çizgisinden dolayı içeri doğru (ileri) bir itmeye ve önündeki akı çizgisinden dolayı dışarı doğru (geriye) bir itmeye maruz kalır. Ancak akı çizgilerinin yoğunluğu ilerleme yoluna boyunca değişirse, yani bir akı çizgisi yoğunluğu $gradyenti$ dB/dx oluşursa, net bir kuvvet ortaya çıkacaktır. Yer değiştirme eşiğindeki sabit bir akı çizgisi üzerine etki eden net (itici) kuvvet, çivileme merkezlerinden kaynaklanan $F_p(B)$ maksimum çivileme kuvvet yoğunluğu ile dengelenir. Akı çizgisi yoğunluğunda küçük bir artış olması için, çivileme engellerinin aşılması gerekir. Bu yüzden dB/dx , bir kritik halde mevcut olmalıdır.

Manyetik akı yoğunluğu profili ve ona eşlik eden indüklenmiş kalıcı akımların deseninin kritik bir halde olduğu bir konfigürasyon ortaya çıkar. Buradan, Maxwell-Ampere denklemi

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c \quad (1.13)$$

olur ve \vec{B} 'nin y-z düzlemi boyunca yönlendiği düzlemsel geometri için;

$$\frac{dB}{dx} = \pm \mu_0 J_c \quad (1.14)$$

şekline indirgenir. İzotropik (her yönde aynı özelliği gösteren) malzemelerde, indüklenmiş elektrik alan \vec{E} ve kritik akım yoğunluğu \vec{J}_c , akı çizgisi yoğunluğu \vec{B} 'ye diktir (ortogonaldır). Kritik akım yoğunluğu J_c , akı çizgilerini yerinden sökmek (depinning) için gerekli eşik kuvveti ile ilişkilidir ve Lorentz sürücü kuvveti,

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (1.15)$$

\vec{F}_p çivileme kuvvet yoğunluğunu yendiğinde bu değere ulaşılır.

Buradan kritik hal

$$\vec{J}_c \times \vec{B} + \vec{F}_p = 0 \quad (1.16)$$

şeklinde yazılabilir.

H_a , H_{c1} 'in üzerinde artmaya devam ettikçe, ilerleyen akının önü sonunda numunenin merkezine (bir dilim için orta düzlem veya bir silindir için eksen) ulaşır. Bu duruma karşılık gelen H_a ilk tam nüfuz alanı olarak adlandırılır ve H^* ile belirtilir.

Akı çizgilerini yerinden söken (depinning) kritik akımlar, akım yoğunluğu kritik değer J_c 'yi aştığında $\vec{E} \cdot \vec{J}$ oranında enerji kaybına yol açarlar. Dolanmaları, normal metallerde olduğu gibi tamamen elektrik alanın yönü ile belirlenir. Normal metallere önemli fark, bu akımlar yoğunlukları J_c değerini aşmadıkça kayıpsız olmaları ve dolayısı ile kalıcı olmalarıdır (Çelebi ve LeBlanc, 2002).

1.9. Geliştirilen Kritik Hal Modelleri

Bean (1964) ve London (1963) tarafından ortaya konulan kritik hal modeli, II. tip süperiletkenlerin manyetik davranışının analizinde birçok araştırmacı tarafından kullanılmıştır. Bu basit modelde, J_c kritik akım yoğunluğu, B manyetik akı yoğunluğundan bağımsız varsayılır. Kim vd.'nin (1962) modeli $J_c = k/(B_0 + |B_i|)$, kritik akım yoğunluğunun B 'ye bağımlılığını içermektedir. Irie ve Yamafuji (1967) ve Green ve Hlawiczka (1967) bir üs yasası modeli yani $J_c = k/B^n$ önerdiler. Burada k ve n pozitif sabitlerdir. $n=0.5$ Yasukochi vd. (1964,1966) tarafından önerildi. Tüm bu modeller düşük kritik alan H_{c1} 'in altındaki akı dışarlama etkisini ihmal ettiler. Fietz vd. (1964) kritik hal modelini denge manyetizasyonu ile iyileştiren bir üstel (eksponansiyel) model $J_c = J_{c0} \exp(-B_i/B_0)$ önerdiler. Clem (1979), numunenin içine akı girişi (dışarı çıkışı) için ekstra alan artışı $\Delta H_{en}(\Delta H_{ex})$ gerektiren yüzeyde potansiyel bariyeri içeren bir kritik hal modeli öne sürdü. LeBlanc ve Lorrain (1984) kritik akım yoğunluğu J_c 'nin B 'den bağımsız olduğu ve $\Delta H = \Delta H_{ex} = \Delta H_{en} = \text{sabit}$ için bazı basit ilmeklerin hesabını gerçekleştirdiler. Chen ve Sanchez (1992), II. Tip süperiletkenlerin özelliklerini açıklamak için, külçe çivileme etkilerini, termal denge manyetizasyonu ve yüzey bariyerini içeren bir modeli geliştirdiler. Çelebi vd. (1999) ve Leblanc vd. (2000) yüzeyde dolaşan Meissner akımını da hesaba katan kritik hal modelini kullanarak deneysel manyetik verilerini analiz ettiler.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Süperiletken Numunelerin Tanımı

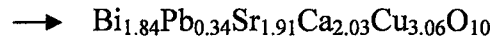
Bu çalışmada kullanılan numunelerin hazırlanması yapısal özellikleri ve elektriksel öz direnç ölçümleri Karaca 2001’de ayrıntılı bir şekilde verilmektedir. Bu çalışmada, Ag_2O ilavesinin AC kayıplarına etkisi araştırılmasına rağmen, numunelerin kısaca tanımlanması yararlı olacaktır. Süperiletken malzemenin hazırlanması genelleştirilmiş $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$ sistemi içinde $n=3$ sistemine benzer şekilde seçilen $Bi_{1.84}Pb_{0.34}Sr_{1.91}Ca_{2.03}Cu_{3.06}O_{10}$ (Müller vd., 1991) kompozisyonuna uygun olarak yapıldı. Deney işlerinde kullanılmış olan başlangıç tozlarının saflık dereceleri ve molekül ağırlıkları Tablo 1’de verilmektedir.

Tablo 1. Başlangıç tozlarının özellikleri

Bileşik	Saflık Derecesi (%)	Molekül Ağırlığı (gr)
Bi_2O_3	99.9	465.96
PbO	99.9	223.19
$SrCO_3$	98	147.63
CaO	99.95	56.08
CuO	98	79.54

Seçilen başlangıç kompozisyonunun hazırlanmasında aşağıdaki eşitlik kullanılmıştır.

$(0.92). (Bi_2O_3) + (0.34). (PbO) + (1.91). (SrCO_3) + (2.03). (CaO) + (3.06). (CuO)$



Sinterleme aşamasından sonra bu malzemeye Ag_2O kullanılarak gümüş ilavesi yapıldı. Homojen bir dağılım elde edebilmek amacıyla tozlar iyice karıştırıldı. Daha sonra malzemenin bir kısmına ağırlıkça %15 ve %30 oranlarında Ag_2O ilavesi yapılarak 225 MPa basınç altında tablet haline getirildi. Malzemelerin tavlama işlemi aynı şartlarda şu şekilde yapıldı. Numuneler, sıcaklığı önceden $815^{\circ}C$ ’ye getirilmiş olan fırın içerisine kondu ve sonra fırın sıcaklığı $830^{\circ}C$ ’ye $0,5^{\circ}C/dakika$ hızla çıkartılarak hava ortamında 6000 dakika tutuldu. Bu sürenin bitiminde tablet doğrudan oda sıcaklığına çıkarıldı.

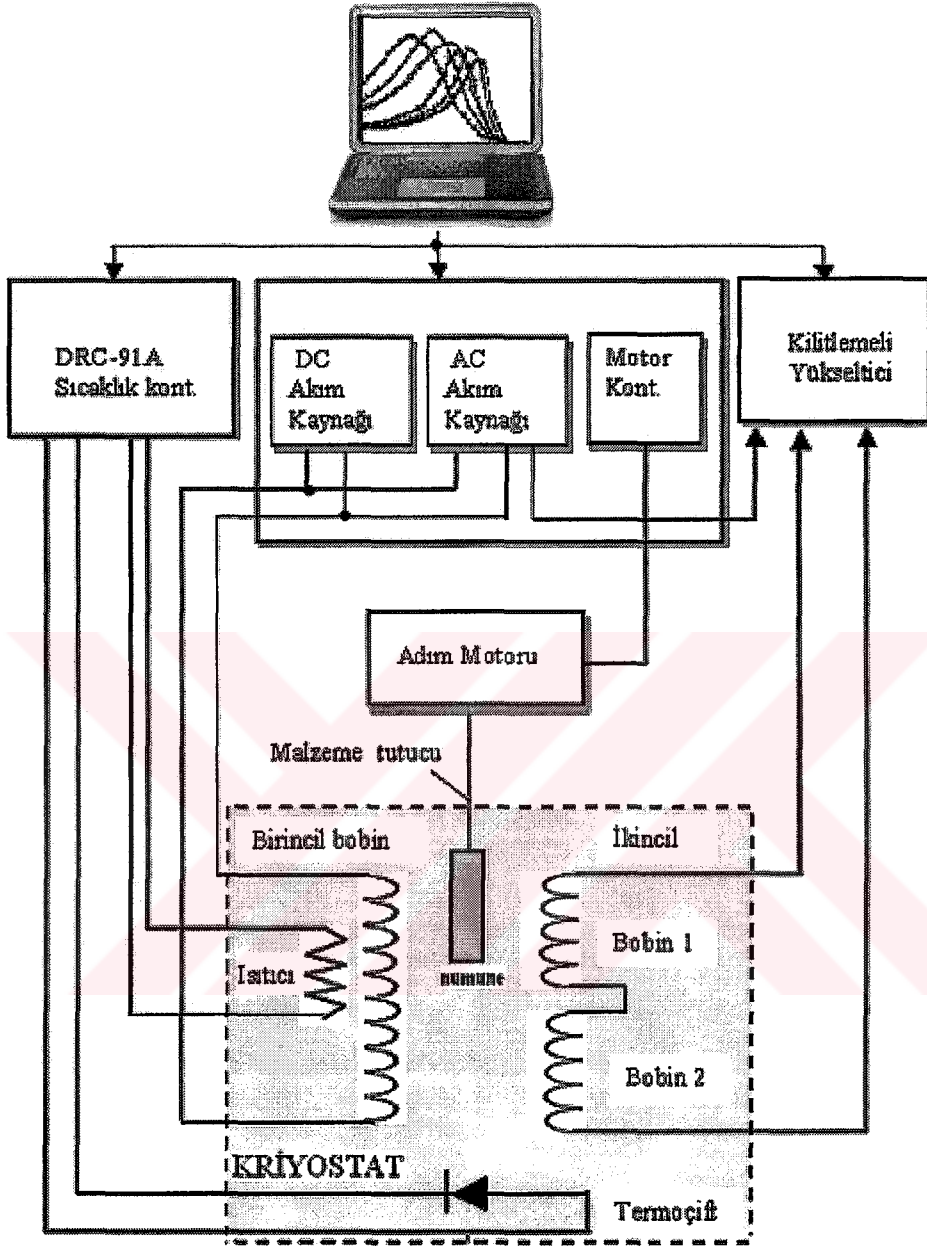
Bu numunelerden Ag_2O ilavesi yapılmayan numune P, %15 ve %30 oranlarında Ag_2O ilavesi yapılan numuneler ise sırası ile 15A, 30A olarak kodlandı.

2.2. AC Manyetik Alınganlık Ölçümü

AC manyetik alınganlık ölçümleri, Malezya'da A. I. Malik tarafından Lake Shore 7000 AC Susceptometer kullanılarak yapılmıştır. Numunelerin uzunluğu manyetik alana paralel olacak şekilde monte edilmiştir. P, 15 A ve 30A numunelerinin boyutları, sırası ile $1.61 \times 2.56 \times 9.60 \text{mm}^3$, $1.73 \times 2.01 \times 11.45 \text{mm}^3$, $1.71 \times 2.24 \times 11.88 \text{mm}^3$. Bu sistem, manyetik alınganlığın gerçel ve sanal kısımlarını; sıcaklığın, uygulanan AC alan genliğinin ve frekansının fonksiyonu olarak ölçebilecek şekilde tasarlanmıştır. Sıvı helyuma ihtiyaç duyulmadan kapalı devre bir soğutma sistemi ile 15 - 330 K arasında sıcaklık kontrolü sağlanabilmektedir (Şekil 2.1).

Ölçüm tekniği karşılıklı (mutual) indüktans ilkesine dayanır. Eşeksenli (coaxial) bobin sistemi, sürücü kuvveti uygulamaya yarayan (primary) bobin ve indüklenen manyetik akıyı algılamaya yarayan ikincil (secondary) bobinden oluşur. İkincil bobin biri dengeleyici (bucking) diğeri algılayıcı (detecting) olmak üzere iki bobinden oluşur. Sadece numunedeki ileri gelen indüklenmiş gerilimin kaydedilmesi için ikincil bobini oluşturan iki özdeş bobin birbirine ters bağlanmıştır.

