

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**FARKLI ALAN ETKİLERİ İÇİN II. TİP SÜPERİLETKENLERİN
MANYETİKZORLANIMININ MODELLENMESİ**

Fedai İNANIR

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Doktor”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 15.05.2006

Tezin Savunma Tarihi : 23.05.2006

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ekrem YANMAZ

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Erhan COŞKUN

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ali İhsan KOBYA

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Ali Gencer

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

Trabzon 2006

ÖNSÖZ

Bu tezin konusunun belirlenmesinde ve tez aşaması süresince yürütülmesinde her konuda yardımlarını esirgemeyen önceki danışmanın sayın Prof. Dr. Selahattin ÇELEBİ'ye minnettarlığımı ve bilimsel çalışma yöntemi ve disiplini hakkında kendilerinden çok şey öğrendiğim yeni danışmanım sayın Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tez süresince her türlü desteği esirgemeyen ve anlayışla karşılayan Dekan'ım sayın Prof. Dr. Nazmi Turan OKUMUŞOĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

Tezin düzeltmelerinde yardımcı olan sayın Yard. Doç. Dr. Telhat ÖZDOĞAN'a teşekkür ediyorum.

Tezin düzeltmelerinde yardımcı olan sayın Yard. Doç. Dr. Uğur KÖLEMEN'e teşekkür ediyorum.

Beni bu günlere getiren sevgili Anneme ve Babama...

Tez süresince sabırla her konuda destek olan sevgili eşim BİLGİ'ye...

Ve oğlum Onur Mert'e....

Sonsuz teşekkürler.

Fedai İNANIR
Trabzon 2006

İÇİNDEKİLER

| | <u>Sayfa No</u> |
|--|-----------------|
| ÖNSÖZ..... | II |
| İÇİNDEKİLER..... | III |
| ÖZET..... | V |
| SUMMARY..... | VI |
| ŞEKİLLER DİZİNİ..... | VII |
| TABLolar DİZİNİ..... | XIV |
| 1. GENEL GİLGİLER..... | 1 |
| 1.1 Süperiletkenlik..... | 1 |
| 1.2 Süperiletkenlerin Belli Başlı Özellikleri..... | 2 |
| 1.2.1 Mükemmel İletkenlik..... | 2 |
| 1.2.2 Mükemmel Diyamanyetizma..... | 3 |
| 1.3 I. Tip Süperiletkenler..... | 5 |
| 1.4 II. Tip Süperiletkenler..... | 6 |
| 1.4.1 II. Tip Süperiletkenlerin Manyetizasyonu..... | 8 |
| 1.4.2 Karışık Hal..... | 9 |
| 1.4.3 Akı Çivilenmesi, Akı Sürüklenmesi ve Akı Akışı..... | 11 |
| 1.5 Süperiletkenlerinin $H-T$ Faz Diyagramları..... | 12 |
| 1.6 Kritik Hal Modeli..... | 18 |
| 1.7 II. Tip Süperiletkenlerde Manyetikzorlanım (Magnetostriction)..... | 22 |
| 1.7.1 Manyetikzorlanımın Termodinamik Modeli..... | 22 |
| 1.7.2 Akı Çivilenmesi Sonucu İndüklenen Manyetikzorlanım..... | 24 |
| 1.7.2.1 Farklı Geometriler İçin Manyetikzorlanımın Modellenmesi..... | 31 |
| 1.7.2.1.1 Düzlem Zor Yaklaşımı..... | 31 |
| 1.7.2.1.2 Dairesel Silindirde Manyetikzorlanım..... | 33 |
| 1.7.2.1.3 İdeal Silindirlerde Manyetikzorlanım..... | 36 |
| 1.7.2.1.4 Dikdörtgensel Dilim..... | 36 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 1.8 | Çeşitli Süperiletkenler Üzerinde Gerçekleştirilen Manyetikzorlanım Ölçümleri..... | 39 |
| 2. | YAPILAN ÇALIŞMALAR, BULGULAR VE İRDELEME..... | 43 |
| 2.1 | II. Tip Süperiletkenlerde Manyetikzorlanıma Meissner Akımının Etkisi..... | 43 |
| 2.1.1 | Modellemenin Temel Çerçevesi..... | 44 |
| 2.1.2 | Meissner Akımı Etkisini İçeren Manyetikzorlanım Analizi..... | 52 |
| 2.1.3 | Deneysel Verilerle Karşılaştırma..... | 63 |
| 2.2 | Normal Durum Katkısının Manyetikzorlanıma Etkisi..... | 67 |
| 2.2.1 | Normal Durum Katkısını İçeren Manyetikzorlanımın Modellenmesi..... | 68 |
| 2.2.2 | Sonuçlar ve Tartışma..... | 72 |
| 2.2.3 | Deneysel Verilerle Karşılaştırma..... | 77 |
| 2.3 | II. Tip Süperiletkenlerdeki Manyetikzorlanıma Balık Kuyruğu Etkisinin Yüksek Alan Piki İçin Modellenmesi..... | 82 |
| 2.3.1 | Modellemenin Temel Çerçevesi..... | 84 |
| 2.3.2 | Sonuçlar ve Tartışma..... | 88 |
| 2.3.3 | Deneysel Verilerle Karşılaştırma..... | 94 |
| 2.4 | Transport Akımın Akı Çivilenmesi Sonucu İndüklenen Manyetikzorlanıma Etkisi..... | 97 |
| 2.4.1 | Süperiletken Dilimin Transport Akıma Tepkisi..... | 98 |
| 2.4.2 | Tuzaklanmış Alana Sahip Süperiletken Dilimin Transport Akıma Tepkisi..... | 103 |
| 2.4.3 | Süperiletken Dilimin Alanlı Soğutma İşleminde Sonra Uygulanan Transport Akıma Tepkisi..... | 106 |
| 2.4.4 | Kalıcı Haldeki Dilimin Alternatif Transport Akıma Tepkisi..... | 109 |
| 2.4.5 | Deneysel Verilerle Karşılaştırma..... | 111 |
| 3. | SONUÇLAR..... | 113 |
| 4. | ÖNERİLER..... | 116 |
| 5. | KAYNAKLAR..... | 117 |
| | ÖZGEÇMİŞ..... | 128 |

ÖZET

Bu tezin amacı; farklı alan etkilerini dikkate alarak, mevcut kritik hal modellerini II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanım deneylerinde ortaya çıkan anormallikleri türetecek şekilde geliştirmektir.

Bu tezin birinci bölümünde, ikinci bölümün bilimsel alt yapısı için gerekli olan, süperiletkenlikle ilgili temel kavramlar ve II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanımı ile ilgili geniş bir literatür araştırması sunulmuştur.

Tezin ikinci bölümü, incelen alan etkileri bakımından dört ana kısma ayrılmıştır. Birinci kısımda Meissner akımının II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanımına etkisi incelenmiştir. Yüzeyde dolanan Meissner akımını içerecek şekilde Bean, genel üs yasası ve eksponensiyel modeller modifiye edilmiş ve farklı parametreler için manyetikzorlanım eğrileri çizdirilmiştir. Seçilen parametrenin eğrilerin biçimini nasıl etkileyeceği ortaya konmuştur. Sonuçlar literatürde sunulan deneysel verileri teorik olarak türetmek için kullanılmıştır.

İkinci kısımda, alansız soğutma işleminden sonra dış manyetik alan arttırıldıkça manyetikzorlanımın işaret değiştirmesini türetmek için, II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanımı kritik hal ve normal durum manyetikzorlanımlarının toplamı şeklinde ele alınmıştır. Bean, Kim, üs yasası, eksponensiyel ve lineer modellerine normal-durum katkısı ilave edilerek manyetikzorlanım eğrileri elde edilmiştir. Sonuçlar literatürdeki deneysel veriler ile karşılaştırılmış ve bazı süperiletkenlik parametreleri tespit edilmiştir.

Üçüncü kısımda, bazı manyetikzorlanım deneylerinde ortaya çıkan yüksek alan pikini kritik-hal modelleri çerçevesinde türetmek amaçlanmıştır. Hesaplamalarda kritik akımın alan bağıllığı için “Lorenz” türü bir terim eklenilmiş Kim modeli, “Gaussian” terim eklenilmiş eksponensiyel model seçilmiştir. Eksponensiyel tabanlı model literatürde sunulan tek kristal $2H-NbSe_2$ manyetikzorlanım ölçümünü yeniden türetmek için kullanılmıştır.

Dördüncü kısımda ise “slab” geometrisine sahip II. tip bir süperiletkenden, dış alanın olmadığı, yalnızca transport akım geçirildiğinde oluşabilecek manyetikzorlanım modellenmiştir. Hesaplamalarda kritik akımın alana eksponensiyel bağıllığı seçilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Süperiletkenlik, Süperiletken, Manyetikzorlanım, Kritik Hal Modeli.

SUMMARY

Modelling Magnetostriction for Type II Superconductors for Different Field Effects

The purpose of the thesis is to study ability of available critical-state models to predict the abnormalities appeared in some magnetostriction experiments of type II superconductors by considering different field effects.

In the first chapter, the basic concepts pertaining to superconductivity and extensive investigation of literature on magnetostriction of type II superconductors are introduced. They are the necessary scientific background for the second chapter.

The second chapter was divided into four sections based on the field effects that are investigated. In the first section, the influence of Meissner current on the magnetostriction of type II superconductors was studied. Bean, general power-law and exponential models were modified to include Meissner current circulating on the surface of superconductor and the magnetostriction curves were drawn for different parameters used in the modified models.

In the second section, the magnetostriction of type II superconductors was treated as sum of critical state and normal state magnetostriction in order to derive the sign alternation of magnetostriction as the external magnetic field is increased after zero field cool process. The magnetostriction curves have been obtained for Bean, Kim, power-law, exponential and linear models by adding normal state contribution. The results were compared to the experimental data in the literature and some superconducting parameters were determined.

In the third section, the high-field peak occurred in some magnetostriction experiments were explained in the frame of the critical state models. Exponential model with an added Gaussian term and the Kim model with an added Lorentzian term for the field dependence of critical current density were chosen in the calculations. The modified exponential model was also used to reproduce magnetostriction measurements on single crystal $2H-NbSn_2$ presented in the literature.

In the fourth section, the magnetostriction was modeled for a type II superconductor slab carrying a transport current in the absence of external magnetic field. In the calculations, exponential dependence of critical current to the field was adopted.

Key Words: Superconductivity, Superconductor, Magnetostriction, Critical State Model

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No:

- Şekil 1 (a) Normal metallerde ve süperiletkenlerde elektriksel direnç, (b) Yıllara göre süperiletkenlerde kritik sıcaklığın evrimi..... 1
- Şekil 2. (a) Mükemmel bir iletkene soğutmadan önce alan uygulanıyor. Numune T_c 'nin altına kadar soğutulduktan sonra alan kaldırılıyor. Bu durumda numune içerisinde belli bir miktar akı tuzaklanır ve numune içerisinde $dB/dt=0$ 'dır ; (b) Metal bir süperiletkende akı daima dışarılanır; yani numune içerisinde daima $B=0$ 'dır (*Meissner etkisi*) 3
- Şekil 3. Manyetik alan içerisine konan sonsuz uzunlukta dilim (a) ve silindir (b) süperiletkenlerin dış bölgelerinde alan deseni. Sonsuz uzunlukta dilim için N , demanyetizasyon faktörü hemen sıfırdır. Enine alanda silindir için $N=1/2$ 'dir. 4
- Şekil 4. I. tip ve II. tip süperiletkenler için aynı H_c termodinamik kritik alanda akı nüfuzunun karşılaştırılması..... 7
- Şekil 5. (a) İdeal II. tip bir süperiletkenin manyetizasyonu. Mükemmel diyamanyetizma durumu H_{c1} 'in altında meydana gelir ve H_{c2} 'nin yukarısında malzeme normal duruma döner. (b) Gerçek bir II. tip süperiletkenin manyetizasyonu. Eğri yalnızca H_{irr} 'in yukarısında tersinirdir. $H=0$ 'da manyetik akı tuzaklanır ya da malzeme içerisinde belli bir miktar akı çivilenir 8
- Şekil 6. Süperiletkenlerin karışık hali, normal göbekler ve göbeklerin etrafında dolanan süper akım girdapları. Dik çizgiler göbekleri iplikçik haline getiren akıyı temsil eder. Yüzey akımı "bulk" diyamanyetizmayı korur 10
- Şekil 7. Akı akışı mekanizması. Manyetik alanda akımın varlığı Lorentz kuvvetinin oluşmasına neden olur. Bu kuvvet çivilenme merkezlerini sanki bir merdiven gibi bir miktar eğer ve akı çizgilerinin çivilenme kuyularından daha kolayca atlamasına imkân sağlar 11
- Şekil 8. I. tip süperiletkenlerde kritik alanın sıcaklığa bağlılığı 13
- Şekil 9. Düşük T_c 'li bir II. Tip süperiletkenin faz diyagramı 14

| | | |
|-----------|--|----|
| Şekil 10. | Şiddetli ısı dalgalarına sahip bir yüksek sıcaklık süperiletkenin sistematik faz diyagramı; burada H_{c2}^{MF} üst kritik alanın ortalama alan davranışdır | 15 |
| Şekil 11. | $Bi(2212)$ tek kristal numunesinin enine manyetik zorlanım histerezis çevrimi. Ölçüm ZFC işleminden sonra, $4.8 K'$ de, B_e , dış alan c -ekseni boyunca $\pm 6 T$ 'ya kadar uygulanmıştır. Ölçüm kapasitans dilotometre tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Ikuta vd., 1993)..... | 25 |
| Şekil 12. | Sonsuz uzunlukta dilim parçası, burada pinning kuvvet yoğunluğu $f=J_c \times B$ dilimin kalınlığında $\Delta d/d$ kadarlık bir manyetik zorlanım ortaya çıkmasına neden olan yapısal bir kuvvet gibi davranır | 27 |
| Şekil 13. | Mekaniksel olarak birbiri ile temas eden ve tanecikler arası akım dolanan tanecikli bir süperiletkenin manyetik zorlanımı. Alan her taneciğe nüfuz ettiği zaman $\Delta L/L = \Delta R/R$, olacak şekilde enine bir kısalma verecek şekilde her tanecik ΔR kadar sıkışır..... | 28 |
| Şekil 14. | 2T, 4T, 6T'lık sabit alanlarda bir LaSrCuO kristalindeki uzamanın geçici gevşemesi. Alan süpürmedeki bir durmadan sonra, bozunma 4 ve 6T için logaritmik oluyor. 2T için grafikten açıkça görüleceği üzere, artan alan kolunda belli bir alan bölgesinde çok hızlı bir geçiş meydana gelir.(Ikuta vd, 1994)..... | 29 |
| Şekil 15. | LaSrCuO tek kristalinde akı atlama. (Nabialek vd., 1997)..... | 31 |
| Şekil 16. | f enine kuvvet ile yüklenmiş bir süperiletken; tipik bir düzlem zor problemi. Elastik tepki iki deformasyonun süperpozisyonu olarak görülebilir. Adım 1, süperiletken iki mükemmel derecede düz ve sert düzlemlerin arasına kapatılıyor (confined) ve kuvvetler enine yer değiştirme yapacak şekilde uygulanıyor. Adım 2, adım 1'de oluşturulan aksel stresi karşılamak için tekdüze bir stres ilave edilmiştir; böylelikle serbest yüzler için şart sağlanılmaktadır..... | 32 |
| Şekil 17. | Silindirin hacim elemanı üzerine etkiyen stresler ve yapısal kuvvetler | 34 |
| Şekil 18. | Akı çivilenmesi sonucu indüklenen yapısal kuvvetler $f(x)$ tarafından yüklenilmiş dikdörtgen dilim. Dilim'in dört bir tarafı mükemmel derecede düzgün ve kapatılmıştır. Deformasyon yalnızca x ekseninde meydana geliyor. σ_y ve σ_z dağılımları kapatılma yüzünden oluşan stresi betimliyor. Saint-Venant prensibi, geri kazanımın tekdüze ve zıt $-\langle \sigma_y \rangle$ ve $-\langle \sigma_z \rangle$ streslerini bindirerek kazanılabileceğini söyler | 37 |

| | | |
|-----------|---|----|
| Şekil 19. | Süperiletken dilim geometrisine sahip malzeme. B_a dış alanı z yönünde uygulanmaktadır | 45 |
| Şekil 20. | a) $B_a=0$ 'dan itibaren B_m 'ye kadar dış alanın artırılması, b) B_m 'den $-B_m$ 'ye kadar alan azaltılması durumlarında, ortaya çıkan akı profilleri. Profiller I. tip alan çevrimini betimlemektedir. Şekillerin sağ ve sol yüzeylerinde kalın dik çizgiler I_M , Meissner akımını betimlemektedir. $B_a=B_{c1}$ oluncaya kadar numune içerisine hiçbir alan nüfuz etmez yani $B(x)=0$ dır. Numune yüzeyine çizilen kalın çizgiler Meissner akımını betimlemektedir | 48 |
| Şekil 21. | a) Uygulanan maksimum dış manyetik alanın değeri $B_{c1} \leq B_m \leq B_*$ iken, süperiletken içerisinde meydana gelen manyetik akı profili, b) B_m dış alanı, $B_* < B_m \leq B_{**}$ bölgesinde iken manyetik akı profili. Numunenin sağ ve sol yüzeyine çizilen kalın dik çizgiler Meissner akımını temsil etmektedir | 49 |
| Şekil 22. | Üs yasası modeli kullanılarak $B_0=0$ ve 0.5 değerleri için $n - B_{c1} - B_*$ üç boyutlu grafiği. Kritik akımın alan bağılılığını veren n parametresi 0 ile 2 arasında seçilmiştir ($k=1$) | 50 |
| Şekil 23. | Eksponensiyel model için $p - B_{c1} - B_*$ üç boyutlu çizimi. Meissner eksponenti $k=0.01$ ve 1 olarak seçilmiştir | 51 |
| Şekil 24. | Farklı I_M katkıları için Bean modeli kullanılarak elde edilen, B_a uygulanan alanına karşı numune boyundaki değişim eğrileri. Burada I_M 'nin katkısını hesaplamak için $B_{c1}=0, 0.5, 1$ ve $k=2$ alınmıştır. Burada oklar alanın artma ve azalma yönünü göstermektedir | 53 |
| Şekil 25. | En genel üs yasası modeli kullanılarak a) $n=0.5$ (Yasukochi modeli), b) $n=1$ (Kim Modeli), c) $n=2$ için, değişik oranlarda I_M , Meissner akımı katkıları dikkate alınarak çizdirilen $\Delta L / L - B_a$ eğrileri. Her şekilde I_M 'nin katkısını hesaplamak için aynı değerde $B_{c1}=0, 0.5, 1$ ve $k=2$ olarak seçilmiştir. Uygulanan alanın maksimum değeri $B_m = 10\mu_0 J_{c0} W$ ve ayarlanabilir parametre $B_0 = 0.5 \mu_0 J_{c0} W$ olarak alınmıştır. Eğrilerin her biri normalize edilmiş formdadır | 55 |
| Şekil 26. | $n=1$ Kim modeli dikkate alınarak, farklı B_0 ayarlanabilir parametreler için elde edilen manyetik zorlanım çevrimleri. Meissner katkısı için $B_{c1}=1$ ve $k=2$ olarak alınmıştır ($B_m=10 B_p$) | 56 |