Dış sürücü kuvvet ile alıcı bobinlerden algılanan sinyal arasında faz farkı olacaktır. AC alınganlığın (χ), sürücü kuvvetle yani uygulanan AC manyetik alanla aynı fazda olan bileşeni gerçel bileşeni (χ'), 90° ileri fazda olan bileşeni de sanal bileşeni (χ'') verir.



Şekil 2.1. Lake Shore 7000 AC Alınanlık ölçüm sisteminin blok şeması

2.3. Teorik Hesaplamalar

Akı çizgisinin hareketini engelleyen çivileme kuvvetinden dolayı numune içinde manyetik akı yoğunluğu profili ve ona eşlik eden indüklenmiş kalıcı akımların deseninin kritik bir halde olduğu bir konfigürasyon ortaya çıkar. Buradan, Maxwell-Ampere denklemi, bölüm 1.8’de verilen denklem 1.13 ve buradan \vec{B} ’nin z eksenini boyunca yönlendiği silindirik geometri için denklem 1.14’e indirgenir. Kritik akım yoğunluğu J_c , akı çizgilerini yerinden sökmek (depinning) için gerekli eşik kuvveti ile ilişkilidir ve Lorentz sürücü kuvveti, \vec{F}_p çivileme kuvvet yoğunluğunu yendiğinde bu J_c değerine ulaşılır. Buradan kritik hal denklem 1.16 ile ifade edilir. H_a , H_{c1} ’in üzerinde artmaya devam ettikçe, ilerleyen akının önü sonunda numunenin merkezine (bir dilim için orta düzlem veya bir silindir için eksen) ulaşır. Bu duruma karşılık gelen H_a ilk tam nüfuz alanı olarak adlandırılır ve H_* ile belirtilir

Denk. (1.16) ile ifade edilen kritik halde numunede dolaşan akımın alan ve sıcaklık bağılığı için,

$$j_c(B,T) = \frac{\alpha(T)}{B^n} \quad (2.1)$$

denklemini kullanılarak teorik hesaplamalar yapılmıştır. İdeal silindir için $B(r) = \mu_0 H(r)$ olarak,

Denklem (2.1), (1.14) ‘de kullanılır ve integral alınır,

$$B_1^{n+1}(r) = (\mu_0 H_a)^{n+1} \pm \mu_0 (n+1) \alpha(T) (R - r) \quad (2.2)$$

$$B_2^{n+1}(r) = B_1^{n+1}(r_i) \mp \mu_0 (n+1) \alpha(T) (r_i - r) \quad (2.3)$$

elde edilir, denklem (2.2) $r_i \leq r \leq R$ için ve denk. (2.3), $0 \leq r \leq r_i$ aralığında geçerlidir, r_i alan artırma ve alan azaltma durumundaki akı yoğunluğu $B(r)$ profillerinin kesişme noktasına karşılık gelir.

Denklem (2.2) ‘den ilk tam nüfuz alanı ,

$$H_a = [\mu_0 (n+1) \alpha(T) R]^{1/(n+1)} / \mu_0 = H_*(T) \quad (2.4)$$

şeklinde elde edilir. Uygulanan alan H_a , H_{\max} ile H_{\min} arasında değıştikçe çok çeşitli akı yoğunluğu profilleri ile karşılaşılır. Ayrıntılı bilgi Çelebi, S. ve Leblanc, M.A.R., (1994); Çelebi, S. vd., (2005); Öztürk, A., vd., (2005) de bulunabilir.

Numunedeki ortalama akı yoğunluğu,

$$\langle B \rangle = \frac{2}{R^2} \left[\int_0^{r_i} B_2(r) r dr + \int_{r_i}^R B_1(r) r dr \right] \quad (2.5)$$

ile verilir. Histeresiz ilmeđi tarafından çevrelenen alan

$$\frac{W}{\mu_0} = \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} H_a \frac{d\langle H \rangle \uparrow}{dH_a} - \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} H_a \frac{d\langle H \rangle \downarrow}{dH_a} \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada integrallerin sınırları $H_{\max} = h_0$ ve $H_{\min} = -h_0$ arasındadır.

Ayrıca, H_a artarken $\frac{d\langle H \rangle \uparrow}{dH_a}$ ve H_a azalırken $\frac{d\langle H \rangle \downarrow}{dH_a}$ türevleri bulunmalıdır.

AC alınganlık

$$\chi_{ac} = \frac{W}{\pi \mu_0 h_0^2} \quad (2.7)$$

ile verilir. Hesaplamalarda çivileme şiddeti parametresinin sıcaklık bağlılığı için,

$$\alpha(T) = \alpha_0 \left[1 - \frac{T}{T_c} \right]^p \quad (2.8)$$

ifadesinin kullanılması deneysel verilere oldukça iyi uyum eğrileri vermiştir.

3. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

3.1. Numunelerin Manyetik Tepkilerinin Karşılaştırılması

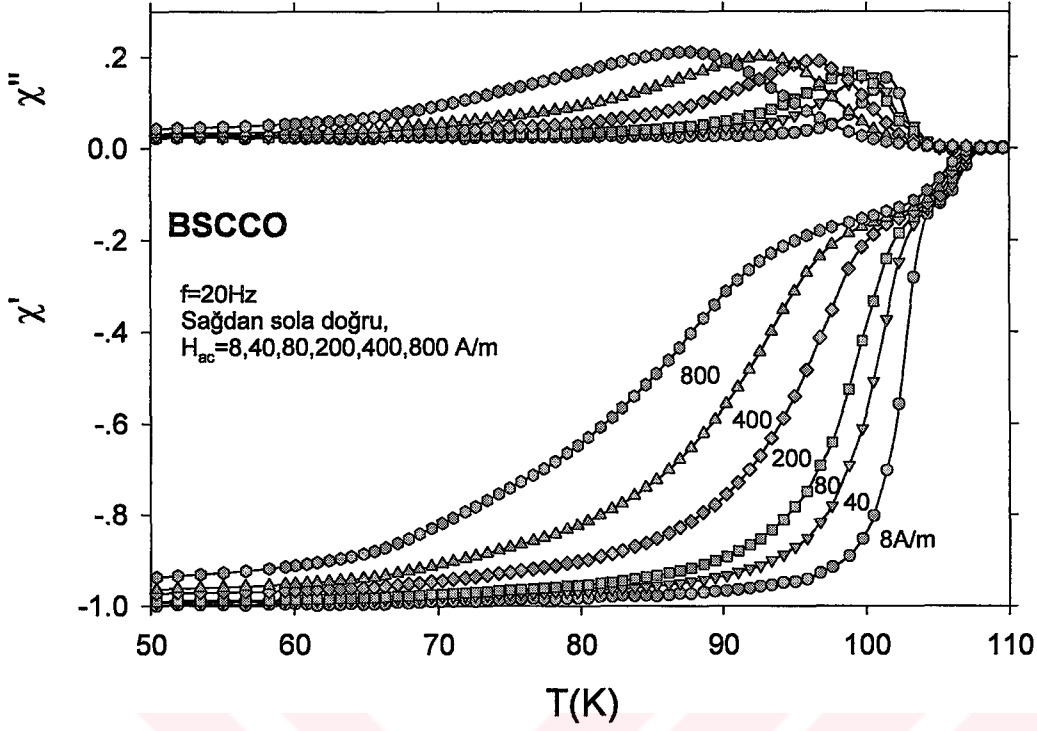
3.1.1. AC Alınganlığın Alan Bağlılığı

AC alınganlık ölçümleri, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin hem karakterizasyonu hem de girdap dinamiğinin incelenmesinde çok sayıda araştırmacı tarafından kullanılmıştır. Kapsamlı bir literatür bilgisi Gömöry (1997), Müller (1989), Goldfarb vd. (1991), Çelebi vd. (1998) referanslarından bulunabilir.

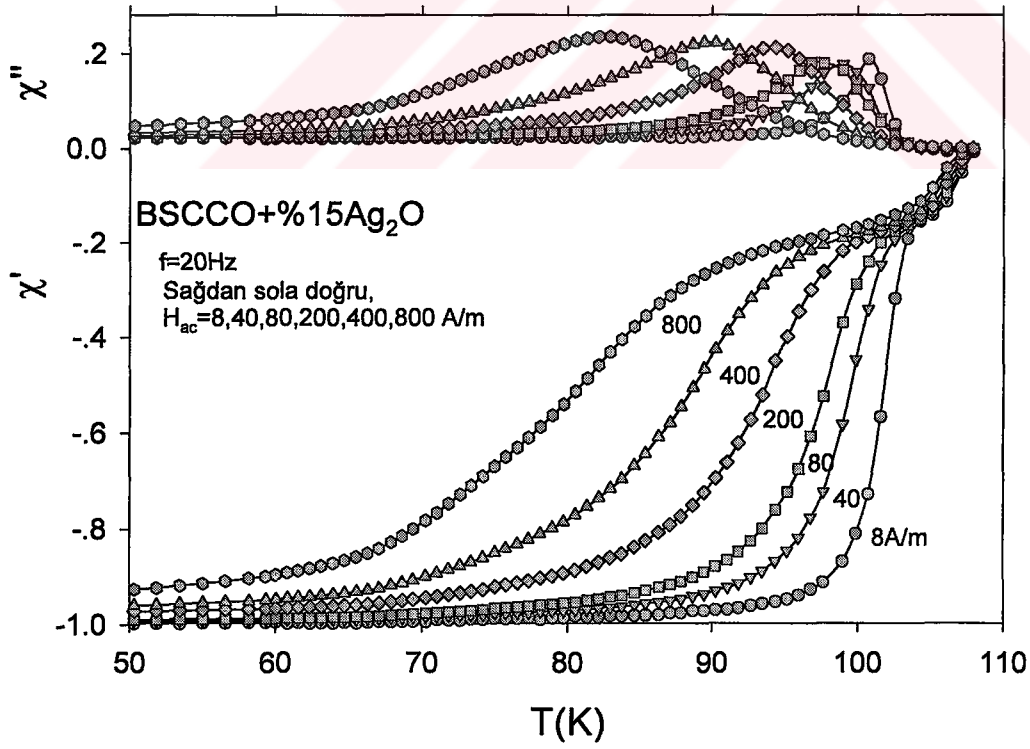
Düşük alanda AC alınganlık ölçümleri, polikristal süperiletkenlerde taneler arası çiftlenim çalışmalarında numunelerin manyetik karakterizasyonunda çok yararlı bir tekniktir. Ölçülen veriler, tanelerin büyüklüğü, şekli ve taneler arası bölgenin (Josephson eklemleri, Proximity etkisi, vb.) doğasıyla yakından ilişkilidir. Numunelere katkı ekleyerek tanelerin gösterecekleri tepkiyi incelemek bu ilişkileri anlamak için seçilen yollardan birisidir. Bu yöntemle Agarwal ve Kumaraswamy $\text{CuBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{12-y}$ numunesine Mg katkısının düşük alanlarda etkilerini araştırdılar. Yamada ve arkadaşları Hg-1223 süperiletkenine Re katkısının etkilerini incelediler. Böyle bir yol Çelebi vd. (2002) tarafından Bi-2223 numunesinde Ca yerine Nd katkısının etkileri araştırıldı. Nd katkısı ile T_c 'de önemsiz bir azalma olmasına rağmen, taneler arası kritik akım yoğunluğu J_c 'de bir artış gözlemlendi.

Bu çalışmada, BSCCO numunesine farklı yüzde oranlarda Ag_2O ilave etmek suretiyle elde edilen numunelerin χ' (T, H_{ac}, f) ve χ'' (T, H_{ac}, f) AC alınganlık ölçümleri ile manyetik tepkilerinin analizi sayesinde bazı süperiletkenlik parametreleri belirlendi. Süperiletken numunelerin üretimi ve karakterizasyonu Karaca vd.'de (2003) ayrıntılı bir şekilde sunulmuştur.

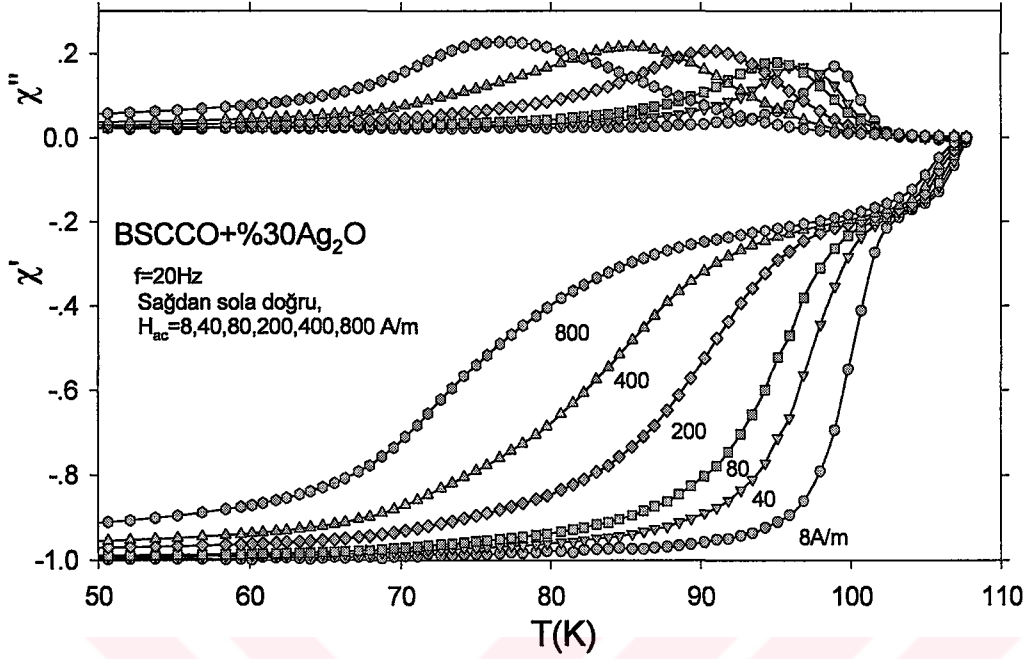
Şekil 3.1, Saf BSCCO, Şekil 3.2, BSCCO+%15 Ag_2O ve Şekil 3.3, BSCCO+%30 Ag_2O numunelerine ait $f=20\text{Hz}$ sabit frekansta AC alınganlığın farklı H_{ac} alan büyüklüğüne karşılık sıcaklık değişimini göstermektedir. AC alan genliklerinin değeri rms olarak verilmiştir. Süperiletkenliğe geçiş sıcaklıkları Ag_2O ilavesi ile kayda değer bir değişiklik göstermemiştir. Yani her üç numune için $T_c = 108\text{ K}$ olarak belirlenmiştir.



Şekil 3.1. Saf BSCCO için AC alınganlığın $f=20\text{Hz}$ 'de sıcaklık ve alan bağıllığı



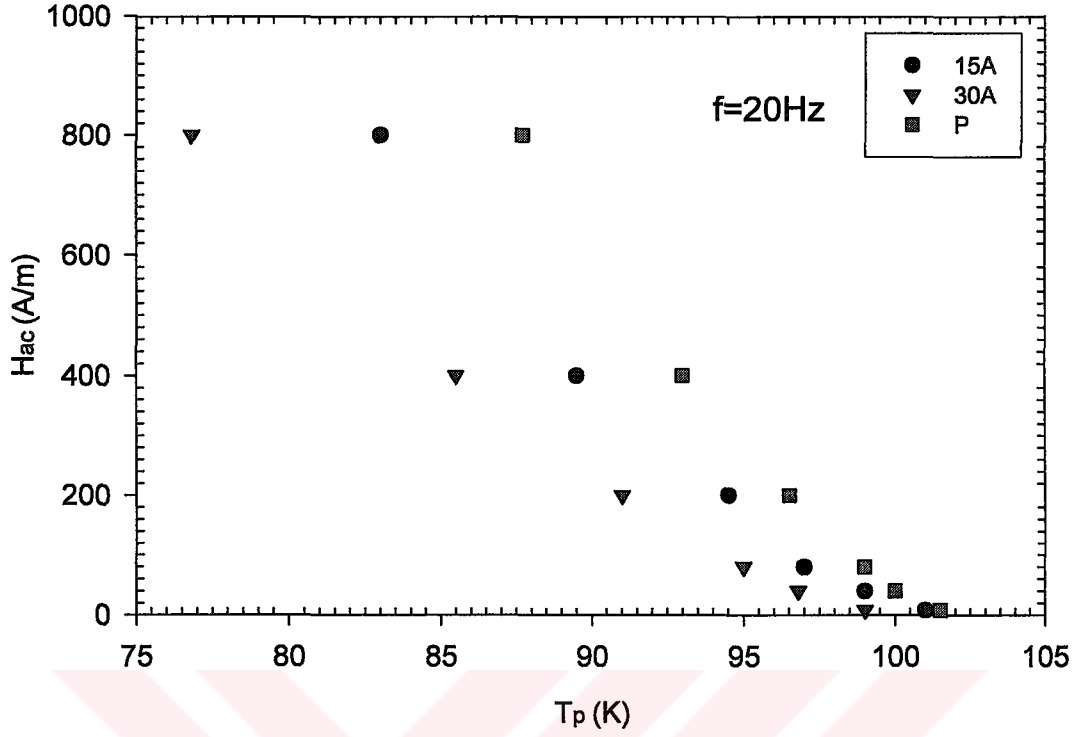
Şekil 3.2. BSCCO+%15Ag₂O için AC alınganlığın $f=20\text{Hz}$ 'de sıcaklık ve alan bağıllığı



Şekil 3.3. BSCCO+%30Ag₂O için AC alınganlığın f=20Hz 'de sıcaklık ve alan bağıllığı

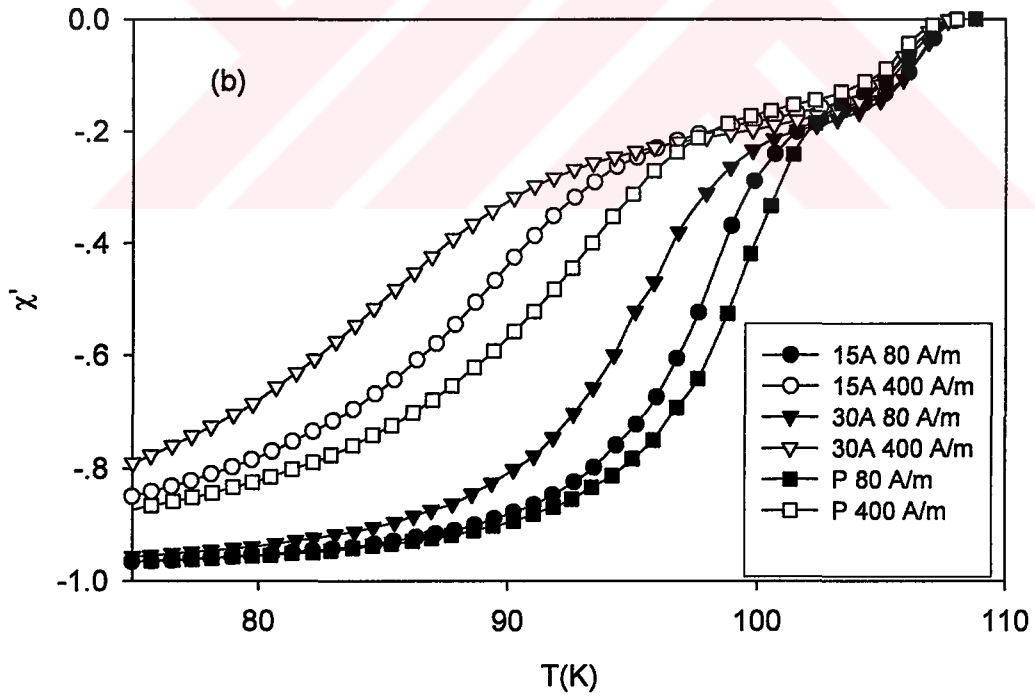
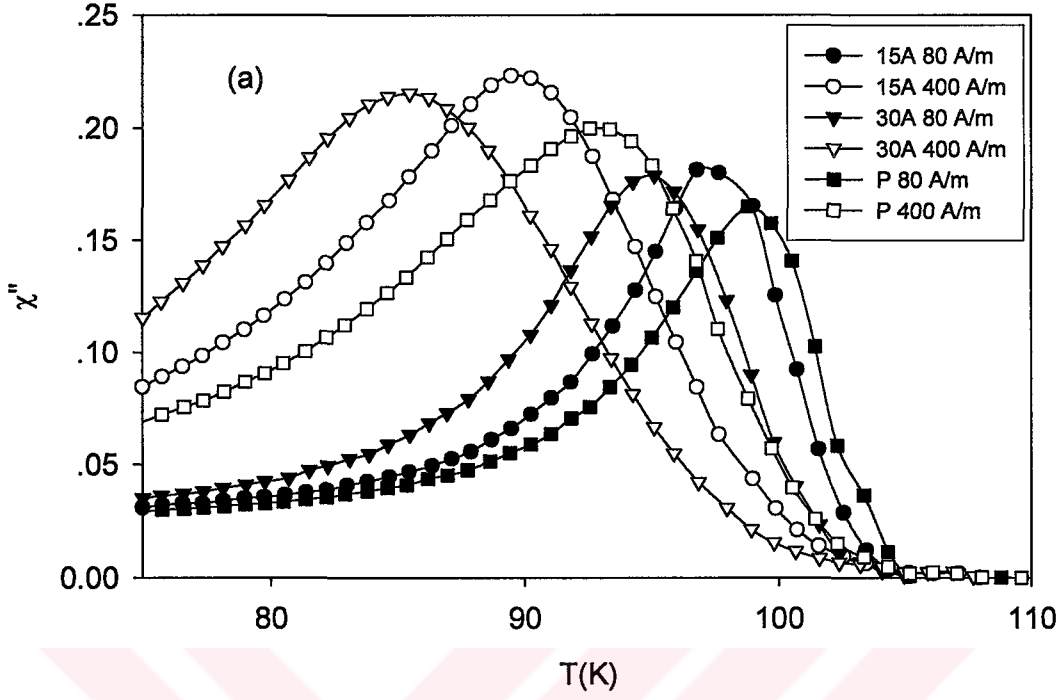
Numune T_c 'nin hemen altındaki bir sıcaklık değerine ulaştığı zaman, uygulanan alan ilk olarak süperiletken taneler tarafından perdelenir. Bu negatif χ' olarak ölçülür. Bu geçişler taneler arası akı perdelemesi ve sıcaklığın azalmasıyla ilişkilidir. Sanal (imajiner) kısımda χ'' , taneler arası kritik akım yoğunluğu ile ilişkili olarak sadece tek pik gözlenmektedir. Akı çizgileri numuneye tamamen nüfuz ettiğinde, bu taneler arası kısımda bir maksimum olarak gözlenir. T_c yakınlarında tane içi bileşenin yokluğu, düşük değerli H_{ac} uygulandığı ve böylece alanın tanelere nüfuz etmediği ile açıklanabilir (A.I. Malik vd., 2002).

Şekil 3.4, üç numune için sabit frekansta ($f = 20 \text{ Hz}$) pik sıcaklıklarının alan bağıllığını göstermektedir. χ'' (T) deki pikler alan genliğinin artmasıyla düşük sıcaklıklara kaymaktadır. Alan genliğinin fonksiyonu olarak kayma miktarı, çivileme kuvvetinin büyüklüğü veya şiddeti ile orantılıdır. χ'' nün maksimumundaki kayma ne kadar büyükse çivileme ve bu yüzden taneler arası kritik akım yoğunluğu o kadar zayıf olacaktır. Bu analiz çalışılan numuneler arasında, taneler arası bağlantının en iyi olduğu numunenin P olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.4. Üç numune için $f=20$ Hz de pik sıcaklıklarının manyetik alan bağılılığı

Şekil 3.5, $f = 20$ Hz'de 80 A/m ve 400 A/m alan genliklerinde üç numune için χ'' ve χ' nün T 'ye göre eğrilerini göstermektedir. Burada numuneleri uzunca yazmaktan kaçınmak için %15Ag₂O katkılı numuneye 15A, %30Ag₂O katkılı numuneye 30A ve katkısız (saf) numuneye P ismi verilmiştir. Bilindiği gibi uygulanan alan yeterince büyükse AC alınganlığın sanal kısmında iki pik gözlenebilmektedir. Bu numuneler için uygulanan manyetik alan çok büyük olmadığından ikinci pik görülmemektedir.