- Şekil 27. Ekspansiyon model; farklı B_{c1} değerleri için $\Delta L/L-B_a$ eğrileri. a) Çivilenme parametresi $p=\mu_0 J_{c0} W/B_0=0.5$, b) $p=1$ ve c) $p=2$. Meissner katkısını hesaplamak için $B_{c1}=0, 0.5, 1$ ve $k=2$ olarak alınmıştır. Ayrıca, $B_{c1}=0$ Meissner akımının olmadığı durumu temsil eder. Uygulanan alan $B_m=10 B_p$ mertebesindedir..... 59
- Şekil 28. Ekspansiyon model farklı p çivilenme parametreleri kullanılarak elde edilen manyetik zorlanım çevrimleri. Burada şu parametreler kullanılmıştır: $B_{c1}=0.5, k=2$, ve $B_m=10 B_p$ 59
- Şekil 29. Belli bir maksimumdan itibaren alan azaltılması işleminde numune içerisinde ortaya çıkan stres dağılımının Meissner etkisinin olduğu ve olmadığı durumlar için karşılaştırılması. Numune boyu $2W$ olarak alınmıştır ve numunenin merkezi W olarak kabul edilmiştir. $I_M \neq 0$ durumu için $B_{c1}=0.5, k=2, p=0.5$ ve $B_m=10 B_p$ olarak alınmıştır. Burada, $\sigma_0 = B_p^2 / 2\mu_0$ 'dir..... 60
- Şekil 30. Farklı B_{c1} değerleri için ekspansiyon model; III. tip alan çevrimi. Burada $k=2, B_m=0.6 B_p$. Oklar eğrinin gidiş yönünü göstermektedir 62
- Şekil 31. II. tip alan çevrimi için $\Delta L/L-B_a$ çevrimi. $k=2, B_m=0.6 B_p$ olarak alınmıştır. Oklar alanın artış yönünü göstermektedir 63
- Şekil 32. (a) Kaynak (Chabanenko vd., 1998) Şek. 3 ve kaynak (Chabanenkova vd., 1998) Şek. 4'de çeşitli sıcaklıklarda $LaSrCuO$ tek kristalinde manyetik zorlanım ölçümleri gösteriliyor. (b) Ikuta vd. (1994) tarafından geliştirilen analitik ifadelerde Denk. 43 vasıtasıyla manyetik zorlanıma Meissner akımının katkısını dikkate alarak hesaplanan teorik eğriler gösteriliyor. Uygulanan alan H_a , alt kritik alan H_{c1} , Meissner akımı $I_M=M_{rev}$, alan profilleri $H(x)=B(x)/\mu_0, H_p=J_{c0}D$ ile normalize edilmiştir. Manyetik zorlanım ise $2\mu_0 C_0$ ile normalize edilmiştir..... 64
- Şekil 33. (a)'da içi boş noktalar ile ve (b)'de içi boş kareler ile gösterilenler Şek 32(b)'te gösterilenler ile aynıdır. (a)'da dolu noktalar ve (b)'de içi dolu kareler ile gösterilen eğriler eşdeğerleri gibi aynı parametrelerle hesaplandı ancak $I_M=0$ olarak alındı; böylece manyetik zorlanıma Meissner akımının katkısı dikkate alınmamış oldu 65
- Şekil 34. Farklı G normal durum parametresi için çizilen, uygulanan alana karşı manyetik zorlanım eğrileri. Kritik akımın alan bağılıkları için (a) Bean modeli, (b) Kim modeli, (c) ekspansiyon model, (d) lineer model seçilmiştir. Bütün eğriler için seçilen G parametresi $\int; 0.5, \diamond; 0.25, —; 0, \langle, -0.25, \int; -0.5$ şeklindedir. Uygulanan maksimum dış alan $B_m=3 B_*$ 'dır. Bunların yanında ekspansiyon model için $p=1$, lineer

- model için $B_{c2} = 4 B_p$ kullanılmıştır. Burada düz çizgili oklar alanın artış, kesikli çizgili oklar ise alanın azalış yönünü göstermektedir. ($B_p = \mu_0 J_{c0} W$)..... 74
- Şekil 35. II. tip süperiletkenlerde normal durum katkısının akı profilleri üzerine etkilerinin şematik gösterimi (a) numunenin iki yüzeyinde manyetik alandaki homojensizlik yüzünden oluşan akı profili (b) değişik alan etkileri yüzünden akı profilinin eğiminin değişmesinden dolayı oluşan akı profili 75
- Şekil 36. Uygulanan maksimum manyetik alana karşı $B_a=0$ 'da oluşan $(\Delta L / L)_{REM}$ kalıcı manyetik zorlanım. Burada yalnızca eksponensiyel model kullanılmıştır. Ayrıca Şekil 34'teki G değerlerinin aynıları kullanılmıştır ($p=1$)..... 76
- Şekil 37. (a) $1.8 \times 2.0 \times 2.0 \text{ mm}^3$ boyutlarında çokkristal MgB_2 numunesinin enine manyetik zorlanım histerezi. Histerezisler alansız soğutma (ZFC) işleminden sonra 10, 15, 20 ve 25 K'lerde elde edilmiştir (Nabialek vd., 2002). (b) MgB_2 numunesinin manyetik zorlanımın teorik olarak yeniden türetilmiş biçimi. (a)'daki her bir sıcaklıkta gerçekleştirilen ölçümün eş değeri (b)'de aynı stildeki sembollerle gösterilmiştir..... 78
- Şekil 38 (a) Ikuta vd. (1993) tarafından $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ ($x = 0.05$) tek kristal süperiletkeninde 4.9 K'de ölçülen manyetik zorlanım çevrimi (b) (a)'ya uyum yaparak tespit edilen parametreler kullanılarak hesaplanan manyetik zorlanım eğrisi 80
- Şekil 39. $J_c(B) = \text{Eksponensiyel model} + \text{Gaussian terim}$ için B_0, J_{c1} 'e karşı B_* çizimi a) pik genişliği B_w sabit tutularak değişik B_p değerleri için, b) B_p sabit tutulup değişik B_w için çizilmiştir. Burada B_0, B_p, B_w ve B_* nicelikleri $\mu_0 J_{c0} d$ ile J_{c1} niceliği ise J_{c0} ile normalize edilmiştir 87
- Şekil 40. (a) "Gaussian" terim eklenilmiş eksponensiyel model. (b) "Lorentzian" terim eklenilmiş Kim modeli kullanılarak farklı J pik genlikleri için uygulanan alana karşı manyetik zorlanım çevrimleri. Manyetik zorlanım, $L_0 = B_*^2 / 2c_0 \mu_0 W$ ve uygulanan alan ise $B_a = B_a / B_*$ ile normalize edilmiştir. Burada $B_p = \mu_0 J_{c0} W$ birincil nüfuz alanı olarak isimlendirilir. Her iki simülasyonda da şu parametreler benimsenmiştir: $B_m = 10 B_*, B_0 = 1 B_*, B_p = 8 B_*$ ve $B_w = 0.3 B_*$. Oklar eğrilerin gidiş yönünü belirtir 89

- Şekil 41. Uygulanan alana karşı Lorentz kuvvetinin şematik gösterimi. Düz çizgi eksponensiyel modeli, kesikli çizgi Kim modelini belirtiyor..... 90
- Şekil 42 (a) Uygulan alana karşı J_c kritik akım yoğunluğu değişimi, (b) uygulanan alana karşı $\langle F_p \rangle$ numune içerisinde ortalama çivilenme kuvvetinin değişimi. Her iki şeklin çiziminde şu parametreler kullanılmıştır: $B_0=1$, $B_p=8$ ve $B_w=0.2$ 91
- Şekil 43 Farklı B_0 değerleri için uygulanan dış alana karşı manyetikzorlanım eğrileri. Sağ taraftaki eğriler Denk (86) ve sol taraftaki eğriler ise Denk (88) kullanılarak çizilmiştir. Burada; $B_m=3 B_*$, $B_p=2 B_*$, $B_w=0.02 B_*$, $J=0.05 J_{c0}$ parametreleri kullanılmıştır 92
- Şekil 44 Denklem 85 ile verilen $B-T$ faz diyagramının üç farklı bölgesi için J_c modeli kullanılarak çizdirilen $\Delta L/L-Ba$ eğrisi. Kullanılan parametreler: $B_0=0.2 B_*$, $B_p=0.1 B_*$, $\mu_0 H_I=0.15 B_*$, $B_I=0.6 B_*$, $B_2=0.8 B_*$, $B_m=2 B_*$ 93
- Şekil 45. (a) Eremenko vd (2002) tarafından, $2H - NbSe_2$ tek kristalinde yapılan manyetikzorlanım ölçümü. (b) Deneysel veri ve “fit” eğrisi. Bu deneysel verideki değerler büyük bir dikkatle çıkartılmıştır. Bu verileri teorik olarak türetmek ve “fit” etmek için bir “Gaussian” terim eklenilmiş eksponensiyel model kullanılarak manyetikzorlanım eğrisi çizilmiştir. Burada, düz çizgi hesaplanan eğrileri temsil eder ve $J_{c0} = 1.592 \times 10^8 A/m^2$, $c_0 = 7.927 \times 10^{12} Pa$, $H_0 = 1.4 T$, $H_p = 8 T$, $H_w = 0.3 T$, $J = 0.55$ olarak alınmıştır. 95
- Şekil 46. $2W$ genişliğinde süperiletken dilim. Dış manyetik alan sıfır ve I_T transport akım y -yönünde uygulanıyor. H_{ind} , transport akım tarafından indüklenen manyetik alanı temsil ediyor..... 98
- Şekil 47. Başlangıçta 0'dan i_{max} 'a kadar I_T transport akım arttırıldıkça dilim içerisinde hesaplanan manyetik akı profili. Burada $p=1$ alınmıştır 99
- Şekil 48. Farklı p parametreleri için I_T uygulanan transport akıma karşı $\Delta L/L$ malzemedeki boyca uzama miktarı 102
- Şekil 49. Kalıcı durum sağlandıktan sonra, transport akım uygulandığında $2W$ genişliğinde dilim içerisinde oluşan manyetik akı yoğunluğu profili. Akım “slab’a” $-y$ yönünde 0'dan i_{max} 'a kadar uygulanır ($p=1$)..... 104
- Şekil 50. Kalıcı durumu sağlamak için, dış alan önce H^{**} ' dan büyük bir değere kadar çıkartılıyor, daha sonra sıfıra düşürülüyor. Daha sonra numuneden transport akım geçirildiğinde, malzemede oluşan manyetikzorlanım 105

- Şekil 51. Alanlı soğutma işleminden sonra numuneden geçirilen transport akımın vasıtasıyla indüklenen alanın numune içerisinde oluşturduğu manyetik akı profili. Akım i_{max} 'a kadar uygulanıyor 107
- Şekil 52. Alanlı soğutma işlemi ve sonrasında numune yüzeyindeki dış alan sıfırlandıktan sonra uygulanan transport akıma karşı meydana gelen manyetik zorlanım ($h_{fc}=0.235$) 108
- Şekil 53. Başlangıçta tamamıyla akı nüfuz etmiş kalıcı kritik haldeki dilima alternatif transport akımın uygulanması sonucu numune içerisinde ortaya çıkan akı profili..... 109
- Şekil 54. Kalıcı durumdan sonra dilima uygulanan alternatif akım sonucu ortaya çıkan manyetik zorlanım 110
- Şekil 55. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ malzemesi için uygulanan transport akıma karşı manyetik zorlanım eğrisi. Sağ taraf, süperiletkene uygulanan akıma karşı manyetik zorlanım eğrisidir. Sol taraf, akım yoğunluğunun doğal logaritmasının alınmış biçimidir. Grafik Dulk'in (2001)'den alınmıştır..... 111

TABLULAR DİZİNİ

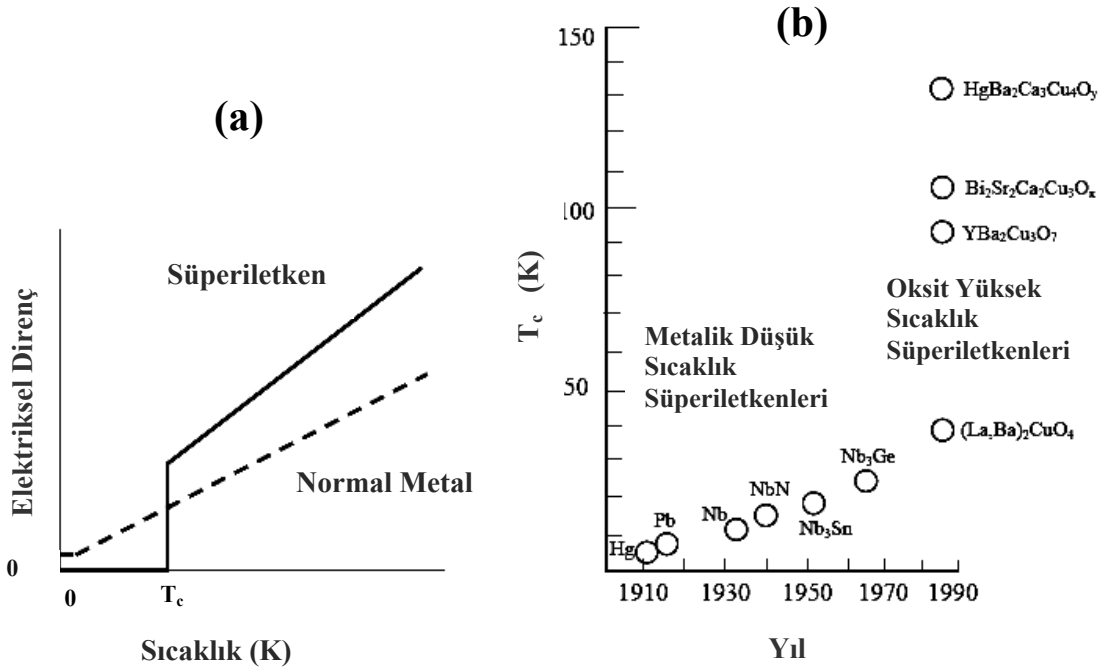
Sayfa No

| | |
|--|----|
| Tablo 1. İleri sürülen $J_c(B)$ modelleri..... | 20 |
|--|----|

1. GENEL GİLGİLER

1.1 Süperiletkenlik

Fizikte 20. yüzyıla damgasını vuran olaylardan birisi de 1911 Leiden Üniversitesi'nden Kamerlingh Onnes tarafından süperiletkenliğin keşfidir (Onnes, 1911). Uzun yıllardan beri sıcaklık mutlak sıfıra yaklaştıkça metallerin elektriksel direncinin ortadan kalkacağı bilinmekteydi, ancak o tarihlerde sonlu sıcaklıklarda direncin limit değerleri henüz tanımlanmamıştı. Onnes helyumu sıvılaştırmak suretiyle 1 K'ye kadar düşük sıcaklıklar elde etmeyi başardı ve sıvı helyum kullanarak yaptığı deneylerde, sıcaklık 0 K'ye doğru tedricen azaldıkça cıvanın (*Hg*) direnci düz bir biçimde azalmak yerine, belli bir sıcaklıkta (4 K) birden bire yok oldu. Günümüzde direncin ortadan kalktığı bu sıcaklık *kritik sıcaklık* (T_c) olarak anılmaktadır. Onnes 4 K'nin altında cıvanın elektriksel özellik bakımından daha önce bilinmeyen yeni bir sayfaya girdiğini fark etti ve bu yeni hali *süperiletkenlik hali* olarak isimlendirdi.



Şekil 1. (a) Normal metallerde ve süperiletkenlerde elektriksel direnç, (b) Yıllara göre süperiletkenlerde kritik sıcaklığın evrimi

Daha sonra, pek çok başka süperiletkenler keşfedilmiştir. 30 K'nin altında süperiletkenlik özelliği gösteren metalik elementler ve alaşımlar düşük sıcaklık süperiletkeni (DSS), bu sıcaklığın üzerinde T_c 'ye sahip belli oksitli bileşikler ise yüksek sıcaklık süperiletkeni (YSS) olarak isimlendirilirler. T_c 'lerinin üzerindeki sıcaklıklarda, Şekil 1(a)'dan da anlaşılacağı üzere, süperiletkenler bakır (*Cu*) gibi iyi iletkenlerden daha yüksek bir elektriksel dirence sahiptirler. Bunların çoğu aslında oda sıcaklığında yüksek elektriksel direnç gösteren materyallerdir.

Süperiletkenliğin gelişimi ile beraber, kritik sıcaklık gittikçe artmış ve belli oksit süperiletkenlerinde 130 K'i bile geçmiştir (*bk.* Şekil 1(b)). Ne kadar yüksek sıcaklığa çıkılırsa, süperiletkenlerin kullanıldığı teknolojik uygulamalar için ihtiyaç duyulan soğutma sistemlerinin inşası o ölçüde kolay ve o nispette kararlı olacaktır.

1.2 Süperiletkenlerin Belli Başlı Özellikleri

1.2.1 Mükemmel İletkenlik

Süperiletken fazdaki bir metalin sıfır direnci ya da *mükemmel iletkenlik*; o metalden bir akım geçirildiğinde her iki ucu boyunca herhangi bir voltaj düşmesi ve neticesinde hiçbir güç kaybı olmayacağı anlamına gelir. Bu durum ancak ve ancak sabit değerinde bir DC akım geçirildiği zaman geçerlidir. AC akım uygulandığında bu durum ortaya çıkmamaktadır.

AC akım uygulandığında direncin ortaya çıkmasının nedeni şu kabul ile açıklanabilir: süperiletken durumda bulunan bir metalde iki tür elektron mevcuttur. Bunlardan birisi dirençsiz olarak elektriği taşıyan Cooper çiftlerinin oluşturduğu “süper-elektronlar”, diğerleri ise metal örgülerinden saçılmaya uğrayan dolayısıyla dirence neden olan “normal-elektronlar”. İşte dirence neden olan bu “normal elektronlardır” (Rose-Innes ve Rhoderick, 1978)

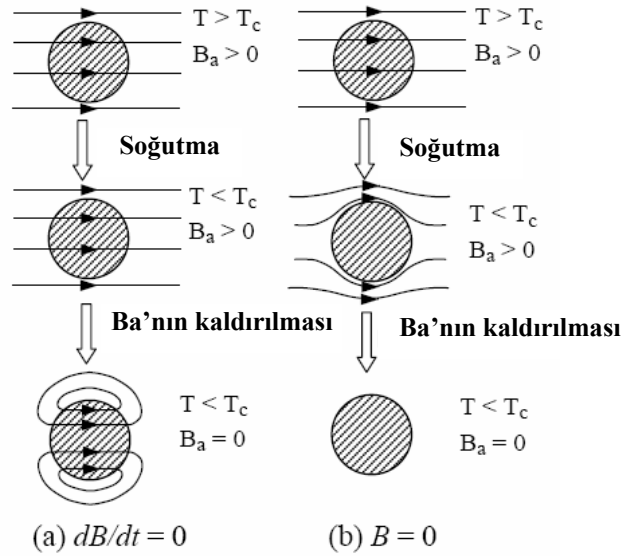
Bir metale sabit bir DC akım uygulanması durumunda, metalde herhangi bir elektrik alan mevcut olmamalıdır: bu yüzden süper-elektronlar sürekli olarak ivmelenir ve dolayısıyla akım artar. Bu durumda, normal-elektronları sürececek herhangi bir elektromotor kuvveti yoktur ve akımın tamamı süper-elektronların yardımı ile akar dolayısıyla hiçbir güç kaybı olmaz.

Şayet AC akım uygulanırsa, elektronları ivmelendiren bir elektrik alan meydana gelir. Elektronların durgun kütlelerinden dolayı (çok küçük olmasına rağmen), süper akım

elektrik alandan geride akar; yani akım ile elektrik alan arasında bir faz mevcuttur. Bu yüzden süper-elektronlar indükleyici bir empedans meydana getirirler. Ayrıca elektrik alan yüzünden, akımın bir kısmı normal elektronlar tarafından taşınacaktır, sonuç olarak AC akım süperiletkende bir miktar güç kaybına neden olacaktır.

1.2.2 Mükemmel Diyamanyetizma

Süperiletkenler kendine has belli birtakım elektrik ve manyetik özellikler taşırlar. “Süperiletken” kelime manası olarak sıfır direnç biçiminde algılansa bile, bir süperiletken yalnızca mükemmel iletken ($R=0$) olarak davranmaz. Mükemmel bir iletkende sanal olarak kapalı bir yol boyunca iç direnç sıfırdır, bu nedenle bu yol içinde kapatılmış manyetik akının miktarı değişmemesi gerekir. Bu durum ancak böyle bir sanal devre için geçerlidir. Bu yalnızca mükemmel bir iletkenin her noktasındaki akı değişmez ise geçerlidir; yani $dB/dt = 0$ dir.

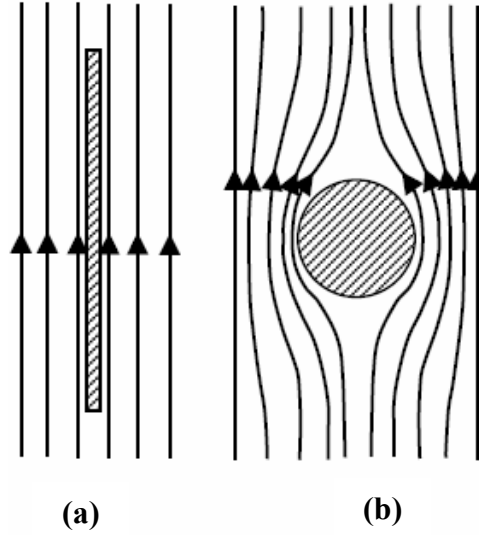


Şekil 2. (a) Mükemmel bir iletkene soğutmadan önce alan uygulanıyor. Numune T_c 'nin altına kadar soğutulduktan sonra alan kaldırılıyor. Bu durumda numune içerisinde belli bir miktar akı tuzaklanır ve numune içerisinde $dB/dt=0$ 'dır; (b) Metal bir süperiletkende akı daima dışarılır; yani numune içerisinde daima $B=0$ 'dır (*Meissner etkisi*)

Eğer oda sıcaklığında ve sıfır manyetik alanda bulunan mükemmel bir iletken çok düşük sıcaklıklara kadar soğutulursa ve daha sonra manyetik alan uygulanırsa, manyetik akı numuneye nüfuz edemez yani numunenin içinde akının değeri sıfırdır.

Bilakis, mükemmel bir iletken soğutmadan önce bir manyetik alana maruz bırakılırsa, numune içerisindeki akı yoğunluğunun değeri dışındaki ile aynı olacaktır. Bu pek çok metaldeki bağıl manyetik geçirgenlik değeri yüzündendir. Bu değer ferromanyetik materyaller hariç 1'e çok yakındır. Şayet metal çok düşük sıcaklıklara kadar soğutulursa, bu işlemin manyetizasyon üzerine hiçbir etkisi olmayacaktır ve numunedeki akı dağılımı değişmeden kalacaktır. Bu durumda iken manyetik alan kaldırılırsa, dB/dt tekrar sıfır olacaktır, bu yüzden mükemmel iletkenin içerisinde bir akım indüklenecektir (bk. Şekil 2(a)).

1933'te, Meissner ve Ochsenfeld manyetik alan altında T_c 'nin altına kadar soğutulmuş metal süperiletkenlerin akı dağılımlarını ölçtüler. Beklemedikleri bir şekilde, süperiletken durumdaki bir metal asla içerisine manyetik alanın girmesine müsaade etmemektedir ve $\mathbf{B}=0$ bağıntısı her zaman geçerli olmaktadır.



Şekil 3. Manyetik alan içerisinde konan sonsuz uzunlukta dilim (a) ve silindir (b) süperiletkenlerin dış bölgelerinde alan deseni. Sonsuz uzunlukta dilim için N , demanyetizasyon faktörü hemen hemen sıfırdır. Enine alanda silindir için $N=1/2$ 'dir

Meissner etkisi olarak isimlendirilen bu özellik, süperiletkenleri mükemmel iletkenlere özdeş tutarak açıklanamaz. Mükemmel bir iletkenin tersine bir süperiletkenin manyetik davranışı Şekil 2(b)'de aşikâr bir biçimde gösteriliyor.

Manyetik alanın dışarı atılması, uygulanan manyetik alana eşit ve zıt yönetime sahip bir alanın oluşmasına neden olabilecek süperiletken üzerinde bir akımın indüklenmesi yüzündendir. Bu yüzden süperiletkenin içerisinde manyetik alan değeri her zaman sıfırdır. Süperiletken içerisinde akı çizgilerinin birbirini yok etmesi sanki dış alan çizgilerinin numuneden uzaklaştırılmaya zorlanması ve dolayısıyla numune içerisine girilmesine izin verilmemesi olarak görülebilir. Dış alanın deseni numunenin biçimine bağlıdır ve \mathbf{N} ile gösterilen numune geometrisinin *demanyetizasyon faktörü* ile karakterize edilir (*bk.* Şekil 3). Paralel bir manyetik alanda süperiletken *dilim* (sonsuz uzunlukta ince dikdörtgesel biçiminde) geometrisi için demanyetizasyon faktörü sıfırdır (Şekil 3(a)). Enine bir alanda *silindir* için \mathbf{N} , $1/2$, *küre* için $1/3$ ve "*strip*" (uzun eksenli boyunca alan dik olan ince dikdörtgenel numune) için hemen hemen 1'dir (Şekil 3(a)). Mükemmel diyamanyetizma durumuna, yalnızca T_c 'nin altındaki sıcaklıklarda ve H_c 'nin altındaki manyetik alanlarda ulaşılabilir.

1.3 I. Tip Süperiletkenler

Titanyum, alüminyum, kalay, cıva, kurşun, vb. gibi belli metaller kritik sıcaklıklarının altındaki sıcaklıklara kadar soğutulduklarında, elektriksel dirençleri tamamen ortadan kalkarak süperiletken olurlar. Bu metaller ilk keşfedilen süperiletkenlerdi ve daha sonra I. tip süperiletkenler diye isimlendirilmişlerdir.

H_c , *kritik manyetik alan* olarak nitelenen belli bir miktar manyetik alanın varlığında, metalde süperiletkenliğin yok olduğu ve tekrar normal hale döndüğü keşfedilmiştir. H_c 'nin değeri, termodinamiksel olarak normal ve süperiletkenlik durumu arasında serbest enerji farkı ile ilintilidir ve şu şekilde ifade edilebilir:

$$\frac{\mu_0 H_c^2}{2} = F_n(T) - F_s(T) \quad (1)$$

burada F_n ve F_s sıfır alanda kendi fazlarında her birim hacim için sırasıyla normal ve süperiletken durumdaki Helmholtz serbest enerjileridir. Deneysel olarak $H_c(T)$ şu parabolik yaklaşıklığa oldukça iyi uyum sağlamaktadır:

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

burada $H_c(0)$ mutlak sıfır sıcaklıkta kritik alanın değeridir. Sıfır alanda T_c 'deki geçiş ikinci derece bir faz geçişi iken, belli bir manyetik alanın varlığında bu geçiş birinci derece bir geçiş olmaktadır. Çünkü sistemin termodinamik durumunda ve bununla bağlantılı gizli ısıda süreksiz bir değişim mevcuttur.

1.4 II. Tip Süperiletkenler

Süperiletkenlik teorisine Abrikosov tarafından çok önemli bir katkı yapılmıştır. Abrikosov, I. tip süperiletkenlerin davranışından oldukça farklı, Ginzburg-Landau teorisiyle ilişkilendirdiği yeni birtakım olayları tanımlayan bir makale yayınlamıştır (Abrikosov, 1957). Abrikosov, bu yeni tür süperiletkenler $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$ biçiminde bir manyetik alana maruz bırakıldığında, H_{c1} alt kritik alan değerinden itibaren H_{c2} üst kritik alan değerine kadar sürekli artan bir biçimde süperiletken numuneye akının nüfuz edeceğini göstermiştir. Artan dış manyetik alana maruz bırakılan I. tip süperiletkenlerde ise termodinamik kritik alan H_c 'de süperiletkenlik birden bire ortadan kalkmaktadır. Bu yeni tür malzemelerde ortaya çıkan manyetik davranış, yalnızca onların kimyasal bileşiklerinden kaynaklanmadığı daha sonra keşfedilmiş ve bu tür süperiletken özellik sergileyen malzemeler *II. tip süperiletkenler* olarak isimlendirilmişlerdir.

I. tip süperiletken sınıfına giren malzemelerin tamamı metalik kimyasal elementler iken, II. tip süperiletkenlik davranış gösteren malzemeler Niyobyum (*Nb*), Vanadyum (*V*) gibi saf metaller, metal alaşımları, ve ayrıca değişik oksit bileşikler olabilirler. II. tip süperiletken sınıfına giren bütün metaller ve metal alaşımları 15 K'de ve altında süperiletkenlerdir ve *düşük sıcaklık süperiletkenleri (DSS)* olarak isimlendirirler. Oysa oksit süperiletkenler 30 K'nin üzerinde bir T_c 'ye sahiptirler ve *yüksek sıcaklık süperiletkenleri (YSS)* olarak isimlendirilirler.

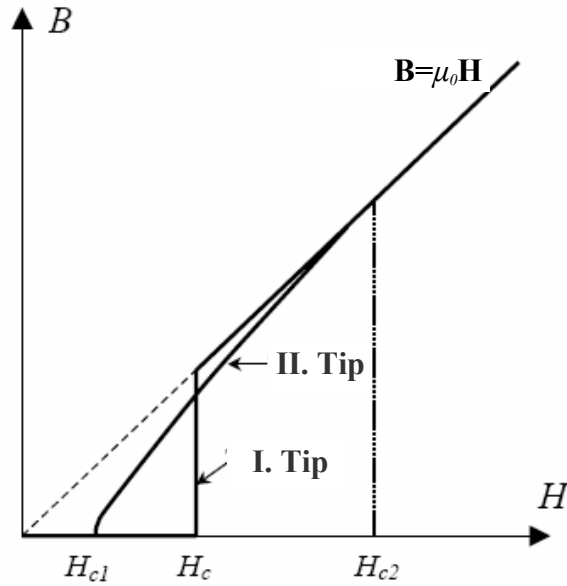
II. tip süperiletkenler için Abrikosov, (H_{c1}) alt, (H_{c2}) üst ve (H_c) termodinamik kritik alanlar için şu bağıntıları tanımlamıştır:

$$\begin{aligned} H_{c1} &\approx H_c / \kappa \\ H_{c2} &\approx \sqrt{2} H_c \kappa. \end{aligned} \quad (3)$$

Burada $\kappa = \lambda / \xi$ malzemenin Ginzburg-Landau sabiti, ξ Ginzburg Landau teorisine göre süper elektronlar arasındaki mesafeye tekabül eden eş-uyum uzaklığı ve λ ise süperiletken numuneye girmeye çalışan akının girebileceği mesafe olarak tanımlanan *Nüfuz Derinliği*'dir ve aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$H(x) = H_a e^{-x/\lambda}. \quad (4)$$

Bu ifadede $H(x)$, süperiletkene nüfuz eden manyetik alan; H_a , uygulanan dış manyetik alan ve x , akının nüfuz edebileceği mesafedir.



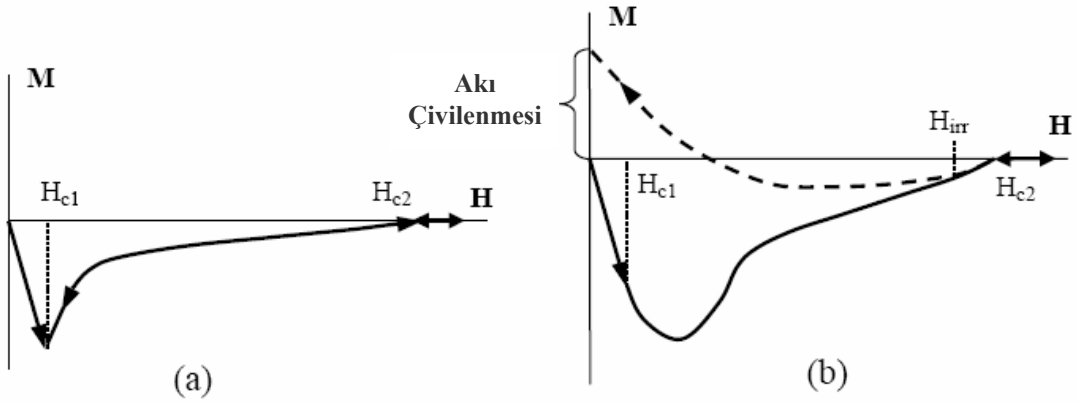
Şekil 4. I. tip ve II. tip süperiletkenler için aynı H_c termodinamik kritik alanda akı nüfuzunun karşılaştırılması

II. tip süperiletkenlerde κ değeri deneysel manyetizasyon eğrilerinden elde edilebilir. DSS malzemeler için genellikle H_{c1} ve H_{c2} arasındaki fark 3 ile 34 T arasında değişir (Ketterson ve Song, 1999). Mesela $H_{c2} \approx 1600 \times H_{c1}$ olan Nb_3Sn için $\kappa = 34$ 'tür.

I. ve II. tip süperiletkenlere akı nüfuzu ($B-H$) eğrileri Şekil 4'te gösterilmektedir. II. tip süperiletkenlerin modellenmesinde H_{c1} değeri çok küçük olduğu için genellikle $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ yaklaşıklığı yapılır.

1.4.1 II. Tip Süperiletkenlerin Manyetizasyonu

Şekil 5(a)'da ideal II. tip bir süperiletken için $\mathbf{M}-\mathbf{H}$ eğrisi verilmiştir. Şekilden de anlaşılacağı üzere \mathbf{H} , \mathbf{B} ve \mathbf{M} birbiri ile ilişkilidir ve manyetizasyon eğrisi de tersinir bir karaktere sahiptir. $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}) = \mathbf{0}$, mükemmel diyamanyetizma durumu yalnızca H_{c1} 'den düşük olan alan değerlerinde gerçekleşmektedir. H_{c1} 'den sonra dış alan süperiletkene nüfuz etmeye başlar ve bu durum $H = H_{c2}$ oluncaya kadar devam eder. H_{c2} 'nin yukarısında hiçbir suretle manyetizasyon yoktur ve malzeme normal duruma döner. Manyetik alan H_{c2} 'nin altına düşürüldüğünde, tersinir manyetizasyon, alan artırılırken ortaya çıkan manyetizasyon eğrisi üzerinden aynı yolu takip edecektir. Bununla beraber, gerçek materyaller bunun gibi ideal bir manyetizasyon eğrisi sergilemezler.



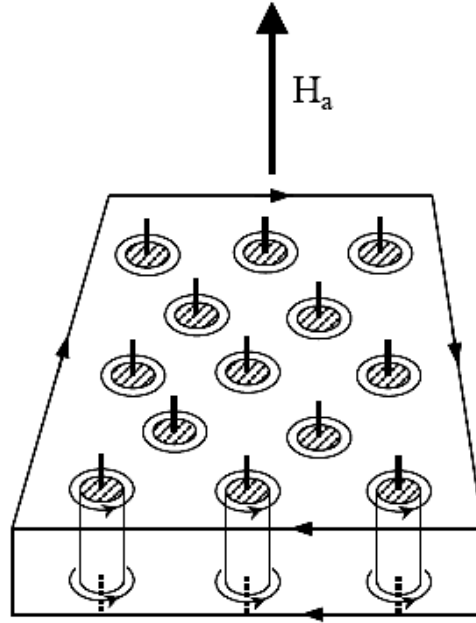
Şekil 5. (a) İdeal II. tip bir süperiletkenin manyetizasyonu. Mükemmel diyamanyetizma durumu H_{c1} 'in altında meydana gelir ve H_{c2} 'nin yukarısında malzeme normal duruma döner. (b) Gerçek bir II. tip süperiletkenin manyetizasyonu. Eğri yalnızca H_{irr} 'in yukarısında tersinirdir. $H=0$ 'da manyetik akı tuzaklanır ya da malzeme içerisinde belli bir miktar akı çivilenir

Yapısal ya da kimyasal safsızlıklar kristal içerisinde akı hareketini engelleyen bir etmen olarak davranırlar; bu olay *akı çivilenmesi* olarak adlandırılır. Burada şu gerçeği vurgulamak gerekir ki; süperiletkenlerin pratik uygulamalarında yüksek manyetik alan altında, süperiletkenlerden yüksek akımlar geçirebilmek için mümkün olduğunca çok çivilenme merkezlerinin bulunması istenir. Gerçek bir II. tip süperiletken Şekil 5(b)'de gösterildiği gibi daha karmaşık bir manyetizasyon çevrimine sahiptir. Dikkate değer fark; \mathbf{H} , H_{c1} değerini geçer geçmez \mathbf{M} manyetizasyondaki hızlı değişimin azalmaya başlamasıdır. Yalnızca doğrusallıktan hafifçe bir sapma gözlemlenir. Bu diyamanyetik durumun artık mükemmel olmadığını göstermektedir. \mathbf{H} 'nin artışı daha yoğun bir akı nüfuzuna yol açar ve H_{c2} 'de tam bir akı nüfuzuna ulaşılır. Bu durumda, $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$ olur ve malzeme artık süperiletken değildir. Süperiletkenlik durumunda, akının bir kısmı numune içerisinde tuzaklanır. H_{c2} 'ye ulaşıldıktan sonra, \mathbf{H} azaltıldığında, akı çizgileri başlangıçta bir hareket serbestliğine kavuşur ve bu yüzden \mathbf{M} - \mathbf{H} eğrisi H_{irr} , *tersinmezlik alanına* varıncaya kadar aynı yolu takip eder. Tersinmezlik alanına ulaşıldığında, akı çivilenmesi şiddetlenir, \mathbf{B} , \mathbf{H} 'den daha yavaş azalır ve bu yüzden \mathbf{M} eğrisi alan artarken ortaya çıkan eğriden sapma gösterir. \mathbf{H} daha da azaltılırsa, \mathbf{B} 'ye göre yüksek kalır, çünkü $\mathbf{B}=\mu_0(\mathbf{H}+\mathbf{M})$ dir, \mathbf{M} pozitif değere doğru artar. Ters çevrimin sonunda, $\mathbf{H}=\mathbf{0}$ olduğu zaman, \mathbf{B} 'nin değeri süperiletken tarafından tuzaklanan akı yüzünden sonlu bir değerde kalır (Tinkham, 1996).