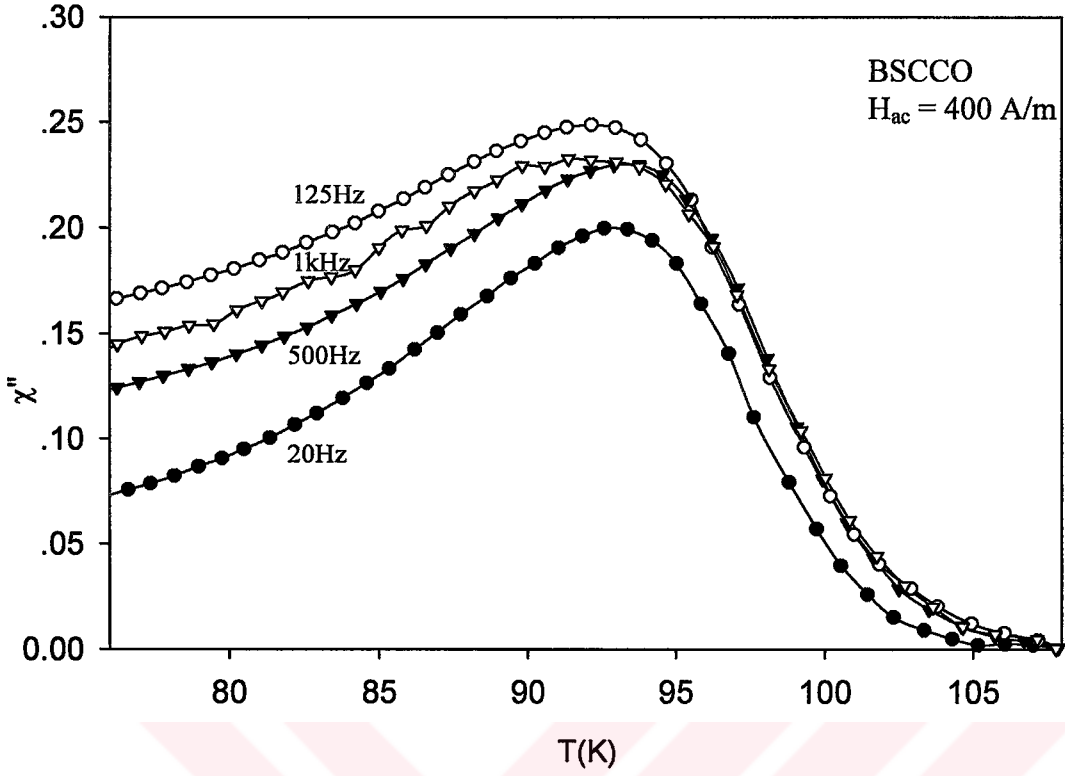


Şekil 3.5. Numunelerin, $f = 20\text{Hz}$ ve $H_{ac} = 80, 400 \text{ A/m}$ 'de (a) χ'' nün ve (b) χ' nün sıcaklıkla değişim grafiği

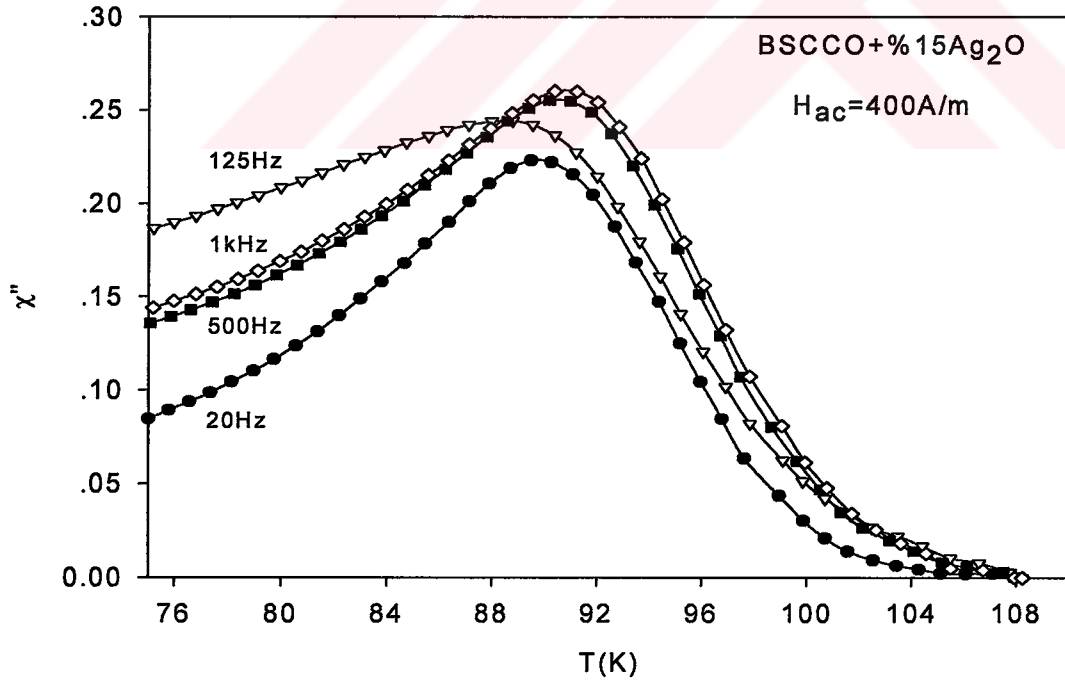
3.1.2. AC Alınganlığın Frekans Bağlılığı

Kritik hal denklemindeki akım yoğunluğu terimine akı sürüklenmesi (flux creep) terimi ilave edildiği zaman, taneler arası (intergranular) manyetik alan profilinde bir değişime neden olacağı Müller (1990) tarafından gösterilmiştir. Bu değişim, sıcaklığı arttırdığımızda, AC kayıp piklerinin veya AC alınganlığın sanal (imajiner) kısmının daha yüksek sıcaklığa doğru kayması şeklinde kendini göstermektedir. Lee vd. (1996), çeşitli yüksek sıcaklık süperiletkenleri üzerinde enerji kayıp piklerinin frekans bağımlılığını incelemişler ve kritik hal modelinde akı sürüklenmesi etkilerini içeren bir modelleme sonuçlarını analiz etmişlerdir. Qin vd. (1997 ve 1999), akı sürüklenmesi denklemini sayısal olarak çözmek suretiyle yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin AC alınganlıklarının frekans bağımlılığını açıkladılar.

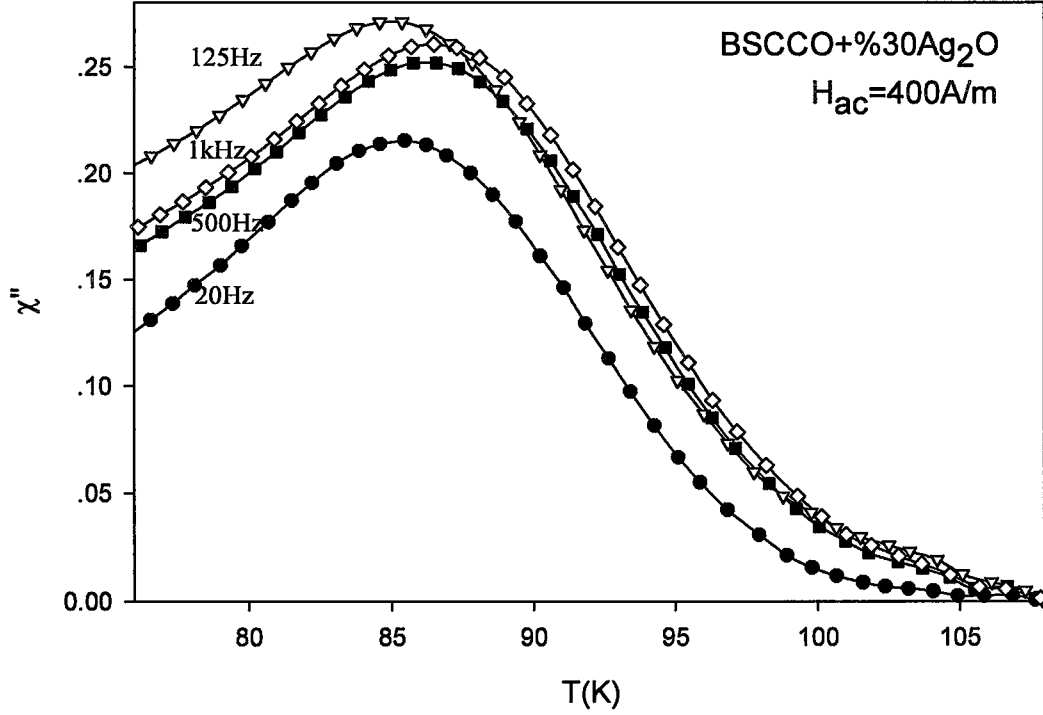
Şekil 3.6' da Saf BSCCO için AC alınganlığın sanal kısmının (kayıp piklerinin) $H_{ac}=400A/m$ için $f=20,125, 500$ ve 1000 Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi gösterilmektedir. Burada frekansın 20 Hz'den 1000 Hz'e çıkarılmasıyla pikler hem yüksek sıcaklık bölgesine kaymakta hem de piklerin genişliği ve yüksekliği artmaktadır. Sabit bir alan genliği için frekansın artması, çoğu araştırmacının rapor ettiği gibi (Bozec vd., 1991; Müller, 1990; Nikolo vd., 1989) pikin yüksek sıcaklıklara doğru kaymasına sebep olur. Frekans arttırıldığında, taneler arası girdapların her çevrimde malzemenin içine nüfuz etmesi için daha az zamanları olur. Numunenin tamamına akı girişinin sağlanması için, daha az manyetik gevşeme veya akı sürüklenmesini telafi etmek amacıyla daha zayıf taneler arası çivileme kuvvet yoğunluğu gereklidir. Çivileme kuvvet yoğunluğu sıcaklığın artmasıyla zayıfladığından, pik sıcaklığı T_p frekansın artmasıyla yüksek sıcaklık bölgesine kayar.



Şekil 3.6. Saf BSCCO için AC alınganlığın sanal kısmının $H_{ac}=400\text{A/m}$ için $f=20, 125, 500$ ve 1000Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi



Şekil 3.7. BSCCO+%15A için AC alınganlığın sanal kısmının $H_{ac} = 400\text{A/m}$ için $f=20, 125, 500$ ve 1000Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi



Şekil 3.8. BSCCO+%30Ag₂O için AC alınganlığın imajiner kısmının (kayıp piklerinin) H_{ac}=400A/m için f=20, 125, 500 ve 1000Hz frekanslarında sıcaklığa göre değişimi

Şekil 3.6, Şekil 3.7 ve Şekil 3.8' de H_{ac} = 400A/m için f = 20, 125, 500, 1000 Hz frekanslarında AC alınganlığın sıcaklığa göre değişimini göstermektedir. Histerezis kayıplarını, akı sürüklenmesi kayıplarından ayırt etmek zordur. Bununla beraber nitel olarak şunu söylemek mümkündür. Frekansa bağlı akı sürüklenmesinden ileri gelen kayıpların da AC kayıplarına katkıda bulunduğu anlaşılmaktadır.

3.2. Tanelerin Hacimsel Kesrinin (f_g) Belirlenmesi

Literatürde, tanelerin hacimsel kesrinin (f_g) alana göre numuneden numuneye değiştiği rapor edilmiştir.

Chen vd., (1989) uygulanan H_{ac} alanı ile f_g değerlerinin YBCO numunesinde arttığını ve BSCCO numunesinde de hemen hemen sabit kaldığını yayımlamışlardır (Ravi ve Bai, 1994; Ravi, 1998; Chen, D. X. vd., 1990).

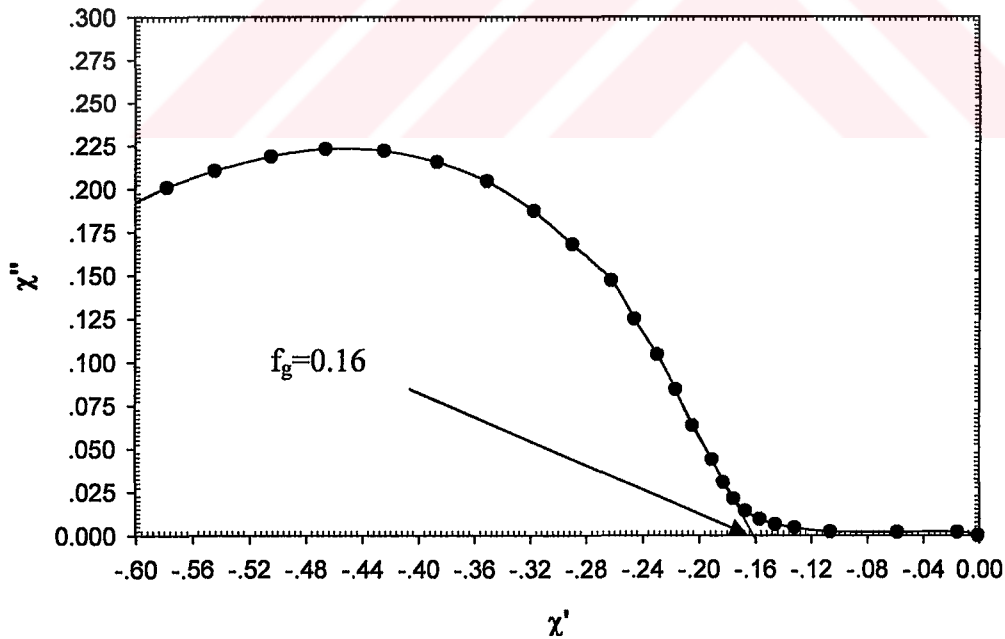
Deneysel AC alınganlık verilerine, taneler arası ve tane içi olmak üzere iki katkının olduğu bilinmektedir. Clem (1988), tanelerden ve matristen gelen katkıları ayırma

ilkelerini tanımladı. Deneysel matris alınganlığı χ'' ve χ' , aşağıdaki denklemler kullanılarak ölçülen χ'' ve χ' bileşenlerinden çıkarılabilir:

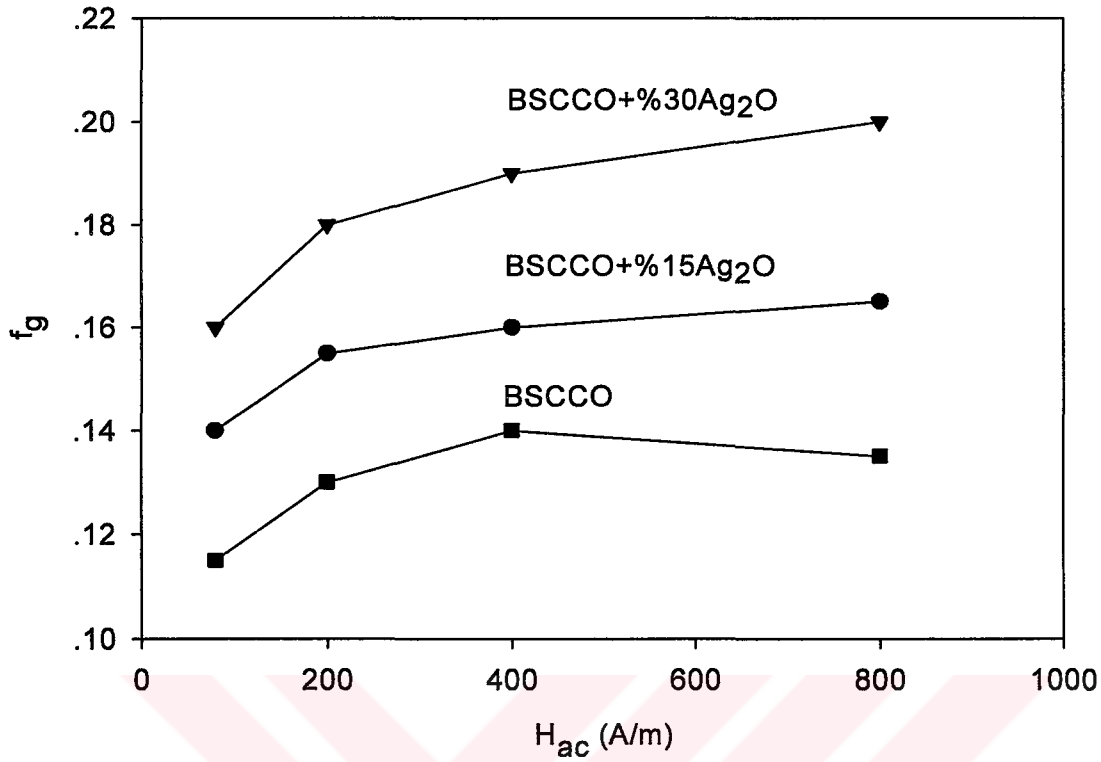
$$\chi'' = (1 - f_g) \chi_m'' \quad (3.1)$$

$$\chi' = -f_g + (1 - f_g) \chi_m' \quad (3.2)$$

Bu denklemleri kullanarak χ_m'' ve χ_m' matris alınganlığını belirlemek için tanelerin etkin hacim kesri f_g değerinin bilinmesi gereklidir. Çelebi (1999), tanelerin etkin hacimsel kesri f_g 'nin, χ'' nün χ' ye karşı çizilen grafiğinde χ'' nün sıfırdan farklı ilk χ' değerine karşılık geleceğini önerdi. Bazı araştırmacılar da bu yöntemi benimsedi, Amira vd. (2005). Taneler için AC kayıplarına karşılık gelen piklerin varlığında f_g değeri extrapole edilerek tahmin edilebilmektedir. Bu yöntemle tahmin edilen ve örnek olarak Şekil 3.9'da gösterilen f_g değerleri, Şekil 3.10'da uygulanan alanın fonksiyonu olarak üç farklı numune için çizilmiştir. f_g değerleri H_{ac} artışı ile katkılı numunelerde artmaktadır. Tahmin edilen bu değerler için ± 0.04 lük bir hata öngörülmüştür.



Şekil 3.9. BSCCO+%15Ag₂O numunesi için tanelerin hacimsel kesrinin (f_g) gösterimi



Şekil 3.10. Üç farklı BSCCO numunesi için tanelerin hacimsel kesrinin (f_g) alana göre değişimi

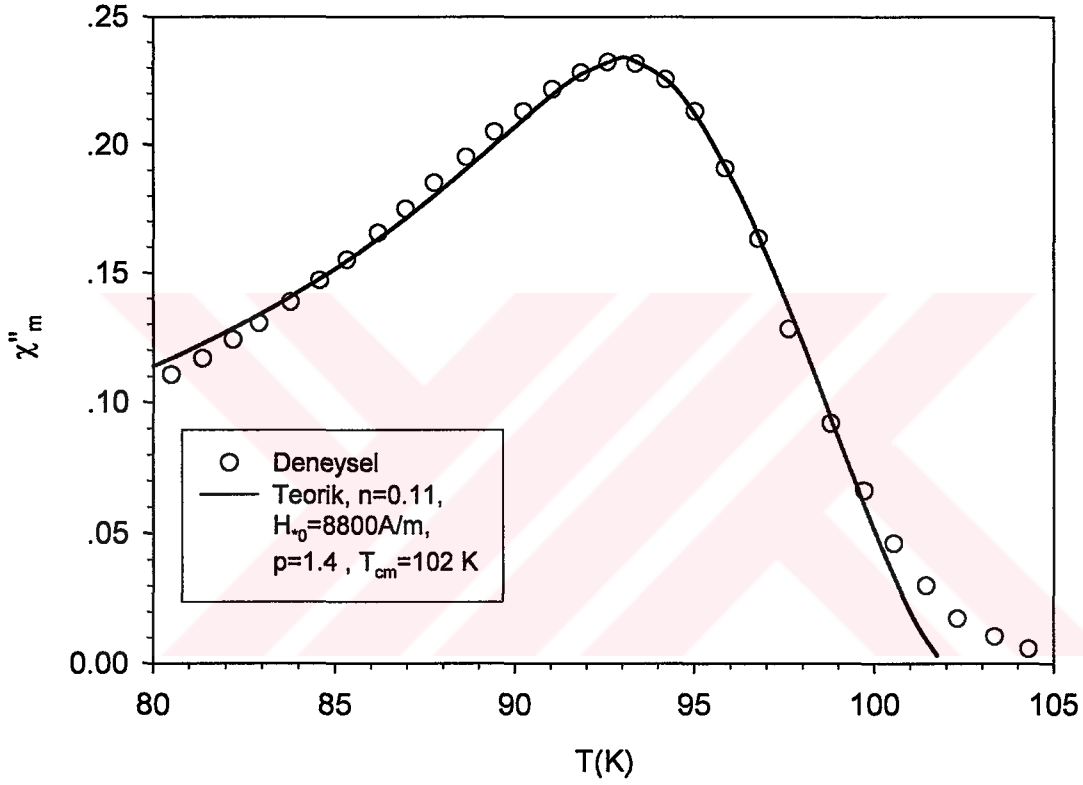
3.3. Histerezis Kayıp Piklerine Teorik Uyum Eğrilerinin Hesaplanması

Üç farklı BSCCO numunesi için, $H_{ac}=400$ A/m değerinde, χ_m'' 'nin sıcaklıkla değişimine ait eğrilere en iyi uyum eğrilerini elde etmek için, ilk olarak χ_m'' 'nin sıcaklıkla değişiminde maksimum değere ($\chi_{m'',max}$) karşılık gelen n değeri Çelebi vd. (2004)'ten yararlanarak belirlendi. İlk tam nüfuz alanı H_* ve pik sıcaklığı T_p arasında

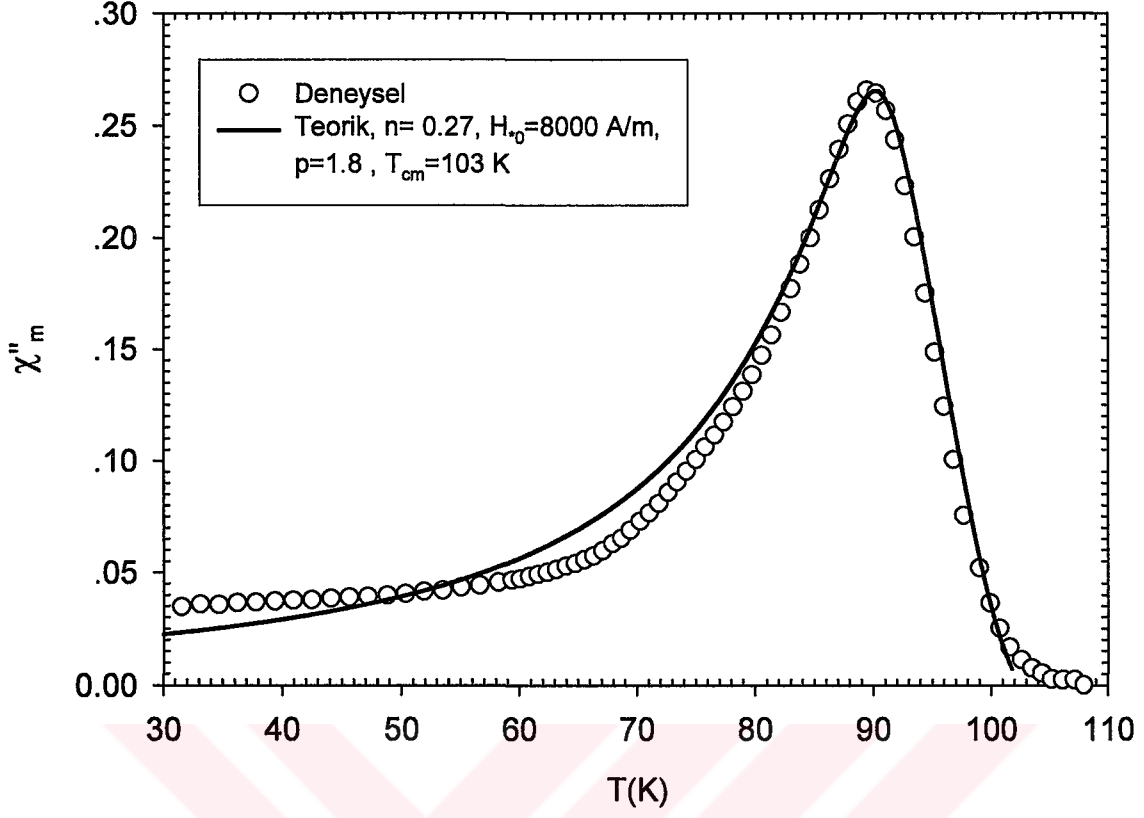
$$H_*(T) = H_{*0} \left[\left(1 - \frac{T_p}{T_{cm}} \right)^p \right]^{1/(1+n)} \quad (3.3)$$

ilişkisi vardır, burada n , kritik akım yoğunluğunun manyetik alana bağlılığını gösteren ve p ise sıcaklık bağlılığını gösteren parametrelerdir. H_{*0} , $T=0$ 'daki H_* değerini temsil

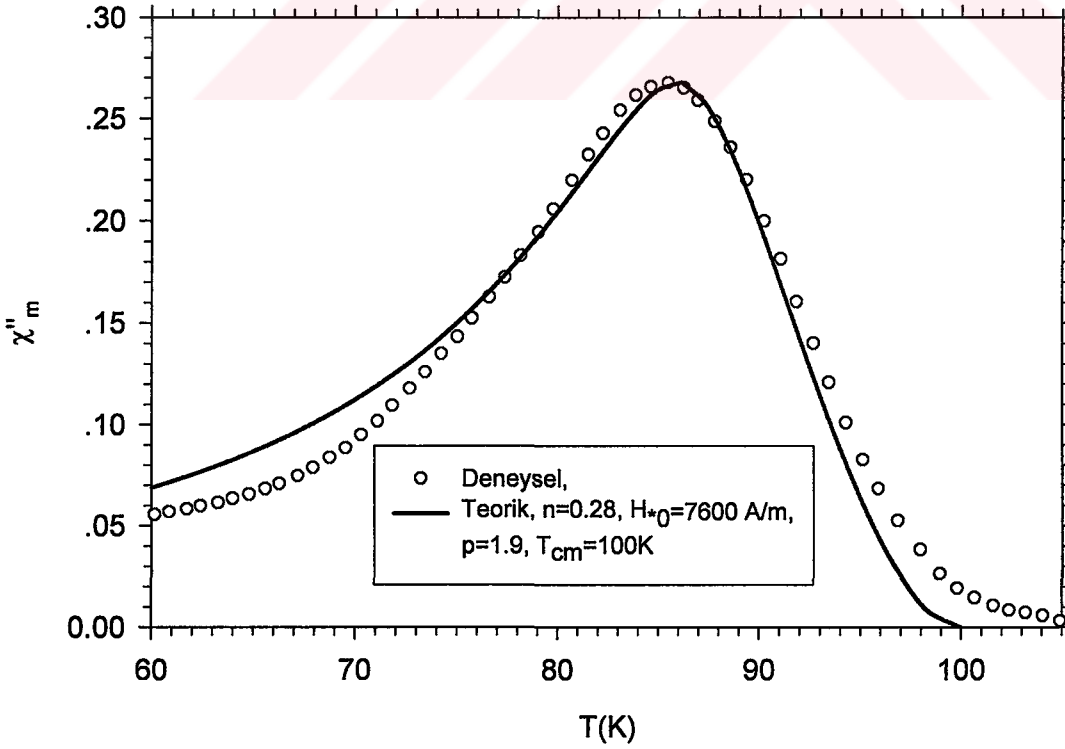
etmektedir ve hesaplamalarda kullandığımız alan ve manyetizasyon bu niceliğe normalize edilmiştir. Her alan genliğine karşılık gelen T_p sıcaklıklarını belirleyerek H^*-T_p noktalarına yukarıdaki denklem ile p değeri de değiştirilerek uyum yapıldığında $T=0$ 'daki H^* değeri H_{*0} ve p belirlenebilir. Yapılan Mathematica programında bu değerler kullanılarak elde edilen teorik eğriler ve deneysel eğriler üç numune için Şekil 3.11, 3.12 ve 3.13'te verilmektedir. Deneysel verilere en iyi uyum yapan eğrileri veren süperiletkenlik parametreleri aynı zamanda Tablo 2'de verilmektedir.