1.4.2 Karışık Hal

II. tip süperiletkenlerin \mathbf{B} - \mathbf{T} manyetik faz diyagramında normal ve süperiletken durumlardan farklı olarak, yeni bir faz daha vardır. Bu yeni manyetik faz, malzeme içerisinde normal bölgelerin oluşmasına da olanak sağlayan *karışık hal* olarak isimlendirilir. Karışık halde, Meissner etkisi artık ortadan kalkar ve manyetik akı süperiletkene kısmen nüfuz eder; süperiletkenlik, bunun yanında, ortadan kalkmaz. Karışık halin varlığı şu şekilde açıklanabilir: Materyaller, daima en düşük toplam serbest enerjili durumu tercih ederler. Bu yüzden, normal ve süperiletken bölgeler arasında yüzey enerjisi negatif olduğunda, normal bölgelerin ortaya çıkması toplam serbest enerjiyi düşürür ve bu safha süperiletkenler için daha tercih edilebilir enerji durumuna yol açar (Rose-Innes ve Rhoderick, 1978). Normal materyalin hacmi ile girdabın yüzeyinin oranı maksimum olduğu konfigürasyon silindirik normal bölgeler vasıtasıyla sağlanabilir. Şekil 6'da gösterildiği gibi, bu bölgeler dış alana paralel ve süperiletken içerisinde iplikçikler

biçimindedir. Bu silindirik normal göbekler, literatürde *akı örgüsü* olarak isimlendirilen, düzenli bir örgü oluşturacak şekilde, düzenli bir desen sergilerler. Her göbek içerisindeki manyetik akı uygulanan alan ile aynı yönelime sahiptir ve indüklenen girdap akımları, girdapları süperiletken bölgelerden izole ederler. Bu süper akımlar numunenin çevresinde dolanan yüzey akımı ile bir araya gelerek “bulk” diyamanyetizmayı sürdürürler (bk. Şekil 6).



Şekil 6. Süperiletkenlerin karışık hali, normal göbekler ve göbeklerin etrafında dolanan süper akım girdapları. Dik çizgiler göbekleri iplikçik haline getiren akıyı temsil eder. Yüzey akımı “bulk” diyamanyetizmayı korur

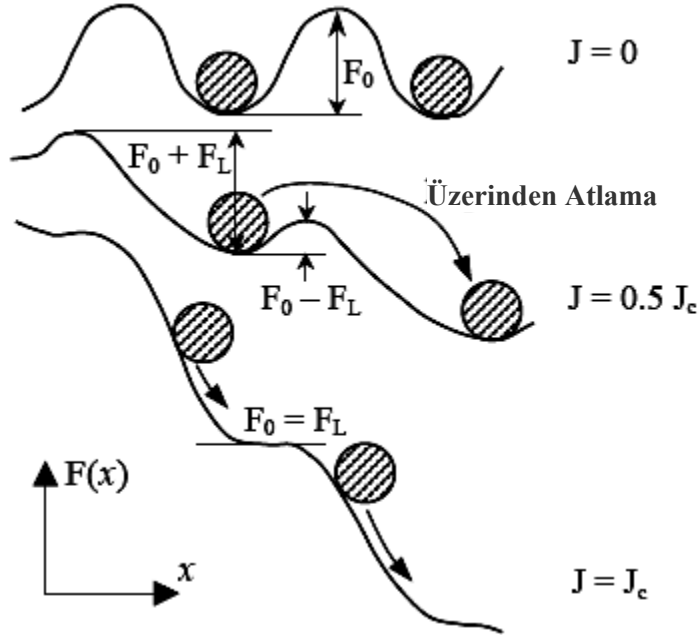
Karışık hal II. tip süperiletkenlere has bir özelliktir ve ancak $H_{c1} < H_a < H_{c2}$ manyetik alan bölgesinde ortaya çıkar. Manyetik akı, “fluxon’lar” diye isimlendirilen, akı tüplerinin düzenli bir şekilde numuneye nüfuz edeceği Abrikosov tarafından tahmin edilmiştir. Her bir girdap $\Phi_0 = h/2e = 2.6678 \times 10^{-15}$ Wb kadarlık bir akı taşır (h = Planck sabiti, e = elektronun yükü).

Abrikosov’dan (1957) birkaç sene sonra, II. tip süperiletkenlerin manyetizasyonu Bean tarafından tanımlanmıştır (Bean, 1962; Bean, 1964). Bean, manyetik akı ve akımın makroskopik bir modelini ortaya atmış ve bu tür malzemelerde akı nüfuzunun tekdüze

olmadığını göstermiştir. Bean, süperiletkende akı yoğunluğu gradyentinin varlığını ve aynı zamanda numunenin merkezinde akının bulunmadığı bir bölgenin mevcut olduğunu göstermiştir. Bu yaklaşım özel olarak *Bean kritik hal modeli* olarak isimlendirilir. II. tip süperiletkenlerin modellenmesinde oldukça yoğun biçimde kullanılmaktadır.

1.4.3 Akı Çivilenmesi, Akı Sürüklenmesi ve Akı Akışı

Mükemmel derecede saf süperiletkenlerde, akı çizgileri numune içerisinde kolaylıkla hareket edilebilir ve uygulanan alana göre yoğunlukları ayarlanabilir. Bununla beraber, II. tip süperiletkenlerdeki safsızlıklar ve homojensizlikler akı çizgilerini çivilerler. Bu yapısal kusurlar akı çizgilerine bir enerji engeli gibi davranırlar. Akı çivilenmesi, girdapların F_0 derinliğinde (çivilenme şiddeti) bir potansiyel kuyusuna hapsedilmesi şeklinde düşünülebilir. Akı çizgisinin bir kuyudan diğerine atlayabilmesi için F_0 'dan daha büyük bir enerjiye sahip olması gerekir (bk. Şekil 7).



Şekil 7. Akı akışı mekanizması. Manyetik alanda akımın varlığı Lorentz kuvvetinin oluşmasına neden olur. Bu kuvvet çivilenme merkezlerini sanki bir merdiven gibi bir miktar eğer ve akı çizgilerinin çivilenme kuyularından daha kolayca atlamasına imkân sağlar

J yoğunluklu bir elektrik akımı II. tip bir süperiletken tarafından taşınıyorsa, akım her bir girdap üzerinde $\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{\Phi}_0$ kadarlık bir Lorentz kuvveti oluşturur. F_0 çivilenme kuvveti, merteye olarak \vec{F}_L Lorentz kuvvetinden büyük olmadığı sürece, \vec{J} 'nin artması ile çivilenme kuyusunun derinliği azalmasına rağmen, akı çizgileri tutulduğu yerden bir başka yere hareket edemez. Belli bir J_c değerinde, Lorentz kuvveti çivilenme kuvvetinden daha büyük olacak ve bütün akı çizgileri harekete geçecektir (*bk. Şekil 7*). Bu hareket *akı akışı* olarak isimlendirilir. J_c , kritik akım yoğunluğudur ve çok önemli karakteristik bir parametredir; çünkü süperiletkenin taşıyabileceği maksimum akımı verir. J_c 'den daha büyük akımlar süperiletkene uygulanırsa, süperiletken tekrar normal hale geçer. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde belli bir oranda akı hareketi, girdap örgüsünün ısıl dalgalanmaları vasıtasıyla gerçekleşir. Bu hareket daha yavaş ve genelde ara sıra ortaya çıkan bir harekettir ve *akı sürüklenmesi* olarak isimlendirilir.

1.5 Süperiletkenlerinin H - T Faz Diyagramları

Hiç şüphesiz, süperiletkenlerin manyetizasyon, AC alınganlık, manyetik kaldırma, **manyetikzorlanım (magnetostriction)** vb. çalışmalar yapılarak; manyetik davranışlarını açıklayabilmenin, yorumlayabilmenin ve birtakım önemli parametrelerini belirleyebilmenin yolu onların manyetik faz diyagramlarını çok iyi anlamaktan geçer. Bu bölümde I. tip, II. tip ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin manyetik faz diyagramları üzerinde durulmuştur.

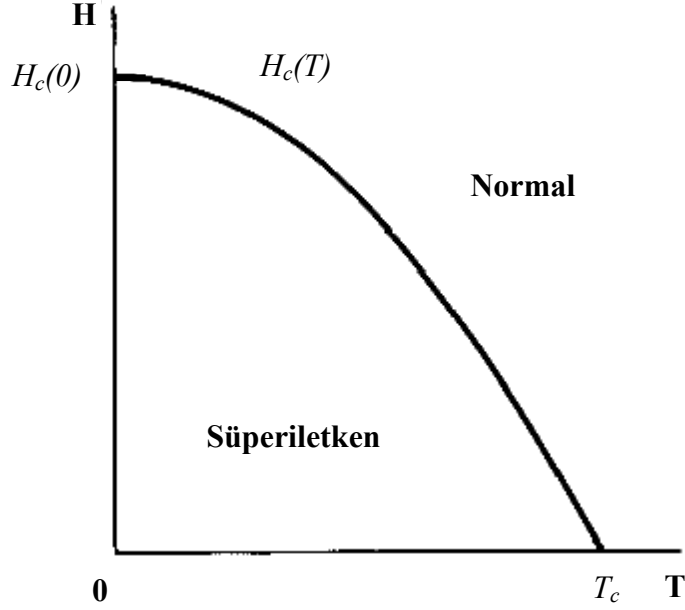
Şekil 8'de Denk. (2) uyarınca elde edilen I. tip süperiletkenlere ait faz diyagramı gösterilmektedir. I. tip süperiletkenler, $H < H_c(T)$ durumunda, yüzeylerindeki ince bir bölge, yani nüfuz derinliği λ , hariç diğer bütün bölgelerde manyetik akıyı dışarı iterler. Burada $H_c(T)$ numuneyi karakterize eden ve sıcaklığa bağlı olan kritik manyetik alandır. Tipik bir nüfuz derinliği $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ 'dur. Bu küçük yüzey bölgesindeki manyetik akıyı ihmal edersek ideal bir I. tip süperiletken için herhangi bir manyetik akı içeriye giremez. Dolayısıyla

$$\langle B \rangle = \mu_0 H + \mu_0 \langle M \rangle \quad (5)$$

şeklinde verilen standart bağıntıyı kullanarak I. tip süperiletkenlerin manyetizasyonu için

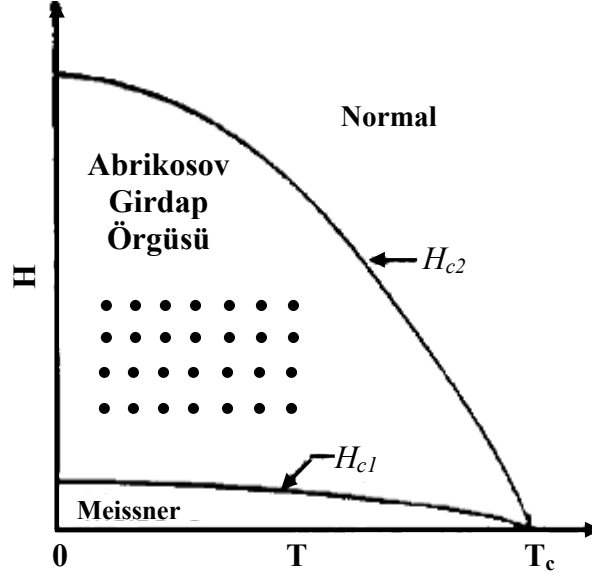
$$\langle M \rangle = -H \quad (6)$$

bağıntısı yazılabilir. Çünkü $\langle B \rangle = 0$ 'dır ve numune mükemmel diyamanyetizm özelliği gösterir. Burada H , uygulanan manyetik alandır ve $\langle B \rangle$, tüm numune üzerindeki ortalama manyetik akı yoğunluğudur. Bu olay Bölüm 1.1.2'de vurgulanan *Meissner olayıdır*. $H > H_c(T)$ durumunda ise numune normal haldedir ve $\langle B \rangle = \mu_0 H$ eşitliği geçerlidir.



Şekil 8. I. tip süperiletkenlerde kritik alanın sıcaklığa bağlılığı

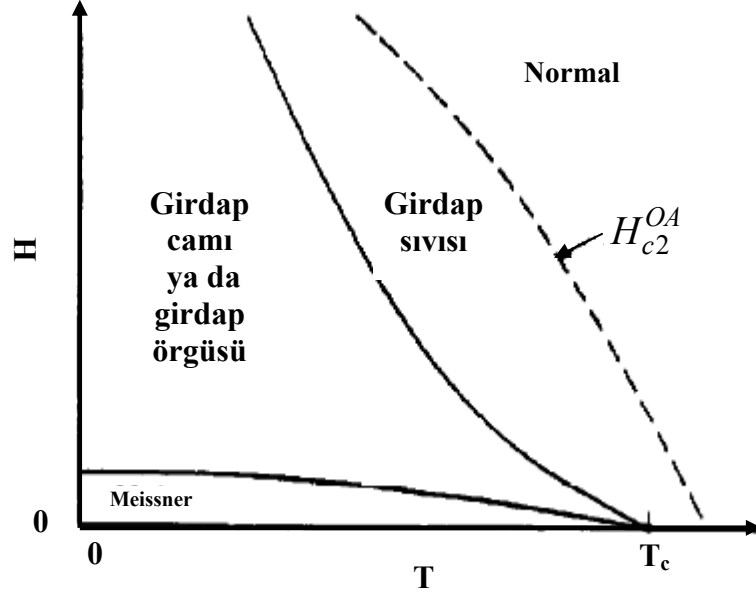
Daha önce belirtildiği gibi, uygulanan manyetik alan H_{c1} , alt kritik alandan küçük olduğunda, ideal geleneksel (düşük T_c 'li) II. tip süperiletkenler Meissner fazındadır ve süperiletken mükemmel diamanyetizm (London yüzey derinliği hariç) gösterir. Süperiletken karışık halde iken, manyetik alan, her biri tam olarak ϕ_0 kadar akı taşıyan kuantlaşmış akı çizgileri biçiminde süperiletkene nüfuz eder. Bu durumdaki süperiletken Abrikosov girdap örgü fazındadır. Karışık fazda, manyetik alan ile paralel olarak yönelen akı çizgileri “düzenli üçgen kristal örgü” oluştururlar. Manyetik alan H_{c2} 'ye ulaştığı zaman, süperiletken ikinci derece bir faz geçişine uğrar ve süperiletkenlik ortadan kalkar. **H-T** düzleminde ortalama alan yaklaşıklığı altında faz diyagramı Şekil 9'da gösterilmiştir.



Şekil 9. Düşük T_c 'li bir II. Tip süperiletkenin faz diyagramı

İçerisinde yapısal kusurlar barındırmayan (ideal) bir II. tip süperiletkenin, ortalama alan gösterimin ötesinde, girdap sisteminin dinamik özellikleri çeşitli düzensizlikler tarafından belirlenirler. Süperiletkenlik düzen parametresini etkileyen en önemli etmen olan statik düzensizlik (kristal kusurları), sürücü Lorentz kuvvetine karşı koyan sonlu bir F_p çivlenme kuvvet yoğunluğu meydana getirecektir. $J_c = F_p / B$, kritik hal denklemi ile tanımlanan kritik akım yoğunluğu, $J_0 = H_c / \sqrt[3]{6\pi} \lambda_L$, denklemi ile tanımlanan Cooper çiftlerinin parçalanmasına yol açan akım yoğunluğu tarafından daima sınırlanır. J_0 'ın, H_c termodinamik kritik alan tarafından belirlendiğine dikkat etmek gerekir. J_c / J_0 , boyutsuz oranı hacim çivlenme kuvvetinin şiddetini karakterize eden bir parametredir.

Isıl dalgalanmalar, gerek girdap sisteminin faz diyagramı için, gerekse de onun dinamik özellikleri için önemli sonuçlara sahip diğer bir düzensizlik kaynağıdır (Blatter vd., 1994). Örneğin, ısıl dalgalanmalar yüzünden çivlenme potansiyelinin düzgünleşmesi, akı sürüklenmesi olarak adlandırılan akı çizgilerinin ısıl olarak çivlenmeden kurtulmasına yol açabilir. Termal dalgalanmayı yöneten temel parametre, bir eş uyum hacmi içerisinde yoğunlaşma enerjisi ve geçiş sıcaklığının bağıl büyüklüklerini belirleyen $G = [k_B T_c / H_c^2(0) \xi_{\square}^2 \xi_{\perp}]^2 / 2$, Ginzburg sayısıdır. Burada, k_B Boltzmann sabiti; T_c , kritik sıcaklık; $H_c(0)$, $T=0$ 'da termodinamik kritik manyetik alandır.