Şekil 3.11. Saf BSCCO numunesi için χ''_m 'nin sıcaklıkla değişimi



Şekil 3.12. BSCCO+%15Ag₂O numunesi için χ''_m 'nin sıcaklıkla değişimi



Şekil 3.13. BSCCO+%30Ag₂O numunesi için χ''_m 'nin sıcaklıkla değişimi

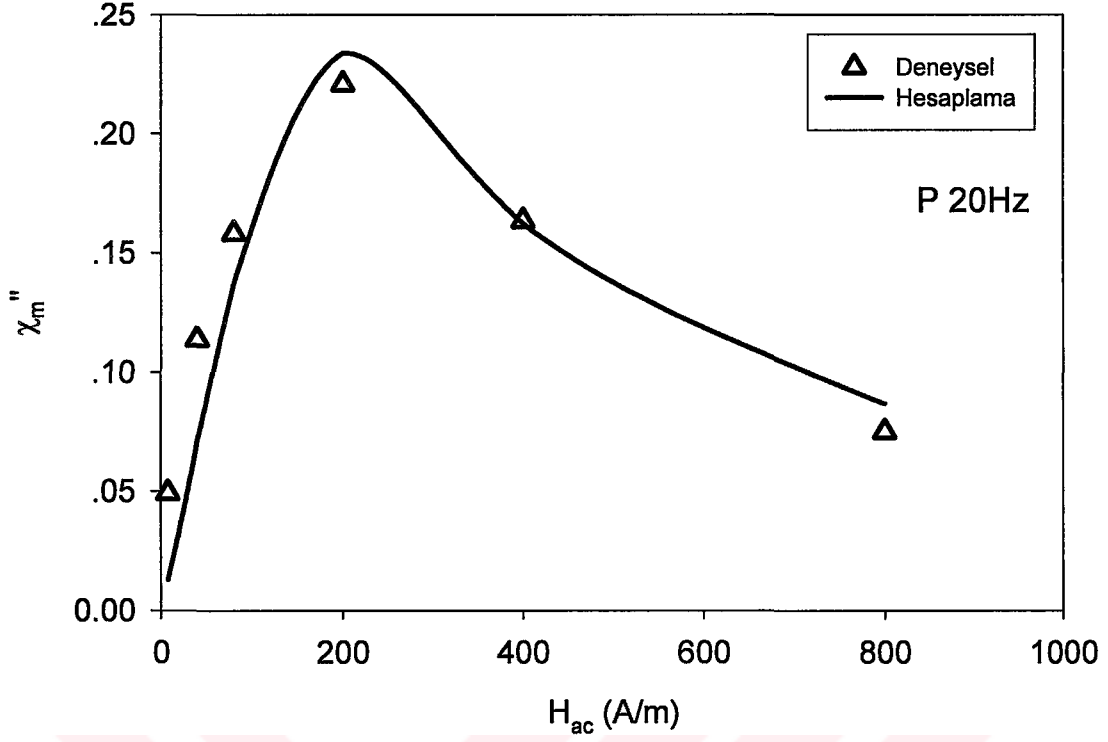
Tablo 2. Üç numune için elde edilen bazı süperiletkenlik parametreleri

	BSCCO	BSCCO+%15Ag ₂ O	BSCCO+%30Ag ₂ O
f_g (400 A/m)	0.14	0.16	0.19
$\chi''_{m,max}$	0.232	0.264	0.267
T_{cm} (K)	102	103	100
n	0.11	0.27	0.28
H_{*0} (A/m)	8800	8000	7600
p	1.4	1.8	1.9

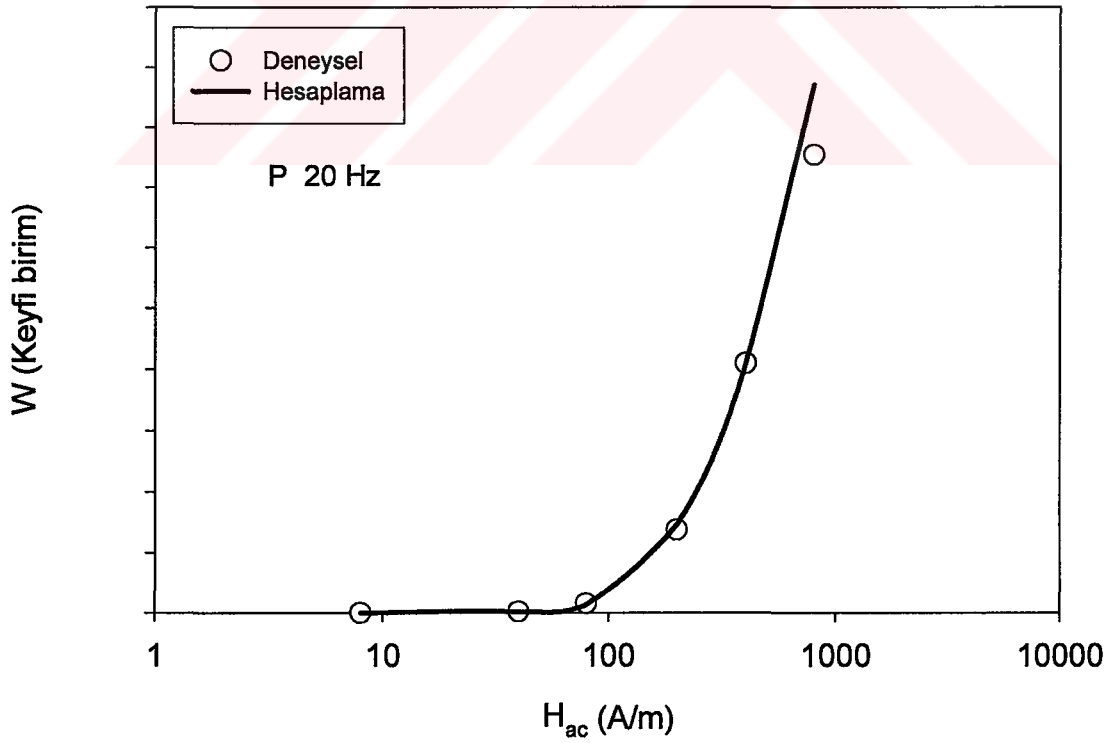
3.4. Eşsıcaklık (Isothermal) Histerezis Kayıpların Karşılaştırılması

Şekil 3.14, 3.16 ve 3.18 sırası ile P, 15A ve 30A numunelerinin sabit sıcaklıkta (sırası ile ~97 K, ~94 K ve ~91 K) farklı alan genliklerinde deneysel matris alınganlık verilerini göstermektedir. Kritik hal modeli kullanılarak, her numune için Tablo 2’te verilen n , p , T_{cm} ve H_{*0} değerleri ile yapılan hesaplamalarla elde edilen uyum eğrileri de aynı grafiklerde verilmektedir. Deneysel eğriler ve hesaplamalarla elde edilen eğriler oldukça iyi uyum göstermektedir.

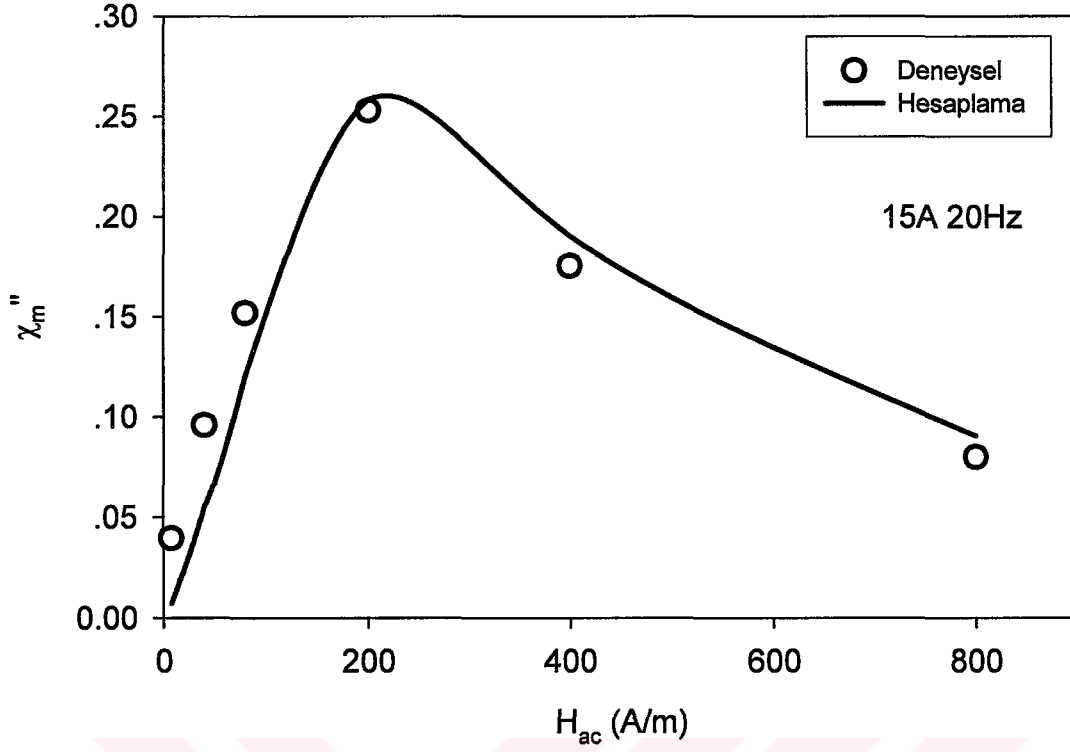
Şekil 3.15, 3.17 ve 3.19 sırası ile P, 15A ve 30A numunelerinin sabit sıcaklıkta (sırası ile ~97 K, ~94 K ve ~91 K) histerezis kayıplarının alan genliklerine göre değişimlerini, deneysel ve hesaplamalar için aynı grafiklerde göstermektedir. Deneysel eğriler ve hesaplamalarla elde edilen eğriler oldukça iyi uyum göstermektedir. Bunun anlamı numuneleri karakterize eden tablo 2’de sunulan parametreler iyi bir yaklaşıklıkla belirlenmiştir.



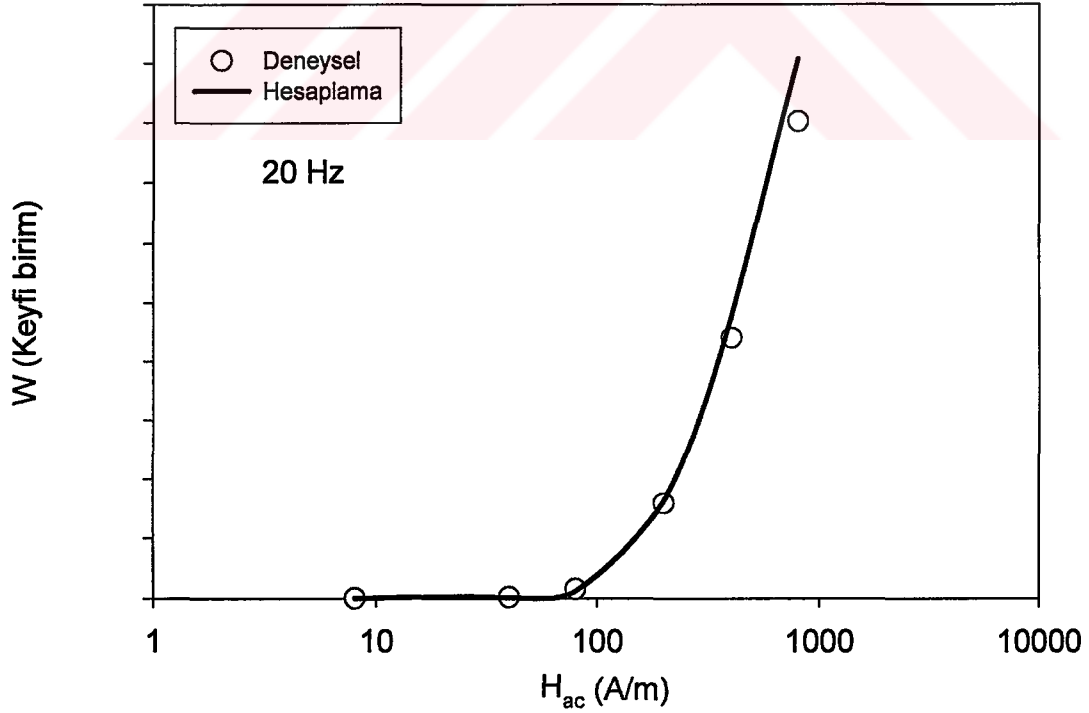
Şekil 3.14. Saf BSCCO numunesi için, deneysel matris alınganlığın, $T = 97$ K de 20 Hz de manyetik alana göre değişimi