Şekil 10. Şiddetli ısı dalgalanmalarına sahip bir yüksek sıcaklık süperiletkenin sistematik faz diyagramı; burada H_{c2}^{OA} üst kritik alanın ortalama alan davranışdır

Şekil 10'da yüksek sıcaklık oksit süperiletkenlerin faz diyagramı gösterilmiştir. Düşük T_c 'li alışla gelmiş süperiletkenlerden yüksek T_c 'li süperiletkenleri kesin olarak birbirinden ayıran (tamamıyla birbirinden bağlantısız olmayan) üç tane önemli özellik vardır: **(1)** Geçiş sıcaklığı T_c çok yüksektir ve böylece eş uyum uzunluğu $\xi \propto \hbar v_F / k_B T_c$ düşüktür. **(2)** Nüfuz derinliği λ çok büyüktür. **(3)** Oksit süperiletkenlerin tabakalı yapısı sistemde çok büyük bir tek eksenli eş yönsüzlüğe (anizotropiye) neden olur ve oluşan eş yönsüzlük parametresi $\gamma \equiv \xi_{\parallel} / \xi_{\perp}, 1$ 'den çok büyüktür. Çivilenme şiddeti ve ısı dalgalanmalar için uygun parametreleri karşılaştırarak farkın ne kadar olduğu belirlenebilir. Alışla gelmiş II. tip süperiletkenlerde çivilenme oldukça şiddetlidir, $J_c / J_0 \approx 10^{-2} - 10^{-1}$; oysa ısı dalgalanmalar oldukça zayıftır, $G \approx 10^{-8}$. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) gibi yüksek sıcaklık süperiletkenlerde, çivilenme genellikle zayıftır, $J_c / J_0 \approx 10^{-3} - 10^{-2}$, buna karşın termal dalgalanmalar alışla gelmiş süperiletkenlere göre oldukça büyüktür, $G \approx 10^{-2}$. Sonuç olarak, derin fizik içeren yeni pek çok olay yüksek sıcaklık süperiletkenlerde deneysel olarak ortaya çıkarılmıştır. Mesela, sonlu manyetik alanda direnç geçişlerinde önemli ölçüde genişleme söz konusudur (Tinkham, 1988).

Ortalama alan H_{c2} 'nin çok altında farklı bir tersinmezlik çizgisinin varlığı tespit edilmiş ve T_c 'nin çok çok altında bile çok büyük boyutlarda akı sürüklenmesi gözlemlenmiştir (Yeshurun ve Malezmoff, 1988).

Yüksek T_c 'li süperiletkenlerde diyamanyetizma mevcut, ancak $J_c = 0$ olan $H-T$ düzleminde geniş bir bölgenin varlığı deneysel olarak bulunmuştur. Manyetik davranış bakımından tersinmez ve tersinir bölgeleri birbirinden ayıran ve tersinmezlik çizgisi olarak isimlendirilen ayrı bir çizgi $H_{irr}(T)$ vardır. Tersinmezlik çizgisi DC manyetizasyon ölçümleri yardımı ile tespit edilebilir. Bu ölçümler şu şekilde gerçekleştirilir: sabit alan altında, sıcaklık belli bir T değerinden T_c 'nin çok çok altındaki belli bir sıcaklık değerine kadar düşürülür ve daha sonra oradan tekrar T 'ye kadar yükseltilir. Bu işlem farklı alan değerleri için alansız soğutma (**ZFC**) ve alanlı soğutma (**FC**) işlemlerinden sonra ayrı ayrı tekrarlanır. **FC** ve **ZFC** işlemlerinde elde edilen manyetizasyon eğrilerinin çakıştığı nokta o alan değeri için tersinmezlik değeridir. Bununla beraber AC alınganlık ölçümleri yardımıyla tersinmezlik çizgisi tespit edilebilir. AC kayıp pikinin tepeleri tersinmezlik için genellikle bir ölçüttür.

Tersinmezlik çizgisi için hala tutarlı bir teori yoktur. Bunun için, ısıl olarak aktive edilmiş çivilenmeden kurtuluştan kaynaklanan bir olaydır, şeklinde basit bir tanım kullanılabilir. Tersinmezlik çizgisinin yukarısında ısıl olarak aktive edilmiş akı akışı mevcuttur. Daha yüksek manyetik alanlarda (H_{c2} 'ye kadar) ve sıcaklıklarda akı akışı tamamıyla tersinir bir manyetizasyon eğrisi oluşmasına sebep olur. Bu nedenden ötürü, tersinmezlik çizgisi çivilenmeden kurtuluş çizgisi olarak da isimlendirilmektedir. Bu gösterimde elektrik alan

$$E = \frac{2v_0 B / J U_0}{J_{c0} k_B T} e^{U_0 / k_B T} \quad (7)$$

ifadesi ile verilir. Burada v_0 , girdabın hızı, B manyetik alan, U_0 çivilenme potansiyelinin yüksekliği, k_B Boltzmann sabiti, T , sıcaklıktır. Denk. (7)'den görüldüğü gibi bütün sıfır olmayan sıcaklıklarda hala bir direnç mevcuttur. Bu, temel olarak akı dinamiklerinin tek-parçacık gösterimidir.

Farklı bir bakış açısı (ve daha tartışmalı) şu şekildedir: tersinmezlik çizgisi gerçekte düşük sıcaklık düzenli fazından yüksek sıcaklık girdap sıvısına geçişte girdap örgüsünün

erimesini yansıtır. Bu geçiş büyük G Ginzburg sayısı ile karakterize edilen kuvvetli ısı dalgalanmalar tarafından sağlanır. Girdap örgüsünün erimesi genellikle Lidemann sayısı tarafından tayin edilir, $\langle U^2(T) \rangle_{th}^{1/2} \propto c_L a_0$; yani ısı yer değiştirmenin uzaysal kapsamı a_0 mertebesine haizdir. Ayrıca burada Lindemann sayısı $c_L \propto 0.1-0.4$ olarak alınabilir (Houghton vd., 1989).

Erime ya da faz geçiş gösteriminde, çok parçacık etkileri önemlidir. Çivilenme düzensizliği dikkate alarak Fisher vd. (1991) girdap cam “vortex glass” geçişini ortaya attılar. Girdap cam fazında, düşük sıcaklıklarda girdaplar özel bir rastgele konfigürasyonda donmuşlardır; bu yüzden serbestçe hareket edemezler, dolayısıyla ohmik doğrusal direnç tam olarak sıfırdır. Girdap cam modelinde girdap sıvı ve girdap cam fazları arasında T_g ’de tam bir termodinamik faz geçişi mevcuttur. Bu geçişle ilişkili ve $\xi_G \propto (T - T_g)^{-\nu}$ ile tanımlanan ıraksayan bir eş uyum uzunluğu mevcuttur. Teori hem lineer tepki direnci R hem de lineer olmayan tepki için akım skalasını T_g civarında, $(T - T_g)$ ’nin üssünün sıfır olmasını öngörür. *YBCO* tek kristal numuneleri üzerinde pikovolt duyarlılıkla Gammel, Schneemeyer, ve Bishop (1991) tarafından yapılan ölçümler girdap cam faz geçişleri için güçlü bir destek sağlamıştır.

Yüksek T_c ’li süperiletkenlerin tabakalı yapısı ilave yeni birtakım özelliklerin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Tabakalar arası çiftlenmenin daha zayıf olduğu *Bi-* ve *Tl-* tabanlı bileşikler ayrık Lawrence-Doniach modeli ile daha iyi tanımlanabilirken, *YBCO* bileşiği anizotropik London modeli ile tanımlanabilir. Bu malzemelerdeki süperiletkenlik o zaman $H-T$ düzleminin büyük bir kısmı üzerinde hemen hemen 2 boyutlu olabileceğini akla getirtir.

1.6 Kritik Hal Modeli

Denge durumunda, çivilemeye sahip olmayan malzemenin iç bölgesindeki bir akı çizgisine, komşuları tarafından, tüm yönlerde eşit itildiği için, hiçbir net kuvvet etki etmez. Burada “iç” ten kasıt, yüzeyden nüfuz derinliği dışındaki tüm hacimdir. Dış manyetik alan artırıldığında, yeni akı çizgileri yüzeyde çekirdeklenir ve yeni düzgün denge dağılımına

ulaşılıncaya kadar malzemeye nüfuz eder. Dış manyetik alan azaltıldığında, $dP = \frac{B}{\mu_0} \left(\frac{dB}{dx} \right)$

ile tanımlanan tutucu manyetik basınç azalır, akı çizgileri denge kuruluncaya kadar numuneden dışarı hareket ederler.

Yukarıda anlatılan çivileme etkisini açıklamak için, birkaç özel duruma odaklanmak faydalı olur. 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 yolu 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

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}_c \quad (8)$$

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

$$\frac{dB}{dx} = \pm \mu_0 J_c \quad (9)$$

şekline indirgenir. Eş yönelimli (izotropik) 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,

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} \quad (10)$$

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

Buradan kritik hal

$$\vec{J}_c \times \vec{B} + \vec{F}_p = 0 \quad (11)$$

şeklinde yazılabilir.

H_a, H_{c1} 'in üzerinde artmaya devam ettikçe, ilerleyen akı cephesi (**flux-front**) 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.

Bean (1964) manyetizasyonu, numunede oluşan süper akımların doğrudan bir sonucu olarak ele aldı ve manyetizasyonu belirlemede en baş faktör olarak girdaplar tarafından taşınan kritik akımı gördü. Bütün girdaplar tarafından taşınan toplam kritik akım numunenin büyüklüğü ile orantılıdır. Bean'ın yaklaşımı doğrudan büyüklüğe bağlı bir manyetizasyon kavramına yol açtı. Kim vd. (1963) Bean'ın yaklaşımını daha da genelleştirdi ve *kritik haller* kavramını ortaya attı. Bu kavramın ana fikri, bir numunedeki her makroskopik bölge yalnızca oradaki yerel manyetik alan tarafından tayin edilen maksimum bir süper akım (kritik akım) taşır. Belirli bir alan için kritik akımın bu kabulü analitik açıdan problemi oldukça tanımlı kılar. Daha sonra süperiletkenler üzerinde yapılan manyetizasyon ölçümlerinde kritik akımın yerel akı yoğunluğuna bağlı olması gerektiği görülmüştür.

$J_c(B)$ 'nin farklı formları tersinmez süperiletkenlerin kritik akım ya da deneysel manyetizasyon verilerinin analizinde yaygın bir biçimde kullanılmaktadır. $B \rightarrow 0$ modellerin çoğunda J_c ıraksar. Bu, kritik hal modellerini düşük yoğunluklu akı çivilenmeli sistemlere uygulanmasını oldukça zorlaştırır. Hem Bean hem de Kim modeli $B \rightarrow 0$ gittikçe sabit bir $J_c(B)$ ileri sürer; her iki modeli kullanarak deneysel verilerin analizi oldukça yararlı sonuç verir. Tablo 1'de bu güne kadar geliştirilen kritik hal modellerinin belli başlıları verilmektedir.

Tablo 1. İleri sürülen $J_c(B)$ modelleri

| | |
|--|--|
| Bean Modeli (Bean, 1962;1964) | $J_c = J_{c0}$ |
| Kim Modeli (Kim vd., 1963) | $J_c = \frac{J_{c0}}{B + B_0}$ |
| Irie ve Yamafuji (1967) ; Green ve Hlawiczka (1967) | $J_c = \frac{J_{c0}}{B^n}$ |
| Fietz vd. (1964) | $J_c = J_{c0} e^{-b/B_0} + c_0$ |
| Hampshire ve Taylor (1972) | $J_c = 2(1-b)$ |
| Brand (1972) | $J_c = 2.86\sqrt{b}(1-b)$ |
| Hughes (1974), Campbell (1968) | $J_c = 1.41 \frac{1-b}{\sqrt{b}}$ |
| Kramer (1973) (Düşük alan) | $J_c = \frac{0.353}{\sqrt{b}(1-b)^2}$ |
| Kramer (1973) (Yüksek alan) | $J_c = 2.86 \frac{(1-b)^2}{\sqrt{b}}$ |
| Clem (1979) | $J_c = \frac{J_{c0}}{B - B(\Delta B_{en}, \Delta B_{ex})}$ |
| Tochihara vd. (1998) | $J_c = \frac{J_{c0}}{B - B_{c1} - \Delta B_{en}}$ |
| Çelebi vd. (1999) ve Leblanc vd. (2000) | $J_c = \frac{J_{c0}}{(B - B_{c1}^{p+1} / B^p)^n}$ |

Burada $b=B/B_{c2}$ indirgenmiş alan, B_{c1} , alt kritik manyetik alan; B_{c2} üst kritik manyetik alan; ΔB_{en} , ΔB_{ex} sırasıyla numuneye akının girmesi ve çıkması için gerekli alan değerleridir ve ayrıca J_{c0} , B_0 ve c_0 pozitif sabitlerdir.

Taneli Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinde Kritik Hal: Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin çoğu, seçilen kompozisyondaki preslenen tozların tavlanmasıyla oluşur. Bu malzemeler sadece polikristal değildir, aynı zamanda “taneli” davranış da gösterirler. Bu malzemelerde bireysel taneler büyük miktarda kritik akım yoğunlukları J_{cg} taşıyabilirler. Taneler oldukça yöne bağlıdır ve \vec{J}_{cg} sadece kristal eksenlerine göre tanelerin yönüne değil, aynı zamanda bu eksenlerin \vec{B} 'ye göre yönelmesine de bağlıdır.

Tanelerin yüksek hızlı nötronlarla, gama ışınlarıyla ve yüklü parçacıklarla bombardımanı ile J_{cg} 'nin kayda değer miktarda arttığı gösterilmiştir. Tahminen bu gelişme, akı çizgileri için uygun çivileme merkezlerini veren değişik kusurların oluşmasından kaynaklanmaktadır. Külçe numunelerin kayıpsız akım taşıma kapasitesi, yani bu çalışmada J_{cm} ile gösterilen kritik iletim akım yoğunluğu, bireysel taneler için ölçülen J_{cg} değerinden önemli miktarda küçüktür. Bu, taneler arasındaki ara yüzlerden, temaslardan ve bağlantılardan oluşur; zayıf bağlantılar olarak kabul edilir ve akımın bir taneden diğerine geçmesini engelleyen darboğazlar oluşturur. Bu yüzden J_{cm} taneler arası (matrix) kritik akım yoğunluğu olarak adlandırılır.

Şimdi tanelerin bir matrise gömülü olduğu şeklinde tanımlanan numuneye kritik hal modeli uygulansın. Sıfır alan altında soğutulmuş numunenin dış sınırlarına uygulanan bir manyetik alan matrisin içine nüfuz edecektir. Bu manyetik alan ve manyetik akı yoğunluğu

$$H_m(x) = \frac{B_m(x)}{\mu_0} \quad (12)$$

ile verilir. Düzlem geometrisi için, kritik hali içine alan Maxwell denklemi

$$\frac{dH_m}{dx} = \pm J_{cm}(B(x)) \quad (13)$$

olur.

Yukarıda verilen kritik hal düşüncesi bireysel tanelere de uygulanabilir. Bazı araştırmacılar hem taneler arası hem de tane içi dolaşan akımları hesaba katarak, deneysel manyetik ölçümlerini analiz etmişlerdir. Ancak bu durumda problem biraz daha karmaşık olacağı için bazı yaklaşım ve basitleştirmeler yapılması gerekebilir (Müller, 1989, LeBlanc vd., 1993).

1.7 II. Tip Süperiletkenlerde Manyetikzorlanım (Magnetostriction)

Belli bir manyetik alan altında bulunan bir malzemenin fiziksel olarak boyutlarının değişmesine (genleşmesi veya büzüşmesi) manyetikzorlanım denir. Bu kesimde II. tip süperiletkenlerde ortaya çıkan manyetikzorlanım geniş bir şekilde incelenecektir. İnceleme daha ziyade ölçümleri analiz etmek için geliştirilen modeller üzerine olacaktır. Bu bağlamda süperiletkenlerin manyetikzorlanım analizi için geliştirilen iki önemli model detaylı olarak ele alınacaktır.

1.7.1 Manyetikzorlanımın Termodinamik Modeli

Sıfır dış manyetik alanda normal (G_n) ve süperiletken (G_s) durumların serbest entalpileri arasındaki fark yoğunlaşma enerjisine şu şekilde bağlıdır:

$$G_n - G_s = \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 V. \quad (14)$$

Burada μ_0 , boşluğun geçirgenliği; H_c , termodinamik kritik alan ve V , süperiletkenin hacmidir. Yoğunlaşma enerjisi değişik parametrelerle ifade edilebilir; Denk. (14)'te H_c , termodinamik kritik alan cinsinden ifade edilmiştir. Serbest entalpilerin basınca göre türevleri alınır, normal ve süperiletken durumlar arasındaki hacim farkı şu şekilde elde edilir:

$$\frac{V_n - V_s}{V_s} = -\frac{\kappa}{2} \mu_0 H_c^2 + \mu_0 H_c \left(\frac{\partial H_c}{\partial p} \right)_T \quad (15)$$

burada $\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$ ile verilen “bulk” modülüdür. Denk. (15) ifadesinin değeri

hesaplandığında, ifadenin sağındaki ilk terimin katkısının ikinciye göre daha baskın olduğu görülür. Böylece, süperiletken durumda numunenin hacmi genellikle normal durumdakine göre büyüktür. Bu iki durum arasındaki hacim farkı kendiliğinden manyetikzorlanım olarak isimlendirilir. Bir süperiletkene yeterince yüksek dış manyetik alan uygulandığında, numune normal hale geçer ve bu şekilde kendiliğinden

manyetikzorlanım deneysel olarak incelenebilir. Bu tip deneyler çeşitli zayıf çivilenmeli geleneksel süperiletkenler üzerinde gerçekleştirilmiştir (Brändli, 1970). Şiddetli çivilenmeye ve çok yüksek üst kritik alana sahip oldukları için yüksek T_c 'li süperiletkenler üzerinde benzer deneyleri yapmak oldukça zordur. Yukarıdaki teorinin kapsamı eş yönelimli olmayan (anisotropic) süperiletkenlere de genişletilebilir. Böyle bir teori ağır fermiyon URu_2Si_2 süperiletkenin manyetikzorlanımını analiz etmek için kullanılmıştır (van Dijk vd., 1995).

Bir dış manyetik alanda, süperiletkenin serbest entalpisi şu şekilde artar:

$$G(H) = G(H=0) - \int_0^{H_a} \int_V M(\bar{H}, \bar{R}) dV dH . \quad (16)$$

Burada, $G(H=0)$ dış alan yok iken süperiletkenin entalpisi ve \bar{R} koordinat vektörüdür. Manyetik materyallerin çoğunda manyetizasyon M tüm numune hacmi üzerinden sabit olarak alınmaktadır. Bu durumda Denk. (16)'nın sağındaki ikinci terim

$V \int_0^{H_a} M(H) dH$ şeklinde ifade edilebilir (Eremenko vd., 1999). Bu durum dış manyetik

alan uygulandığında meydana gelen manyetikzorlanımın hesabını oldukça kolaylaştırır. Oysa belli bir hacim içerisinde manyetizasyon dağılımı kritik hal modelleri ile tanımlanan II. tip süperiletkenlerde bu kabul geçerli değildir. Bu yüzden, karışık haldeki II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanımını tanımlamada termodinamik modeli kullanmak oldukça zordur. Son olarak, “karışık haldeki II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanım analizinde bu modeli kullanmak oldukça zordur. Referanslarda sunulan Brandli (1970) ve Kronmüller (1970) bazı nitel tartışmaların dışında, kritik haldeki süperiletkenlerin manyetikzorlanım analizinde bu model hiç kullanılmamıştır.”

1.7.2 Akı Çivilenmesi Sonucu İndüklenen Manyetikzorlanım

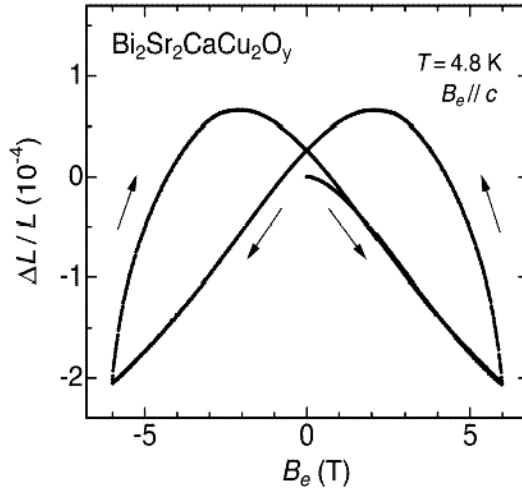
Bu modelin esası şu şekilde açıklanabilir: *II. tip bir süperiletkene H_{c1} 'in üzerinde bir dış manyetik alan uygulanırsa, süperiletkenin dış yüzeyinde akı çizgileri oluşmaya başlar. Alan artırıldıkça akı çizgileri Lorentz kuvvetinin etkisinde malzemenin merkezine doğru hareket etmeye çalışır. Ancak süperiletken numune akı çizgilerinin hareketini sekteye uğratmaya muktedir kristal kusurları ihtiva ederler ve bu kusurlar akı çizgilerini çiviler. Şayet çivilenme (pinning) yeterince kuvvetli ise manyetik davranış son derece tersinmezdir (irreversible) ve kritik hal kurulmuş olur. Bununla beraber, Çivilenme kuvveti bir akı çizgisine etki ettiğinde, eşit büyüklükte bir kuvvet çivilenme merkezlerinin gömülü olduğu kristal örgüye de uygulanır. Bütün bu kuvvetlerin bileşke neticesi olarak malzeme makroskobik mekanik deformasyona uğrar. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin manyetikzorlanımı konusunda ilk olarak en dikkate değer çalışma Ikuta vd. (1993) tarafından sunulmuştur. Bu çalışmada Ikuta vd $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ tek kristalinde birkaç tesla mertebesinde uygulanan manyetik alana tepki olarak, malzemenin $\Delta L/L'$ sinde 10^{-4} ' ü aşan oranda bir genleşme tespit ettiler. Araştırmacılar bu olayı akı çivilenmesi sonucu oluşan manyetikzorlanım (flux pinning induced magnetostriction) diye isimlendirdiler ve bu yeni bulunan çok güçlü manyeto-elastik etkiyi açıklamak için yukarıdaki senaryoyu kullandılar.*

Bu keşiften önce, süperiletkenlerin manyetikzorlanım davranışı birkaç grup tarafından gözlemlenmişti. Gerek geleneksel süperiletkenlerde, gerekse yüksek sıcaklık bakır oksit süperiletkenlerde bu etki araştırılmıştı. Bununla beraber; $\Delta L/L \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ gibi nispeten küçük mertebelerde idi ve bundan dolayı bu olay pek fazla dikkate alınmamıştı. Buna karşın, bir önceki kesimde sunulan termodinamik argümanlar üzerine kurulmuş ileri modeller geliştirilmiştir. Bu çalışmaların özeti başka yerlerde bulunabilir (Brändli, 1970; du Tremolet de Lacheisserie E, 1993, Eremenko vd. 1999, Nabialek vd. 2005). Bu kesim, “pinning” merkezleri tarafından indüklenen yapısal kuvvetlerin oluşturduğu etkiler üzerine odaklanmıştır. Bu kuvvetler yapısal olarak çok büyüktür ve tersinmez deformasyonlara neden olurlar.

Günümüzde, bulk yapıdaki yüksek sıcaklık süperiletkenleri (HTS) üzerine yapılan yoğun araştırmalar neticesinde, yeni bileşikler ve sentez yöntemleri kullanılarak gerçekleştirilen deneylerde daha düzgün akı tuzaklama özelliğine sahip malzemeler meydana geldiği görülmektedir. Kaçınılmaz sonuç olarak bunların manyeto-elastik

davranışı gittikçe artan bir problem olmaktadır. Gerçekte çivilenme merkezleri tarafından indüklenen zorlanma, günümüzde üretilen yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip santimetre boyutunda tek bölgeli HTS “bulk” malzemelerin mekaniksel kararlılığını tehdit etmektedir (Ren vd. 1995). Çok büyük manyetik alanların uygulandığı manyetizasyon işlemlerinde “monolitik” blokların tamamen dağıldığı gözlemlenir. Bu dağılma gözle görülmesi bile; iç kırılmalar, alan kaldırıldıktan sonra numune tarafından tuzaklanan akı dağılımındaki düzensizlikler ölçülerek anlaşılabilir. Bu nedenle, malzeme üreten araştırmacıların en büyük amacı yüksek manyetik alan durumunda HTS bulk malzemelerin mekaniksel performansını yükseltmeye yönelmiştir. Bununla beraber, bulk HTS’lerin kullanıldığı uygulamaların çoğunda sınırlayıcı faktör artık kritik akım yoğunluğunun büyüklüğü değil, akı çivilenmesi ile oluşan yapısal kuvvetlere karşı koyacak mekaniksel dayanımdır.

Alan tarafından indüklenen kırılma, aynı temel manyeto-elastik davranışın iki önemli belirtisidir. Bu tür deneylerin doğru bir nicel yorumu için, seçilen bir manyetizasyon işlemi süresince ortaya çıkan düzensiz yapısal kuvvetlere maruz kalan katıların zor – zorlanma tepkilerini tanımlayan gerçekçi modellere güvenilir. Yapılan bir manyetizasyon işleminde, malzemenin farklı kısımları eş zamanlı olarak hem gerilme hem de sıkıştırma kuvvetine maruz kalır.



Şekil 11. *Bi(2212)* tek kristal numunesinin enine manyetik zorlanım histerezis çevrimi. Ölçüm ZFC işleminden sonra, 4.8 K’de, B_e , dış alan c -ekseni boyunca ± 6 T’ya kadar uygulanmıştır. Ölçüm kapasitans dilatometre tekniği kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Ikuta vd., 1993).

Şekil 11’de uygulanan bir B_e alanının çevrimi boyunca bir HTS’nin tipik bir manyetikzorlanım histerezi görünmektedir. Ölçüm yapılmadan önce Bi2212 numunesi 4.8 K’de alansız soğutma (ZFC) işlemine tabi tutulmuştur. Alan c - eksenine boyunca uygulanmaktadır. $\Delta L/L$ yatay düzlemde ölçülüyor. Alan başlangıçta artırıldığında, $\Delta L/L$, kademe kademe azalırken sıkışmanın çok kısa bir süre sonra alanın lineer bir fonksiyonu olduğu görüldü. $6T$ ’ da alan azaltılmaya başlandığında boydaki değişim hızlı bir şekilde işaret değiştirmektedir. Büzüşme bu sefer genişlemeye dönüşmektedir. Tekrar $B_e=0$ olduğunda, malzeme de dikkate değer kalıcı bir genişleme olduğu görülmektedir. Tüm çevrimi tamamlamak için negatif alanlara düşüldüğünde, manyetikzorlanım simetrikliği koruyacak şekilde bir davranış sergilemektedir. Yani:

$$\frac{\Delta L}{L}(B_e) = \frac{\Delta L}{L}(-B_e). \quad (17)$$

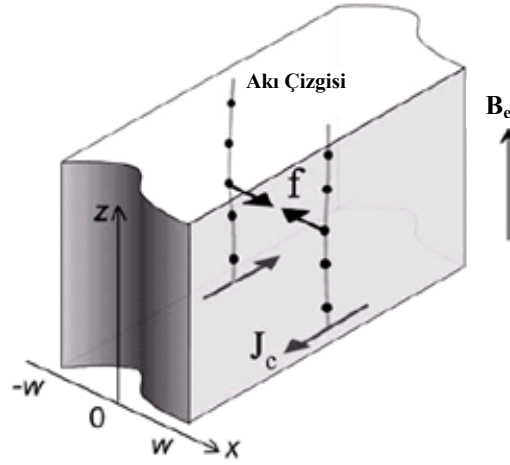
Manyetizasyon histerezisinde olduğu gibi, başlangıç (virgin) kolu daima ana eğriden farklıdır, fakat belli bir alana ulaşıldığında “virgin” eğrisi ile yumuşak bir şekilde birleşir. Manyetikzorlanımın keskin tersinmez davranışı Ikuta ve ekibini, manyetikzorlanımın akı çivilenmesi ve kritik hal modelleri çerçevesinde incelenmesi gerektiği fikri üzerinde yoğunlaştırdı (Bean, 1962, 1964, 1970). Sonsuz dilim geometrisine sahip bir süperiletken malzeme seçtiler ve manyeto-elastik tepkiyi basit tek boyutlu kuvvet analizinden hesapladılar (bk. Şekil 12). Lorentz kuvvet yoğunluğu gerilme kuvveti olarak modellendiğinde, $f = J_c B = \mu_0^{-1} \times B'(x) \times B$ ve $f + \sigma'(x) = 0$ statik denge şartı sağlandığında, dilimdeki gerilme $2 \times \mu_0 \times \sigma(x) = B(x)^2 - B_e^2$ ’ e göre dağılır. Burada $B(x)$, yerel akı yoğunluğudur. $e(x) = \sigma(x)/c$ ile tanımlanan zorlanma ifadesi kullanıldığında, dilimdeki boyuna genişleme

$$\Delta d = \int_0^d e(x) dx \text{ olur. Buradan; (c esneklik sabiti)}$$

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{2\mu_0 c d} \left(\int_0^d (B^2(x) - B_e^2) dx \right) \quad (18)$$

elde edilir.

Bu formülden anlaşılacağı üzere malzemedeki uzama miktarı doğrudan akı yoğunluğu profilinden hesaplanabilir. Kritik hal modeliyle tanımlandığı gibi $B(x)$, yerel akı yoğunluğunu B_e 'deki değişimler cinsinden ifade ederek göstermiştir ki, Denk. (18); ölçülen manyetik zorlanımın biçimini üretmektedir.



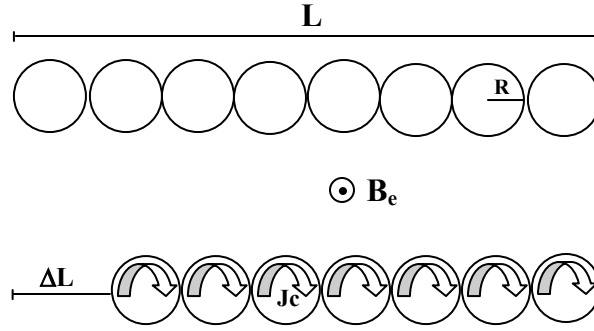
Şekil 12. Sonsuz uzunlukta dilim parçası, burada pinning kuvvet yoğunluğu $f=J_c \times B$ dilimin kalınlığında $\Delta d/d$ kadarlık bir manyetik zorlanım ortaya çıkmasına neden olan yapısal bir kuvvet gibi davranır

Daha yüksek sıcaklıklarda yapılan deneyler gösteriyor ki; manyetik zorlanım J_c 'nin sıcaklık bağımlılığından beklenildiği gibi tüm büyüklüklerde azalmaktadır; üstelik sıcaklığı değiştirmek suretiyle, J_c alan bağımlılığı farklı olacaktır ve manyetik zorlanım çevrimin biçimindeki değişim gözlemlenmiştir (Ikuta vd., 1993; Nabialek vd. 1997).

Sinterlenmiş poli-kristal numunelerdeki küçük uzamalar tanecikler arasındaki zayıf bağlantıların varlığından kaynaklanmaktadır ve bu, malzemelerde manyetizasyon histerezisinin dikey genişliğinin küçük olmasının nedeni ile ilişkilidir. Şekil 13 basitleştirilmiş bir örnek için alınabilir. Mekaniksel olarak kontakta olan fakat elektromanyetik olarak temas etmeyen silindirik taneciklerin manyetik zorlanımını göz önüne alalım. Alan silindir eksenine paralel uygulanıyor, (bk. Şekil 13). Uygulanan B_e alanı tam nüfuz alanını aştıktan sonra ($B_e > B_p$ durumu), akı çivilenmesi ile indüklenen mekanizma, izole edilmiş bir silindirin yarıçapı için ifade Johansen vd., (1995), Johansen, (1999)'e tarafından şu şekilde verilmiştir:

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{1-\nu}{3E\mu_0} B_p \left(B_e - \frac{1}{4} B_p \right). \quad (19)$$

Burada E Young Modülü, ν Poission oranıdır ve J_c alandan bağımsız olarak kabul edildi. Toplam $\Delta L/L$, $\Delta R/R$ 'lerin toplamına eşit olduğu için, “tanecikli malzemenin” boyca büzüşmesi, “tanecik büyüklüğü” R ile orantılı bir biçimde büyüdüğü görülebilir. Sinterlenmiş HTS'nin nispeten küçük tanecik büyüklüğüne bakarak manyetikzorlanımın karşılıklı olarak küçük olduğu söylenebilir; yani eğer malzeme büyük tanecikli ise manyetikzorlanım büyük, küçük tanecikli ise manyetikzorlanım küçüktür.



Şekil 13. Mekaniksel olarak birbiri ile temas eden ve tanecikler arası akım dolanan tanecikli bir süperiletkenin manyetikzorlanımı. Alan her taneciğe nüfuz ettiği zaman $\Delta L/L = \Delta R/R$, olacak şekilde enine bir kısılma verecek şekilde her tanecik ΔR kadar sıkışır

İlk araştırmalarda (du Tremolet de Lacheisserie E vd.,1988; Braden vd.,1990) alan yönünde de bir manyetikzorlanmanın olduğu bildirildi. Bu çalışmalar gösterdi ki, malzeme alana dik yönde kısaldığında, alan yönünde uzar, ya da tersi. Üstelik malzeme boyca uzadığı zaman, eninde meydana gelen kısılma yaklaşık birbirine eşittir. İlginç bir şekilde bu nicel sonuç, silindirik süperiletkenlerde akı çivilenmesi neticesinde indüklenen manyetikzorlanım ile uyumludur. Burada görüldü ki, uygulanan alana paralel ve dik değişmeler şu şekilde birbirine bağlantılıdır (Johansen, 1999):

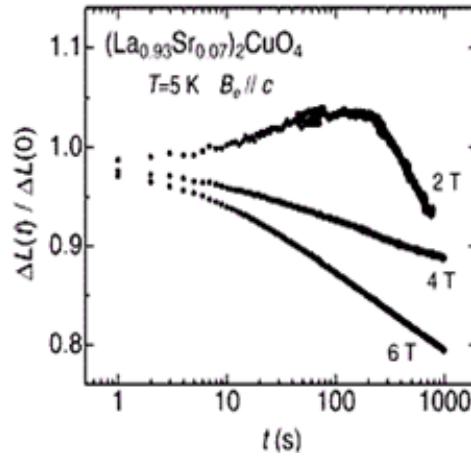
$$\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_{\parallel} = -\frac{2\nu}{1-\nu} \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{\perp}. \quad (20)$$

Burada $2\nu/(1-\nu)$ çarpanı Poisson oranının makul değerler için 1'e yakındır.

“Sinterlenmiş” süperiletkenlerdeki tanecikler arası perdeleme akımları daima ihmal edilmeyebilir. Özellikle düşük sıcaklıklarda ve düşük alanlarda yapılan son deneylerde manyetikzorlanım davranışına ait ve bunların katkısı hakkında ayrıntılı bilgi (Nabialek vd.,1998; Nabialek vd.,1999) verilmiştir. Tanecik içi ve tanecikler arası katkıyı ayırt etmek için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. HTS seramiklerin manyeto-elastik özelliklerindeki Johepson zayıf bağlantılarının (weak-link) rolü çeşitli çalışmalarda ele alınmaktadır (Sergeenkov ve Ausloos, 1993).

Akı çivilenmesi sonucu indüklenen manyetikzorlanımın ve manyetizasyonun histeretik davranışlarındaki benzerlikler gerçekten çarpıcıdır. Bunun nedeni, manyetizasyonda olduğu gibi, manyetikzorlanımda da numunedeki yerel akı yoğunluğu $B(x)$ ile ilişkili olmasıdır. Akı sürüklenmesi (flux-creep) veya akı sıçraması (flux-jump) gibi olayların manyetizasyon eğrisindeki etkisinin benzeri (Çelebi ve LeBlanc, 2000) manyetikzorlanımda da gözlemlenmesi beklenir.

Böyle bir etki, alan süpürmesi aniden durdurulduğunda manyetikzorlanımda zamanla yavaş bir durulmaya yol açar (Yeshurun vd., 1996). Bu davranış birkaç yazar tarafından bildirilmiştir (Ikuta vd. 1994; Heill, 1995). Burada pek çok durumda gözlenen durulma monotondur, zamanla logaritmik bozunmaya yakın bir bozunma gözlemlenir.



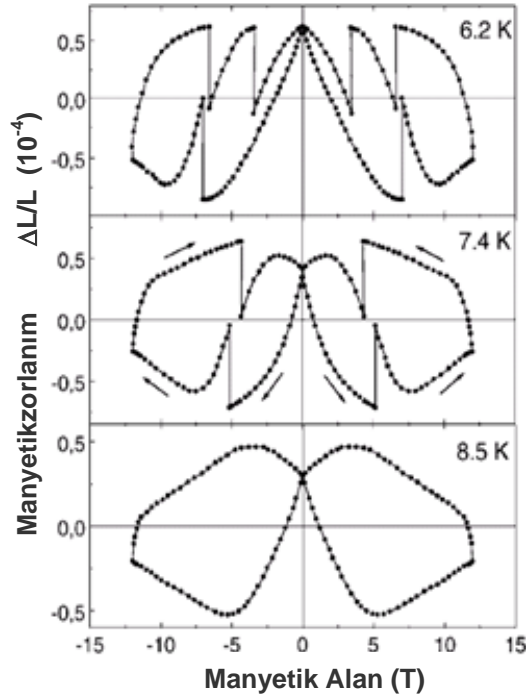
Şekil 14. 2T, 4T, 6T'lık sabit alanlarda bir LaSrCuO kristalindeki uzamanın geçici gevşemesi. Alan süpürmedeki bir durmadan sonra, bozunma 4 ve 6T için logaritmik oluyor. 2T için grafikten açıkça görüleceği üzere, artan alan kolunda belli bir alan bölgesinde çok hızlı bir geçiş meydana gelir.(Ikuta vd, 1994).