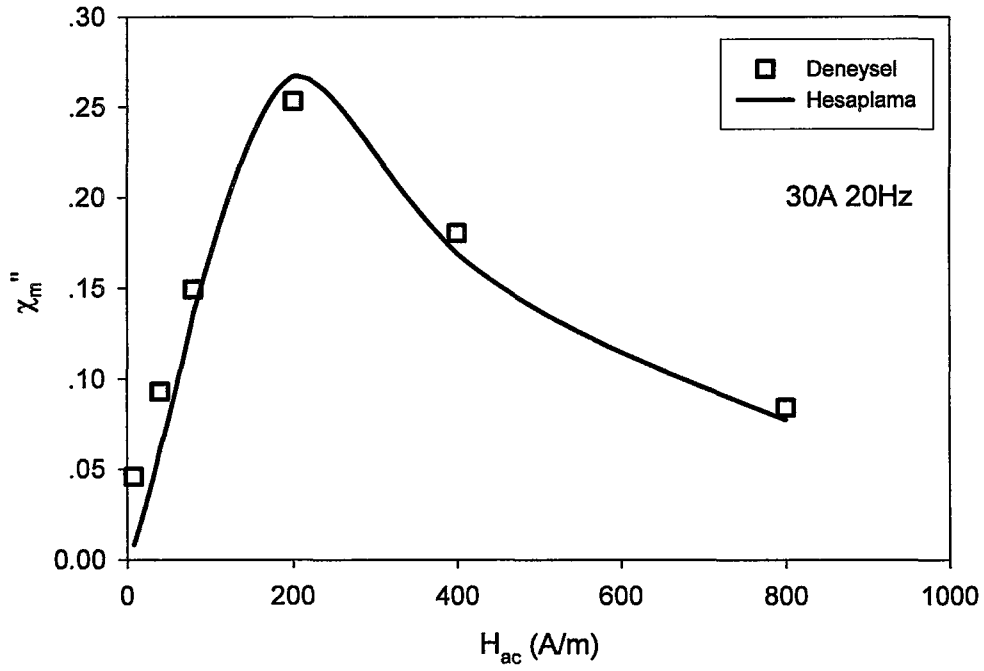
Şekil 3.15. Saf BSCCO numunesi için $T = 97$ K de 20Hz de, Histerezis kayıplarının W , manyetik alana göre değişiminin yarı logaritmik çizimi



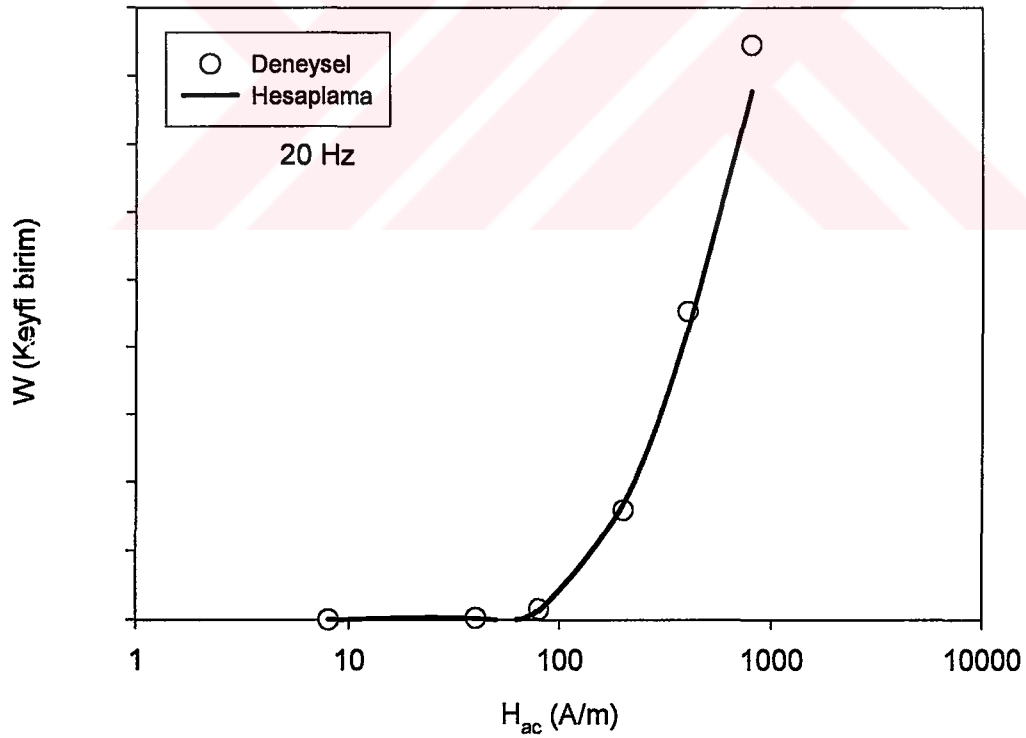
Şekil 3.16. BSCCO+%15 Ag₂O numunesi için, deneysel matris alınganlığın, T = 94 K de 20Hz de manyetik alana göre değişimi



Şekil 3.17. BSCCO+%15 Ag₂O numunesi için T = 94 K de 20Hz de, Histerezis kayıplarının W, manyetik alana göre değişiminin yarı logaritmik çizimi



Şekil 3.18. BSCCO+%30 Ag₂O numunesi için, deneysel matris alınganlığın, T = 91 K de 20Hz de manyetik alana göre değişimi



Şekil 3.19. BSCCO+%30 Ag₂O numunesi için T = 91 K de 20Hz de, Histerzis kayıplarının W, manyetik alana göre değişiminin yarı logaritmik çizimi

3.5. Eşsıcaklık (Isothermal) AC Alınganlık Verilerine Dayalı Kritik Akım Yoğunluğu Yorumu

Dilim geometrisi için Bean modelinde sabit sıcaklıkta uygulanan alanın, nüfuz alanından H_* , küçük olduğu durumda, AC alınganlığın gerçel (χ') ve sanal (χ'') kısımları için geçerli olan

$$\chi' = -1 + \frac{H_{ac}}{2H_*} \quad (3.4)$$

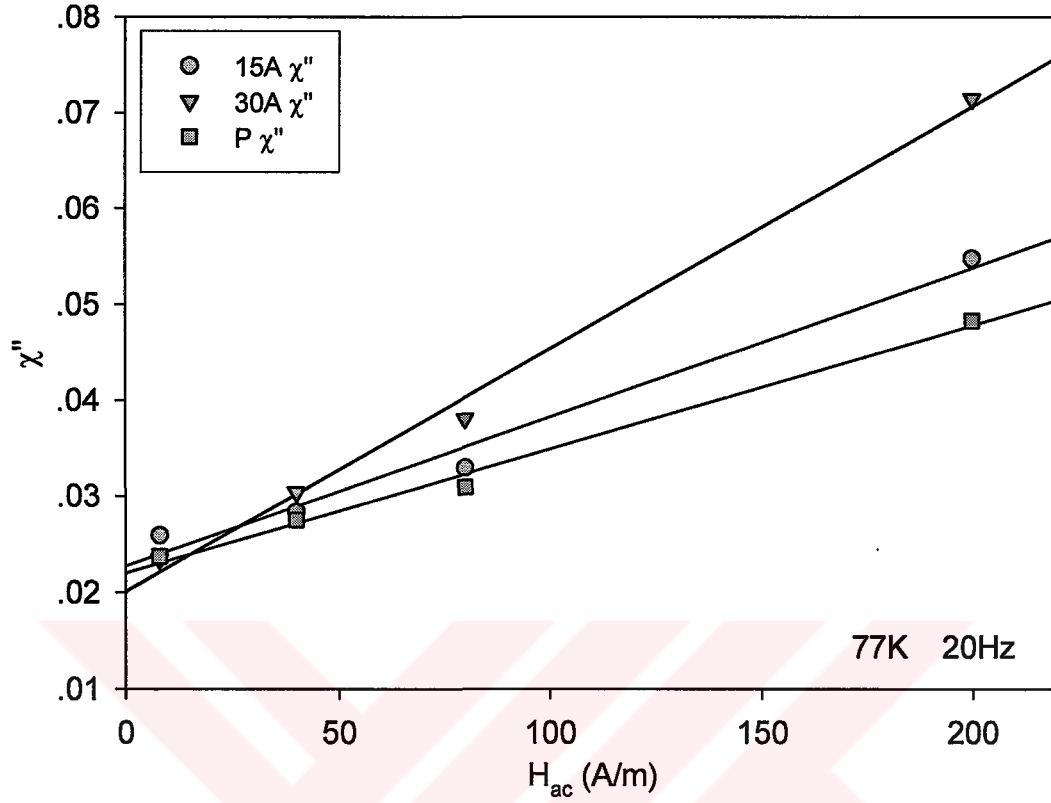
ve

$$\chi'' = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{H_{ac}}{2H_*} \right) \quad (3.5)$$

bağıntıları kullanılarak, kritik akım yoğunluğunun hangi numune için daha büyük olduğunu belirlemek mümkündür (Marohnic ve Babic, 1992). Numunenin yarı genişliği D ile gösterilirse $H_* = J_c D$ bağıntısı geçerli olacaktır. Denklem (3.4) ve (3.5), Şekil 3.20 ile değerlendirildiğinde, P numunesi için eğim daha küçüktür. Kritik akım yoğunluğu eğimle ters orantılı olduğundan bu numune için kritik akım yoğunluğu diğerlerinden daha büyük olduğu anlaşılmaktadır. Denklem (3.4) ve (3.5) kullanılırken aşağıdaki sınırlamaları göz önünde bulundurmak yararlı olacaktır.

1) Eğer kritik akım yoğunluğu alandan bağımsız ise bu denklemler $H_{ac} \leq H_*$ için geçerlidir. Bununla beraber, seramik yüksek sıcaklık süperiletkenlerde kritik akım yoğunluğunun alan bağılılığını ihmal etmek için, mümkün olan küçük alan değerlerini kullanmak gerekir.

2) Denklem (3.4) ve (3.5) homojen süperiletkenler içindir. Sinterlenmiş süperiletken numunelerin, taneli yapıda olduğu dikkate alınmalıdır. Eğer transport veya tanelerarası akım araştırılıyorsa, alanın $H_{ac} < H_{c1g}$ olacak şekilde küçük değerleri dikkate alınmalıdır. Burada H_{c1g} , taneler içine manyetik alanın girmediği en büyük alanı yani tane içi alt kritik alanı göstermektedir. Tanelerin katkısı ile ilgili tartışma 3.2 alt bölümünde verilmektedir



Şekil 3.20. Üç farklı numunenin 77 K (sıvı azot sıcaklığı) de $f=20$ Hz için deneysel AC alınganlığın alan genliğinin fonksiyonu olarak çizimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, üç farklı BSCCO yüksek sıcaklık süperiletkenlerin manyetik özellikleri, AC alınganlık ölçümleri ve kritik hal modeli hesapları ile araştırıldı.

AC alan genişliğinin artmasıyla sanal kısımdaki pik sıcaklıklarının düşük alan bölgesine kaydığı gözlemlendi. Kritik akım yoğunluğunun alan ve sıcaklık bağıllığı ile bu piklerin oluştuğu şartlar ve kayma miktarı ilişkilendirilerek yorumlandı. Ag_2O ilave miktarının artmasıyla birlikte taneler arası zayıf bağlantıyı iyileştirmeye yarar sağlamadığı belirlendi. Numuneler arasında, en güçlü taneler arası bağlantıya sahip numunenin saf BSCCO numunesi olduğu sonucuna varıldı.

Tanelerin etkin hacim kesri f_g tahmin edildi. f_g 'nin Ag_2O ilave miktarıyla birlikte arttığı görüldü. Ayrıca f_g 'nin uygulanan AC alan genişliğine bağıllığı belirlendi.

Sabit alanda farklı frekanslarda ölçülen AC alınganlık verilerinden, frekans arttıkça sanal kısmın piklerinin literatür ile uyumlu şekilde yüksek sıcaklıklara kaydığı gözlemlendi.

f_g yardımıyla elde edilen matris alınganlığının sanal kısmına kritik hal modeli çerçevesinde yapılan hesaplamalar oldukça iyi uyum verdi. Bu sayede ilk tam nüfuz alanı H_* ve pik sıcaklığı T_p arasındaki ilişkiden (kritik akım yoğunluğunun) alan bağıllığını temsil eden n , sıcaklık bağıllığını ifade eden p , $T = 0$ K'de numunenin boyutuna (ve kritik akım yoğunluğuna) bağlı olan nüfuz alanı H_{*0} ve matris kritik sıcaklığı T_{cm} parametreleri her üç numune için belirlendi. Ayrıca, AC kayıplarının alan genliklerine göre değişimleri, deneysel ve hesaplamalar için elde edildi. Deneysel ve hesaplamalarla elde edilen kayıp eğrileri oldukça iyi uyum gösterdi.

Eş sıcaklık AC alınganlık verilerinin yorumundan, kritik akım yoğunluğunun saf BSCCO numunesi için diğerlerinden daha büyük olduğu ve Ag_2O ilavesiyle kritik akım yoğunluğunun azaldığı anlaşılmaktadır.