Ayrıca $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ ($x=0,07$) tek kristalinin durulma analizinde, 5 K' de artan alan kolunda alışılmadık monoton bir davranış bulunmuştur (Ikuta vd,1994). $B_e=2T'$ da alan süpürmesi durdurulduktan sonra, Şekil 14' ten de görüldüğü gibi, malzeme önce boyca uzamakta ve belli bir maksimumu geçtikten sonra boyca kısalmaktadır. Kısalma 200 sn boyunca devam ediyor. $\Delta L/L-t$ eğrisinde bir tepecik ortaya çıkmaktadır. Tepecikten sonraki kısım manyetikzorlanımın zıt işarete sahip iki bozunma yüzünden oluşmaktadır. Zamana bağlı ortalama akım yoğunluğu ile birlikte etkin Bean modelini bu davranışa uyguladığında, Denk. (19) şu formda yazılabilir:

$$\frac{\Delta R}{R}(t) \propto J(t) \left[\frac{\mu_0}{4} RJ(t) - B_e \right]. \quad (21)$$

Artan alan boyunca bu ifade yalnız $B_a > B_p$ için geçerli değil, tam nüfuz durumunda akının manyetik geçmişini dikkate almak kaydıyla, $B_a < B_p$ durumu için de geçerlidir. Bütün bunlar yerine getirildiğinde görülür ki, sabit B_a ve bozunan $J(t)$ için, tepecik $B_a < \mu_0 RJ(0)/2$ şartı sağlanıyorsa ortaya çıkacaktır. Artan alan durumunda $2T'$ dan çok daha yüksek alan durumunda alışılmamış bu davranışın gözlemlenmediği deneyler de görülmüştür. Ayrıca, alan azaltıldığında, $\Delta L/L$ bozunmalarında tepecik ortaya çıkabilir. Her iki terimde aynı işaretle katkıda bulunacağı için, sunulan model ile tamamen uygunluk içerisindedir.

Akı atlaması manyetizasyon ölçümlerinde geniş ölçüde incelenen ayrı bir olaydır. Bu olay akı hareketi boyunca ısı ve sıcaklık yükseldiğinde azalan J_c tarafından ortaya çıkan manyetik-perdeleme arasındaki rekabetten doğan termo-manyetik düzensizliktir. Manyetizasyonda olduğu gibi, manyetikzorlanımda da akı hareketinde ani kaymalar görülebilir. Şekil 15' te görünen c -ekseni boyunca uygulanan maksimum 12 T' lık alana kadar $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ tek kristalinde akı sıçraması manyetikzorlanım davranışı incelenirken histerezis çevriminin her iki kolunda da meydana geçtiği gözlemlenmiştir. Akı sıçramasına karşılık gelen tüm alan değerlerinde manyetikzorlanım sıfır olacak şekilde sona ermiştir; bu da gösteriyor ki, kısa periyotlar için perdeleme akımı ani sıcaklık yükselmesi yüzünden sıfıra yaklaşıyor. Sıcaklığın artmasıyla akı sıçramalarının sayısı azalır ve 8.5 K ve yukarısında histerezis eğrisinde akı sıçramasına karşılık gelen $\Delta L/L$ ' deki düşüş ve yükseliş ortadan kalkmaktadır. Akı sıçraması içeren manyetikzorlanımın detaylı analizi son zamanlarda sunulmuştur (Chabanenko vd., 1998; 1998; 2000; 2005)



Şekil 15. LaSrCuO tek kristalinde akı atlaması. (Nabialek vd., 1997).

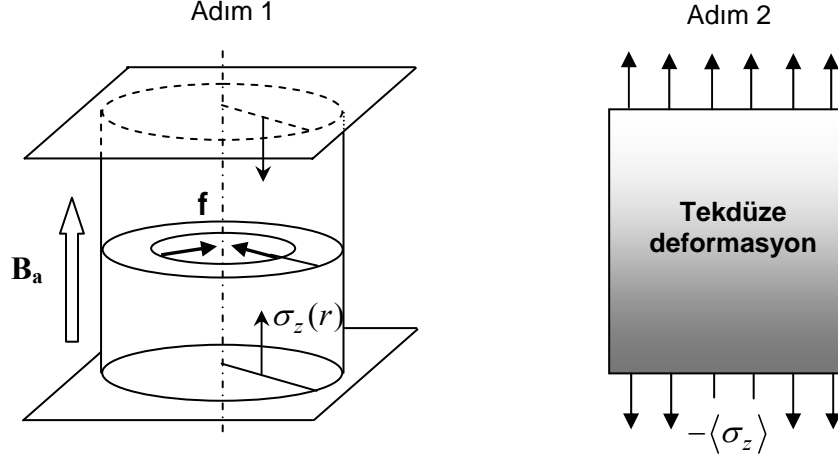
1.7.2.1 Farklı Geometriler İçin Manyetikzorlanımın Modellenmesi

1.7.2.1.1 Düzlem Zor Yaklaşımı

Akı çivilenmesi sonucu indüklenen manyetikzorlanım, hüküm süren manyetizasyon şartları altında ilk olarak akı ve akım dağılımını ve daha sonra bu ikisinin yardımı ile yapısal kuvvetler tarafından meydana getirilen gerilme ve zoru tespit ederek çözülebilen, bir bağışmsız manyeto-elastik problemi olarak görülebilir. Oysa akı nüfuzu kritik hal modelleri çerçevesinde çözülen basit bir problemdir ve problemin zor kısmı *esneklik* kısmıdır.

Deformasyonun malzemenin kırılma limitinin altında olduğunu kabul edilirse, lineer esneklik teorisi uygulanabilir. *Bu teori, cisim boyunca eşit bir biçimde dağılmış enine kuvvetler ile yüklenmiş uzun silindiriksel ya da prizmatik malzemeleri incelemek için standart bir yaklaşım sunar.* Paralel bir manyetik alana konulmuş uzun süperiletkenler için

yapısal kuvvet dağılımı bu gereklilikleri sağlar ve bu yaklaşımın uygulanabilirliği Johansen tarafından gösterilmiştir (Johansen, 2000).



Şekil 16. f enine kuvvet ile yüklenilmiş bir süperiletken; tipik bir düzlem zor problemi. Elastik tepki iki deformasyonun süperpozisyonu olarak görülebilir. Adım 1, süperiletken iki mükemmel derecede düz ve sert düzlemlerin arasına kapatılıyor (confined) ve kuvvetler enine yer değiştirme yapacak şekilde uygulanıyor. Adım 2, adım 1'de oluşturulan aksenal stresi karşılamak için tekdüze bir stres ilave edilmiştir; böylelikle serbest yüzler için şart sağlanılmaktadır

Düzlem-zor yaklaşımı olarak isimlendirilen analiz yöntemi Şekil 16'da serbest duran silindirik süperiletken için iki aşamada gerçekleştirilir. **1)** Boyca yer değiştirmeler olmayacak şekilde her iki uçta sabit ve mükemmel derecede düz düzlemler arasına kapatılmış olsun. O zaman, bütün arakesitler aynı şartta olacak ve malzeme dilimi içerisinde yalnızca enine yer değiştirmeyi göz önünde almak yeterlidir. Bu sağlandıktan sonra, iki ucun kapatılması ile oluşturulan boyuna strese zıt bir stresi üst üste bindirerek serbest yüzeyler için şart iyileştirilir. **2)** Uygulanan stres σ_z' tekdüzedir ve ilk aşamada ortaya çıkan $\sigma_z(r)$ 'nin ara kesitsel ortalamasına eşit bir büyüklüğe sahiptir. Diğer bir deyişle, şayet sınırlama sıkıştırıcı bir ortalama verirse, o zaman $\sigma_z' \equiv -\langle \sigma_z \rangle$ bir gerilmedir ya da tam tersi. Net boyuna uzama sıfır olur ve Saint-Venant prensibine göre işlem, uçlara yakın yerel sapmalar hariç, oluşan esneklik durumu verir (Timoshenko ve Goodier 1951).

1.7.2.1.2 Dairesel Silindirde Manyetikzorlanım

Kritik hal modellerine göre herhangi bir kritik akımın (J_c) alan (B) bağılılığına sahip uzun bir süperiletken silindir göz önüne alınsın. Bu durumda silindir eksenini ile düzlem normalinde manyetik özellikler eş yönlüdür. Silindir aynı zamanda elastik olarak da eş yönlü olduğu kabul edilmektedir.

Bu şartlar altında süperiletken aksenal olarak simetrik akı dağılımına $B(r)$ ve $\mu_0 J_\theta(r) = -B'(r)$ şartını sağlayan, açısız akım yoğunluğuna sahip olacaktır. Bu durumda aksenal yöndeki yapısal kuvvet şu şekilde verilebilir:

$$f = -\frac{1}{2\mu_0} \frac{d}{dr} (B^2). \quad (23)$$

Yukarıda anlatılan birinci aşamada deformasyonun aksenal yer değiştirmesi $u=u(r)$ ile tanımlanır ve sıfır olmayan aksenal $e_r = u'(r)$ ve teğetsel (hoop) $e_\theta = u/r$ biçiminde yalnızca iki tane stres bileşenine sahiptir. e_r, e_θ, e_z zorlanmaları ve bunlara karşılık gelen $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z$ stresleri arasındaki bağıntılar şu şekilde verilir:

$$\begin{aligned} Ee_r &= \sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z) \\ Ee_\theta &= \sigma_\theta - \nu(\sigma_z + \sigma_r). \\ Ee_z &= \sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) \end{aligned} \quad (24)$$

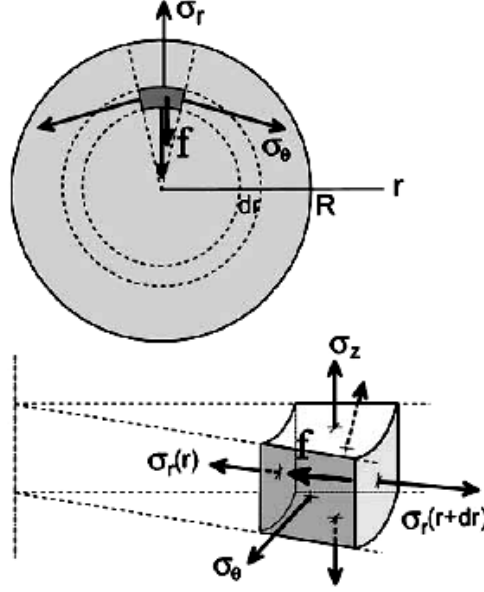
Burada E Young modülü ve ν Poisson oranıdır. $e_z = 0$ sınır şartından dolayı,

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{E[(1-\nu)e_r + \nu e_\theta]}{1-\nu-2\nu^2} \\ \sigma_\theta &= \frac{E[(1-\nu)e_\theta + \nu e_r]}{1-\nu-2\nu^2} \\ \sigma_z &= \frac{\nu E[e_\theta + e_r]}{1-\nu-2\nu^2} \end{aligned} \quad (25)$$

yazılır. Birim hacim elemanı üzerine etkiyen stres Şekil 17'de gösterilmiştir. Statik denge şartından aksenal yöndeki kuvvetleri toplayarak,

$$\sigma_r'(r) + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + f = 0 \quad (26)$$

sonucuna ulaşılabilir.



Şekil 17. Silindirin hacim elemanı üzerine etkiyen stresler ve yapısal kuvvetler

Bu esneklik problemi tam olarak çözülebilir. Yer değiştirme için çözüm şu şekilde verilir:

$$u(r) = c_1 r + \frac{c_2}{r} + \frac{1-\nu-2\nu^2}{2r(1-\nu)E\mu_0} \int_a^r r' B^2 dr' \quad (27)$$

Burada integralin alt limiti keyfi olarak seçilebilir. İntegralin alt sınırı, içi boş olan silindirin boşluk yarıçapını dikkate alacak biçimde, a olarak seçilmiştir. c_1 ve c_2 sabitleri $\sigma_r(R) = 0$ ve $\sigma_r(a) = 0$ sınır şartlarını uygulayarak bulunabilir. Dolu bir silindir için $u(0) = 0$ yazılır ve integral sıfırdan başlar. $u(r)$ için bu formül, süperiletken iki düzlem arasında tutulduğu sürece, verilen bir $B(r)$ akı yoğunluğu için meydana gelen elastik durumu kolaylıkla hesaplayabilir.

İkinci adımda, uç yüzeylerde sıfır olan kuvvet, dışa yönelmiş tekdüze stresleri $-\langle\sigma_z\rangle$ toplayarak elde edilir. Yeni stres e_z 'ye eklenen $-\langle\sigma_z\rangle/E$ terimi ve hem e_r 'ye hem de e_θ 'ya eklenen $\nu\langle\sigma_z\rangle/E$ terimlerine sahip zorlar yardımı ile düzeltilir.

Bütün bunları kullanarak zor-zorlanım gösterimi, içi dolu uzun bir silindir için şu şekilde özetlenebilir,

$$2\mu_0\sigma_r(\rho) = B^2 - B_a^2 + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\int_0^1 \rho'B^2 d\rho' - \frac{1}{\rho^2} \int_0^\rho \rho'B^2 d\rho' \right) \quad (28)$$

$$2\mu_0\sigma_\theta(\rho) = \frac{\nu}{1-\nu} B^2 - B_a^2 + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\int_0^1 \rho'B^2 d\rho' - \frac{1}{\rho^2} \int_0^\rho \rho'B^2 d\rho' \right) \quad (29)$$

$$2\mu_0 E e_\theta(\rho) = (1-\nu) B_a^2 + \frac{1-3\nu+4\nu^2}{1-\nu} \int_0^1 \rho'B^2 d\rho' + \frac{1-\nu-2\nu^2}{1-\nu} \frac{1}{\rho^2} \int_0^\rho \rho'B^2 d\rho'. \quad (30)$$

Burada $\rho \equiv r/R$ 'dir.

Genleşme, $\Delta R/R = e_\theta(1)$, şu basit formu alır:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1-\nu}{E\mu_0} \int_0^1 \rho(B^2 - B_a^2). \quad (31)$$

Eksenel zorlanım ise şu şekildedir:

$$e_z = -\frac{2\nu}{E\mu_0} \int_0^1 \rho(B^2 - B_a^2). \quad (32)$$

Manyetizasyon işleminin çeşitli aşamalarında oluşan stresi hesaplamak için yalnızca $B(\rho)$ akı yoğunluğunu hesaplamak yeterli olacaktır. Mevcut geometri için $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 J_\theta(B)$ Maxwell denklemini çözmek yeterlidir.

1.7.2.1.3 İdeal Silindirlerde Manyetikzorlanım

En basit yaklaşım olarak $J_c(B)=sabit$ ve bununla bağlantılı biçimde akı profili $B(\rho)$ 'nin lineer olduğu Bean modeli kullanılabilir. Denk. (31)'deki integral oldukça aşıkardır. Uygulanan alana karşı $\Delta R/R$ 'nin açık formülü yalnızca Bean modeli için Johansen tarafından çıkartılmıştır (Johansen, 1999). İnanır (2002) yüksek lisans çalışmasında tüm modelleri kullanarak süperiletken silindir malzemelerde $\Delta R/R$ ifadelerini çıkartmıştır (İnanır, 2002; İnanır ve Çelebi, 2004).

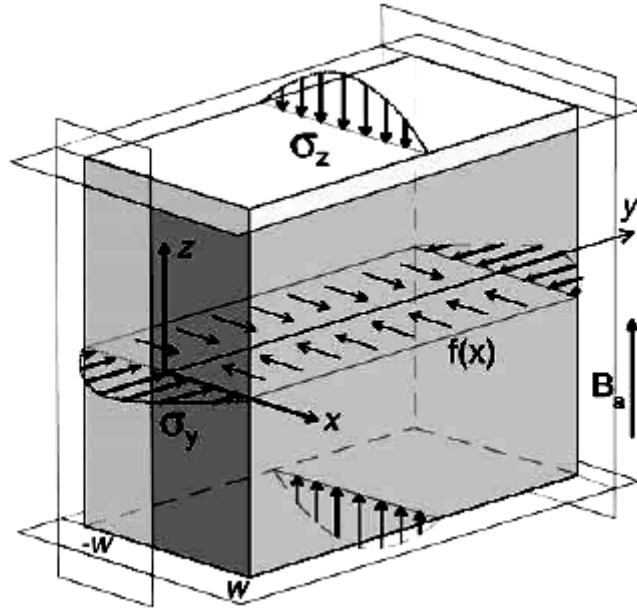
Manyetikzorlanım çevriminin düşey bileşenin ölçümü $\Delta[\Delta R/R] \equiv (\Delta R/R)_\downarrow - (\Delta R/R)_\uparrow$ J_c 'nin B bağıllığının nicel tayinine olanak sağlar. Manyetizasyon çevrimlerine genellikle uygulanan analizlerde olduğu gibi, manyetikzorlanım için de aynı B_a değerinde tamamıyla manyetize olmuş ve yeniden manyetize olmuş durumları karşılaştırmak önemlidir. $\Delta R/R$ 'nin Taylor açılımı ilk iki terimi içerecek şekilde yüksek mertebelerden gelen katkıyı ihmal ederek (Johansen ve Bratsberg, 1994) $B_a \geq B_p$ için şu şekilde olacaktır:

$$\Delta[\Delta R/R] = \frac{2}{3} \frac{1-\nu}{E} J_c(B_a) R B_a \left[1 + \frac{(\mu_0 R)^2}{40} \left(\frac{3}{B_a} \frac{d}{dB_a} + \frac{d^2}{dB_a^2} \right) J_c^2(B_a) + \dots \right]. \quad (33)$$

Bu açılımdaki baskın terimler Bean modeli yaklaşımını temsil ediyor. Yüksek mertebeli terimler ihmal edildiğinde $J_c(B_a)$ değeri, $\Delta[\Delta R/R](B_a)$ çevrim genişliğinden doğrudan olarak çıkartılabilir.

1.7.2.1.4 Dikdörtgensel Dilim

Kolaylıkla görülebileceği gibi, dairesel silindir için çıkartılan sonuç doğrudan olarak dikdörtgensel dilime uygulanamaz. Çünkü yapısal kuvvetlerin simetrisi çok farklıdır. Bununla beraber, düzlem-zor yaklaşımı hala eşit oranda uygulanabilirliğini korumaktadır. Çok az bir değişiklik gerektirmesine rağmen, $-w \leq x \leq w$ genişliğinde bir dilim ele alınıyor ve B_a manyetik alan dilimin z -ekseni boyunca uygulanıyor (*bk.* Şekil 18). dilimin y -ekseni boyunca uzunluğunun $2w$ 'dan daha geniş olduğu kabul ediliyor; böylece akımın büyük bir kısmının y - ekseninde akması sağlanmış olur.