5. ÖNERİLER

Numunelerin manyetik özelliklerinin daha iyi anlaşılabilir olması için AC alınganlık ölçümlerinin, DC ve AC alanın varlığında AC alınganlık ölçümleri ve uygulanan DC manyetik alana karşı manyetizasyon ölçümleri de yapılabilir.

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin kritik sıcaklık ve kritik akım yoğunluğunu arttırmak amacıyla bu alanda araştırmacılar, süperiletken numunelere farklı katkı ve ilavelerle bu durumu geliştirme çabasındadırlar. Bizde bu çalışmamızda BSCCO yüksek sıcaklık süperiletkenlerine farklı miktarlarda ilave edilen Ag_2O ' nun manyetik özelliklere etkisini inceledik. Ancak ilave malzemesi olarak Ag_2O yerine farklı malzemeler kullanılarak daha iyi neticeler elde edilebilir.

AC kayıpları ile ilgili yaptığımız çalışmada akı sürüklenmesi ve akı akışından ileri gelen katkı hesaba katılmadı. Numunelerin frekansa bağı manyetik tepkilerine bakıldığında az da olsa bu katkılarında AC kayıplarında yer aldığı anlaşılmaktadır. Biraz karmaşık bir hesap olmasına rağmen, daha sonraki çalışmalarda akı akışı teriminin ilave edildiği kritik hal modeli hesapları yapılabilir.

6. KAYNAKLAR

- Abrikosov, A.A., 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group, Engl. Transl. Sov. Phys. -JETP, 5, 1174.
- Agarwal, S.K. and Kumaraswamy, B.V., 2005. Low field AC Susceptibility study of intergranular critical current density in Mg-substituted $\text{CuBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{12-y}$ high temperature superconductors, Journal of Physics and Chemistry of Solids, 66, 729-734.
- Amira, A., Molinié, P., Mosbah, M.F. ve Leblanc, A., 2005. AC susceptibility study of fluorine-doped Bi-2212 ceramics Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 292, 186-191.
- Bardeen, J., Cooper, L.N., Schrieffer, J.R., 1957. Theory of Superconductivity, Physical Review, 108, 1175-1203.
- Bean, C.P., 1964. Magnetization of High-Field Superconductors, Review of Modern Physics, 36, 31-38.
- Bishop, D.J., Gammel, P.L. ve Huse, D.A., February 1993. Resistance in High-Temperature Superconductor, Scientific American, P. 48.
- Bozec, X., Maury, R., Fert, A.R., Redoules, J.P., Bertrand, D., Potel, M., Levet, J.C., Gougeon, P., Noel, H., 1991. Temperature, frequency and field dependence of AC hysteresis losses in superconducting YBaCuO single crystal, Physica C, 179,22-28.
- Calzona, V., Cimberle, M. R., Ferdeghini, C., Putti, M., Siri, A. S., 1989. AC Susceptibility and Magnetization of High- T_c Superconductors: Critical State Model for the intergranular Region, Physica C, 157, 425-430.
- Chen, D.-X., Nogues, J. ve Rao, K.V., 1989. AC Susceptibility and Intergranular Critical Current Density of High T_c Superconductors, Cryogenics, 29, 800-808.
- Chen, D.-X., Mei, Y. ve Luo, H.L., 1990. Critical current density in sintered High T_c (Bi-Pb)-Sr-Ca-Cu-Oxide, Physica C, 167, 317-323.
- Chen, D.-X. ve Sanchez, A., 1992. Magnetic properties of high- T_c superconducting grains, Phys. Rev. B., 45, 10793-10796.
- Clem J. R., 1988. Granular and Superconducting-Glass Properties of the High-Temperature Superconductors, Physica C, 153-155, 50-55.
- Cyrot, M., Pavuna, D., 1992. Introduction to Superconductivity and High- T_c Materials, World Scientific, Singapore, 87-99.

- Çelebi, S., ve LeBlanc, M.A.R., 1994. Flux Trapping Phenomena in Sintered Tubes of High T_c Superconductors, Phys. Rev. B, 49, 16009 -16024.
- Çelebi, S., Karaca, I., Aksu, E., Gencer, A., 1998. Frequency dependence of the intergranular AC loss peak in a high- T_c Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O superconductors, Physica C, 309, 131-137.
- Çelebi, S., 1999. Comparative AC susceptibility analysis on Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O superconductors, Physica C, 316, 251-256.
- Çelebi, S., Öztürk, A., Karaca, İ. ve Kölemen, U., 2000. The effect of potassium doping on resistive transitions and transport critical current of bulk YBCO high- T_c superconductors, Turkish J. of Physics, 24, 567-576.
- Çelebi, S. ve LeBlanc, M.A.R., 2002. Flux line cutting in granular high T_c superconducting tubes, Narlikar, A.V. (Editör), Studies of High Temperature Superconductors: Vortex Physics, Cilt 42, Nova Science Publishers, New York, 169-245.
- Çelebi, S., Malik, A.I., Halim, S.A., 2002. Study of Nd substitution in Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O high- T_c superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 337, 237-242.
- Çelebi, S., Malik, A.I., Inanir, F., Halim, S.A., 2003. Effect of Nd doping on the grain-matrix contribution to ac losses in sintered $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2(\text{Ca}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ superconductors, Journal of Alloys and Compounds, 370, 69-74.
- Çelebi, S., Inanir, F., ve M.A.R. LeBlanc, 2005. Contribution of the Meissner Current to the Magnetostriction in a High T_c Superconductor, Supercond. Sci.Tech. 18 , 14-17.
- Fietz, W. A., Silcox, J., Beasley, M. R., ve Webb, W.W., 1964. Magnetization of Superconducting Nb-25%Zr Wire, Phys. Rev. A, 136, 335-345.
- Goldfarb, R.B., Lelental, M., Thompson, C.A., 1991. Alternating-Field Susceptometry and Magnetic Susceptibility of Superconductors, Published in: Hein, R.A., Francavilla, T.L., Liebenberg, D.H. (Editors), Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, Plenum Press, New York.
- Gömöry, F., 1997. Characterization of high- temperature superconductors by AC susceptibility measurements, Supercond. Sci.Tech. 10 , 523-542.
- Green, I. M. ve Hlawiczka, P., 1967. Pinning Forces and Hysteresis in Type 2 Superconductors, Proceedings of The Institution of Electrical Engineers, 114, 1329.
- Karaca, İ., Çelebi, S., Varilci, A., Malik, A.I., 2003. Effect of Ag_2O Addition on the intergranular properties of the superconducting Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O System, Supercond. Sci. Technol. 16, 100-104.

- Karaca, İ., 2001. Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerin Üretimi ve Katkı Maddelerinin Fiziksel Özellikleri Üzerine Etkisi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Trabzon.
- Ikeda, Y., Takano, M., Hirio, Z., Oda, K., Kitaguchi, H., Takada, J., Miura, Y., Takeda, Y., Yamamoto, O., Mazaki, H., 1988. The High- T_c Phase with a New Modulation Mode in the Bi,Pb-Sr-Ca-Cu-O System, Jpn. J. Appl. Phys., 27,11, 2067-2070.
- Irie, F. ve Yamafuji, K., 1967. Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II Superconductors, Journal of the Physical Society of Japan, 23, 255-268.
- Kim, Y.B., Hempstead, C.F. ve Strnad, A.R., 1962. Critical Persistent Current in Hard Superconductors, Physical Review Letters, 9, 306-309.
- Komatsu, T., Sato, R., Meguro, H., Matusita, K., Yamamashita, T., 1991. Effect of Cooper content on Glass Formation and Superconductivity in the Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O System, J. Material Science, 26, 683-688.
- Koyama, S., Endo, U., Kawai, T., 1988. Preparation of Single 110 K Phase of the Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O Superconductor, Jpn. J. Appl. Phys., 27,10, 1861-1863.
- LeBlanc, M.A.R. ve Lorrain, J.P., 1984. Effect of field independent surface barriers on hysteresis losses in type II superconductors, Cryogenics, 24, 143-155.
- Lee, C.Y., Kao, Y.H., 1996. Frequency Dependence of the Intergranular Energy- Loss Peak in AC Magnetic Susceptibility of High- T_c Superconductors, Physica C, 256, 183.
- London, H., 1963. Alternating current losses in superconductors of the second kind, Physics Letters, 6, 162-165.
- Maeda, A., Noda, K., Tanaka, S., 1989. Study on the preparation and the physical properties of a 110 K (Bi,Pb) $_2$ Sr $_2$ Ca $_2$ Cu $_3$ O $_y$ superconductors, J. Journal of App. Phy., 28, 4, L576-L579.
- Malik, A.I., Çelebi, S., Halim, S.A., 2002. AC Susceptibility study in Bi $_{1.6}$ Pb $_{0.4}$ Sr $_2$ (Ca $_{1-x}$ Nd $_x$) $_2$ Cu $_3$ O $_8$ ceramic superconductors, Physica C, 377, 421-430.
- Marohnic, Z., Babic, E., 1992. Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems edited by R. A. Hein, T. L. Francavilla, D. H. Liebenberg, Plenum, New York.
- Mazaki, H., Takano, M., Takada, J., Kitaguchi, H., Miura, Y., Ikeda, Y., Tomii, Y., Kubuzoe, T., 1988. Complex Susceptibility of Bi,Pb-Sr-Ca-Cu-O Superconductors, Jpn. J. Appl. Phys., 27, 1639-1641.
- Meissner, W.H., Ochsenfeld, R., 1933. Upper Critical Fields of High T_c Superconducting Y-Ba-Cu-O, Nature, 132, 931-935.

- Müller, K. –H., 1990. Frequency dependence of AC Susceptibility in high- temperature superconductors: Flux creep and critical state at grain boundaries, Physica C, 168, 585-590.
- Müller, K.H., Nikolo, M., Driver, R., 1991. Flux Pinning at Grain Boundaries in Bi-(Pb)-Sr-Ca-Cu-O Ceramic Superconductors, Phys. Rev. B, 43, 7976-7979.
- Müller, P. ve Ustinov, A.V., 1997. The Physics of Superconductors, Springer, Germany.
- Nikolo, M., Goldfarb, R. B., 1989. Flux Creep and Activation Energies at the Grain Boundaries of Y-Ba-Cu-O Superconductors, Phys. Rev. B., 39, 10, 6615-6618.
- Onnes, H.K., 1911. Superconductivity and Magnetizm, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 119-120.
- Öztürk, A., Çelebi, S., LeBlanc, M.A. R., 2005. Observations and model of a new ac-loss valley in a YBCO superconductor, Supercond. Sci. Technol., 18, 1029-1034.
- Qin, M.J and Yao, X.X., 1997. Frequency dependence of ac susceptibility in high temperature superconductors, Physica C, 282-287, 2229-2230.
- Qin, M.J., Ong, C.K., 1999. Studies on AC susceptibility of superconductors with finite thickness, Physica C, 325, 173-180.
- Ravi, S. and Bai, V. Seshu., 1994. Ac-susceptibility study of the 110-K superconducting phase of Bi-Sr-Ca-Cu-O, Phys. Rev. B., 49, 13082-13088.
- Ravi, S., 1998. Universal behaviour of ac susceptibility of granular $(\text{Bi}_{1.2}\text{Pb}_{0.3})\text{Sr}_{1.5}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ superconductors, Physica C, 295, 277-286.
- Rose-Innes, A.C., Rhoderick, E.H., 1980. Introduction to Superconductivity, 2 ed., Pergamon Press, Oxford.
- Tochihara, S., Yasuoka, H. ve Mazaki, H., 1998. Effect of Surface Barriers and Lower Critical Fields to Magnetization of Type-II Superconductors, Physica C, 295, 101-125.
- Seeber, B., 1998. Handbook of Applied Superconductivity, 1.Cilt, Institute of Physics Publishing, Bristol, UK.
- Serway, R.A., 1990. Physics for Scientists and Engineers, Third Edition, Saunders College Publishing, 1291-1317, USA.
- Yamada, N., Akune. T., Sakamoto. N., Matsumoto. Y., 2004. Temperature dependence of irreversibility fields in Re doped Hg-1223 superconductors, Physica C, 412-414, 425-429.

- Yasukochi, K., Ogasawara, T., Usui, N. ve Ushio, S., 1964. Magnetic Behavior and Effect of Transport Current on It in Superconducting Nb-Zr Wire, Journal of the Physical Society of Japan, 19, 1649-1661.
- Yasukochi, K., Ogasawara, T., Usui, N., Kobayashi, H. ve Ushio, S., 1966. Effect of External Current on the Magnetization of Non-Ideal Type II Superconductors, Journal of the Physical Society of Japan, 31, 89-99.
- Yasuoka, H., Tochihara, S., Mashino, M. ve Mazaki, H., 1998. Material Parameters of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ in The Kim-Anderson Critical-State Model, Physica C, 305, 125-138.



ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Samsun'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Samsun'da tamamladı. 1998 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Rize Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2002 yılında bölüm ikincisi olarak mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans öğrenimine başladı. İlk yıl İngilizce hazırlık programına katıldı ve başarıyla tamamladı. 2004 yılında Rize Fen-Edebiyat Fakültesine Araştırma Görevlisi olarak atandı. Halen bu görevine devam etmektedir.