Şekil 18. Akı çivilenmesi sonucu indüklenen yapısal kuvvetler $f(x)$ tarafından yüklenilmiş dikdörtgen dilim. Dilimin dört bir tarafı mükemmel derecede düzgün ve kapatılmıştır. Deformasyon yalnızca x ekseninde meydana geliyor. σ_y ve σ_z dağılımları kapatılma yüzünden oluşan stresi betimliyor. Saint-Venant prensibi, geri kazanımın tekdüze ve zıt $-\langle\sigma_y\rangle$ ve $-\langle\sigma_z\rangle$ streslerini bindirerek kazanılabileceğini söyler

yz -düzleminde, yapısal kuvvet o zaman $f(x) = -\text{sign}(x)J_c B$ şeklinde tekdüze bir biçimde dağılmış olacaktır. Aynı şekilde mükemmel bir biçimde düz ve sert bir kapatılma y ve z düzlemlerindeki değişimi sınırlamakta, ancak x eksenini boyunca yer değiştirmeyi ise sınırlamamaktadır. Hooke kanunu ile beraber $e_y = e_z = 0$ sonucu uygulanırsa,

$$\begin{aligned} E e_x &= \sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z), \\ E e_y &= \sigma_y - \nu(\sigma_z + \sigma_x), \\ E e_z &= \sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y) \end{aligned} \quad (34)$$

ifadeleri elde edilir. dilim ve sınırlandırılan duvarlar arasında oluşan stresin $\sigma_z = \sigma_y = \nu\sigma_x / (1 - \nu)$ 'e eşit olduğu sonucu kullanarak,

$$2\mu_0\sigma_x(x) = B(x)^2 - B_a^2 \quad (35)$$

sonucuna ulaşılır. Ikuta vd.'nin orijinal çalışmasında olduğu gibi (Ikuta vd., 1994), x-ekseni boyunca zorlanımın $Ee_x = (1-\nu-2\nu^2)\sigma_x / (1-\nu)$ 'ye eşit olduğu anlaşılabilir.

Kapatılmanın etkisini ortadan kaldırmak için, kapatılma yüzünden oluşan sıfır dış kuvvet sırasıyla y- ve z- eksenlerine dik yüzeylerde ortalama $-\sigma_y$ ve $-\sigma_z$ streslerini toplayarak elde edilebilir.

Sonuç olarak J_c 'nin x-ekseni boyunca aktığı ve yapısal kuvvetin y-ekseni yönünde olduğu dilimin üçgensel uçlarından kaynaklanan kuvvetler hesaba katılmalıdır. Johansen (1999)'dan dilimin merkezi kısmında bu üçgensel bölgeler şu şekilde bir stres doğurur:

$$\sigma_y = -\frac{1}{2\mu_0 w} \int_0^w [B_a^2 - B(x)^2] dx. \quad (36)$$

Bu tek eksenli stres diğer bir dizi zorlar meydana getirir. Zor-zorlanma davranışına bu katkının dilimin y yönündeki uzunluğundan bağımsız olduğuna dikkat etmek gerekir. Böylece, sonsuz bir dilim limitinde bile bu ilave stres ihmal edilmemelidir. (Nabialek vd., 1998)'de gösterildiği gibi aynı ifade şayet akım halkası d-çizgileri gibi birden bire 90° lik kesilme ile değil de yarı dairesel bir yoldan akıyorsa, Denk. (36)'daki aynı ifade geçerlidir.

Problemin doğrusallığı üç adım analizinde elde edilen bütün zorların süperpozisyonuna olanak sağlar. Akı yoğunluğu cinsinden elde edilen en son sonuç şu şekildedir:

$$2\mu_0 Ee_x = \frac{1-\nu-2\nu^2}{1-\nu} [B(x)^2 - B_a^2] - \frac{1-3\nu^2}{(1-\nu)w} \int_0^w [B(x)^2 - B_a^2] dx$$

$$2\mu_0 Ee_x = \frac{1-\nu}{w} \int_0^w [B(x)^2 - B_a^2] dx \quad (37)$$

$$e_z = -\frac{2\nu}{1-\nu} e_y.$$

Denkl. (35) ve (36) ve $\sigma_z = 0$ ifadelerinden stres tanımlanabilir.

dilimin kalınlığındaki değişim $\Delta w = \int_0^w e_x dx$ olur, bu integralin sonucu,

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{1-\nu}{2\mu_0 w E} \int_0^w [B(x)^2 - B_a^2] dx \quad (38)$$

olur.

Ikuta vd. (1994) tarafından sonsuz uzunlukta dilim için çıkartılan ifade ile bu ifade karşılaştırıldığında genleşme için ifadeler esneklik sabiti c yerine $E/(1-\nu)$ ifadesi dışında hepsi özdeştir. Bu ayarlama yapıldığında, çeşitli $J_c(B)$ fonksiyonunu kullanarak Ikuta vd.'nin sunduğu denklemden manyetikzorlanım histerezislerini elde etmek için yapılan işlemler burada da geçerliliğini korumaktadır. Ölçüm konumundan bakıldığında, y boyunca tekdüze bir stres x eksenine boyunca $\Delta w/w$ genleşmesine eşittir. Denk. (36)' da sunulan basit bağıntıda, dilim için boyuna ve enine manyetikzorlanımın eş zamanlı olarak hesaplanabileceğini gösteriyor. Yukarıdaki sonuçlar yalnızca uç bölgeleri civarında biçimsel deformasyonlar ihmal edildiği sürece geçerlidir.

1.8 Çeşitli Süperiletkenler Üzerinde Gerçekleştirilen Manyetikzorlanım Ölçümleri

Manyetikzorlanımı ölçmek için çeşitli deneysel teknikler kullanılır (du Tremolet de Lacheisserie, 1993). Prensipte katıdaki uzamaları ya da kristal örgüdeki iç zorlanmaları ölçülebilen çeşitli araçlar kullanılır. Son yıllarda x- ışını ya da nötron kristalografisi gibi çeşitli ölçüm tekniklerini içeren gözlemler süperiletkenlerdeki manyetikzorlanımı incelemede nadiren de olsa kullanılmaktadır. Bu tip ölçümleri gerçekleştirmek için iki tip dilatometrik yaklaşım daha yaygın olarak kullanılmaktadır: (i) Kapasitif yer değiştirme “**transducer**” kullanmak, ya da (ii) Numunenin yüzeyine yapıştırılan dirençli “**strain-gauge**” tekniğini kullanmak.

Süperiletken Alaşımlar: II. tip süperiletken sınıfına giren $PbIn$, $TaNb$, ve $InTl$ alaşımların manyetikzorlanımı ilk defa Brändli (1970) tarafından incelenmiştir. Bu malzemelerin boyutunda, dış manyetik alan ile perdeleme akımının etkileşmesi yüzünden, 10^{-8} mertebesinde tersinmez bir mekaniksel değişim ortaya çıkmaktadır. Bu ortaya çıkan

boyca değişim, basitçe Şu Şekilde açıklanmıştır: H_{c1} 'in altındaki alanlarda manyetik akı $-\mu_0 H$ manyetizasyonuna sahip süperiletkenin dışarılır. Uygulanan manyetik alan ve yüzey akımı arasındaki etkileşme bir manyetik zorlanıma neden olur ve aynı zamanda buna demanyetizasyon akımı da katkıda bulunur. Her iki mekanizmada H_{c1} 'de bir zorlanım piki ortaya çıkar (Brndli, 1970). H_{c1} 'den daha yüksek alanlarda, manyetik alan süperiletkene nüfuz eder ve onun yoğunlaşma enerjisini düşürür. Bu etki zorlanımsal deformasyonlara yol açan hacimdeki değişim ile ilintilidir. Yoğunlaşma enerjisi sıfıra kadar azalırsa, manyetik zorlanım Denk. (15) ifadesi ile bulunabilir. YSS'lerde $H_{c1} < 1 \text{ kOe}$ mertebesindedir. Bu yaklaşım ancak $H_{c1} \approx 10 \text{ kOe}$ mertebesindeki süperiletkenlerin manyetik zorlanımını açıklayabilir. Manyetik alan ile yüzey akımın etkileşmesi sonucu oluşan tersinmez manyetik zorlanım, referanslar (Brndli, 1970) ve (Braden vd., 1990)'da geniş bir biçimde anlatılmaktadır.

Daha nceki kesimlerde açıklandığı gibi $H_{c1} < H < H_{c2}$ alan bölgesinde (yani karışık hal), manyetik akı, etrafında süper akım dolanan normal iplikçikler Şeklinde II. tip süperiletkene nüfuz eder. Dış alan arttırıldııka, perdeleme akımı denge manyetizasyonuna engel oluncaya kadar artar. Daha sonra bu tip süperiletkenlerde dengesizlik manyetizasyonu meydana gelebilir ve dış alan tarafından uygulanan Lorentz kuvvetinin sebep olduğu zorlanım ile denge manyetizasyonu arasındaki ifade:

$$\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_{\square, \perp} = \frac{H \Delta M}{E} C_{\square, \perp} \quad (39)$$

Şeklinde olur. Burada E Young modülü, \square uygulanan alana paralel ve \perp ise dik bileşeni belirtir. ΔM manyetizasyon eğrisindeki dengesizlik kısmı, $C_{\square, \perp}$ Poisson oranı ile alakalı sabitlerdir. Süperiletken alaşımlar için karışık haldeki manyetik zorlanım 10^{-7} mertebesindedir. Bununla beraber, Denk. (39) kullanılarak hesaplanan esneklik sabiti deneysel sonuçlar ile son derece iyi bir uyum sergilemektedir.

Çok kristalli süperiletken alaşımlar için de manyetik zorlanım ölümleri gerçekleştirilmiştir. rnek olarak, akı çizgilerinin sebep olduğu kristal örgü deformasyonlarını incelemek için *NbTi* ok kristal üzerinde yapılan ölüm verilebilir (Wyder vd., 1995). Bu lm yine kapasitans dilatometre yardımı ile gerçekleştirilmiş ve

uygulanan manyetik alan ile numune boyutundaki değişim birbirine dik ve $\Delta L/L$ niceliği 10^{-6} mertebesindedir.

Metallerarası Bileşikler : Isino vd. (1988) $A15$ yapısına sahip ve çeşitli miktarlarda safsızlıklar ilave edilmiş tek kristal metaller-arası bileşiklerinde manyetikzorlanım ölçümleri gerçekleştirmiş ve yüksek olan T_{SN} normal – süperiletken geçiş sıcaklığını, manyetikzorlanım ölçümlerinde meydana gelen yapısal kararsızlığı analiz etmiştir. Karışık halde, $\Delta L/L$ değeri 10^{-6} mertebesinde bulunmuştur; bu, metalik alaşımlarda bulunan değerden oldukça büyüktür (10^{-8}). Bu bileşiklerde manyetikzorlanımın ve manyetizasyonun alan bağlılığı tamamıyla çivilenme kuvvetinin etkisi ile oluşmaktadır. Bu malzemelerde $\Delta L/L$ 'nin yüksek değerde olması, normal-süperiletken geçişleri sırasında oluşan basıncın kristal yapıda “tetragonal domainlerin” yönelimlerini değiştirmesinden kaynaklanmaktadır.

Bi ve RE (nadir toprak) İyonları içeren Bakır Oksit tabanlı YSS'ler: Süperiletken olmayan Bi ve RE (Dy , Tb , Er) gibi elementler oldukça yüksek değerlerde manyetikzorlanım göstermektedir. RE 'lerde manyetikzorlanımın oranı hegzagonal eksen boyunca 10^{-2} mertebesindedir. Bunun yanında Bi bu özelliği bakımından diamanyetik metaller açısından bir istisna olmaktadır.

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$: Manyetik alan altında geniş bir histeretik davranış sergileyen ve değeri de oldukça büyük olan ($\Delta L/L \approx 10^{-4}$) manyetikzorlanım ölçümleri ilk defa Bi içeren YSS'ler için rapor edilmiştir (Ikuta vd. 1993). Manyetik alandaki ilk artış malzemedeki bir büzülmeye yol açmaktadır. Alan arttırıldıkça, $\Delta L/L < 0$ niceliği tekdüze olarak azalmaktadır (mutlak değeri artmaktadır); alan azaltıldığında ise tam $4.3T$ 'da manyetikzorlanım sıfır olmaktadır. Bundan sonra numunenin boyu orijinal boyunu geçer, uygulanan alan yaklaşık $B \approx 2T$ ' da malzemenin boyu maksimum olur. Enine manyetikzorlanıma ait veriler şu şartlar altında alınmıştır: alan kristalografik c -ekseni boyunca uygulanmıştır ve genleşme ab -düzleminde alınmıştır. Negatif alanlarda manyetikzorlanımın alan bağlılığı başlangıç safhası hariç tamamıyla simetriktir. Farklı sıcaklıklarda aynı numune için ve aynı dış alanda yüksek sıcaklıkta düşük manyetikzorlanım olacak şekilde seyretmiştir. Eğrilerin biçimi de değişmiştir. Alan değerindeki artış üzerine $20K$ 'de pozitif alanlar için bir minimum gözlemlenmiştir. $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ numunesinde oda sıcaklığında a ve b eksenleri boyunca manyetik zorlanım 1.5×10^{-5} değerini aşmamaktadır (Arednt vd., 1991). $10K$ daha düşük bir sıcaklıkta uzunlukta $\approx 10^{-4}$ civarındaki değişim ve bu sıcaklıktaki dalgalanmalarla açıklanamaz.

Y123: Manyetik indüksiyon ve manyetikzorlanım arasındaki ilişki $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ YSS bileşiğinde de gözlemlenmiştir (Eremenko vd., 1997). 12 T'lık bir alan altında yapılanmaya uğramış (texturized) seramik süperiletkenlerde Braden vd. (1990)'den farklı olarak önemli ölçüde boyut deformasyonları gözlemlenmiştir (Eremenko vd., 1997). Böyle bir fark manyetik alanın süperiletken numuneye tamamen nüfuz etmesinin ne kadar önemli olduğunu göstermesi açısından çarpıcıdır. Yapılanmış Y123' te önemli bir büzüşme 5T mertebesindeki artan alanlarda da gözlemlenmiştir. Tanecikli süperiletkenlerde Josephson girdaplarının etkisi üzerine araştırmalar hala başlangıç safhasındadır (Sergeenkov ve Ausloos, 1993). Oksijen eksikliği bulunan Y123 numunelerinde önemli bir zorlanım gözlemlenmemiştir. Nabialek vd. (2004), Y123 süperiletkenini 0.5 MeV enerjili ve $7.55 \times 10^{17} n/cm^2$ nötron akısına maruz bırakmıştır. Nötron akısına uğramış süperiletkenlerin manyetikzorlanımın mertebesinin önemli ölçüde arttığı rapor edilmiştir.

La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄: Karışık halde bulunan manyetizasyon ve manyetikzorlanım karakteristiği arasında ilginç bir benzerlik mevcuttur. Bu benzerlik Nabialek vd. (1997, 1998) tek kristal $LaSrCuO$ 'un üzerinde yaptığı manyetizasyon ve manyetikzorlanım ölçümlerinde rapor edilmiştir. Kritik hal yaklaşımını kullanarak bu akı atlamalarını başarılı bir biçimde türetmişlerdir (Chabanko vd., 1998; Chabenanko vd., 2000). Bu malzemelerde $\Delta L/L$ yaklaşık 10^{-4} mertebelerindedir.

RE123: De la Fuente vd. 3.8 ile 100K arasında paramanyetik ve süperiletken fazda tek kristal $REBa_2Cu_3O_{7-x}$ (RE=Dy, Ho, Er) numunelerinde 12T'ya kadar değişen bir manyetik alanda manyetikzorlanım ölçtüler (de la Fuente C. vd., 1995). İndüklenen manyetikzorlanımın düşük-sıcaklık bileşenini keşfettiler. Bu manyetik akı çivilenmesi ile ilişkilidir ve manyetikzorlanım eş sıcaklık histerezesi biçiminde kendini gösterir. Kritik akımın davranışına göre, azalan ($T < T_{SN}$) sıcaklığında ve artan H_a dış alanında manyetikzorlanım geniş bir pike sahip şiddetli bir alan bağıllığı sergiler.

MgB₂: MgB_2 ' nin süperiletkenlik özelliği gösterdiği Nagamatsu vd. tarafından keşfedilmiştir (Nagamatsu vd., 2001). Bu malzemelerin önemi, $10^9 Am^{-2}$ mertebesinde oldukça yüksek kritik akım yoğunluğuna sahip olmalarındandır. Nabialek vd. süperiletken bir MgB_2 numunesinde $\approx 10^{-5}$ mertebesinde bir genişleme tespit etmiştir (Nabialek vd., 2002; Nabialek vd., 2003). Manyetik alan numuneye dik olarak uygulanmıştır ve enine genişleme miktarı ölçülmüştür. Bu malzemede oluşan manyetikzorlanımın akı çivilenmesinden kaynakladığı sonucuna varılmıştır.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR, BULGULAR VE İRDELEME

2.1 II. Tip Süperiletkenlerde Manyetikzorlanıma Meissner Akımının Etkisi

Kritik haldeki II. tip bir süperiletken yüksek bir manyetik alan içerisine konulduğunda, $\vec{f} = \vec{J} \times \vec{B}$ manyetik kuvvet yoğunluğu yüzünden, dikkate değer oranda bir deformasyon sergiler; burada J , akım yoğunluğu ve B , manyetik alandır. Şiddetli çivilenmeden dolayı II. tip süperiletkende önemli oranda tersinmez manyetikzorlanım ve biçim bozulması meydana gelir.

Ikuta vd. tek kristal $Bi_2Sr_2CaCuO_8$ 'te ortaya çıkan 10^{-4} mertebesindeki manyetikzorlanımı açıklamak için çivilenmiş girdapların kristal örgüye uyguladığı strese dayalı basit bir model geliştirmişlerdir. Çalışmalarında, sonsuz uzunlukta süperiletken dilim bir numunenin manyetikzorlanımını kritik hal modellerini kullanarak teorik olarak türetmişlerdir. Kritik hal modelleri manyetizasyon, AC alınganlık, manyetik kaldırma, manyetikzorlanım vb. gibi II. tip süperiletkenlerin manyetik davranışlarını başarılı bir biçimde açıklamaktadır. Bugüne kadar geliştirilen kritik hal modellerinin belli başlıları şunlardır: Bean (1964) ve London (1963) tarafından ortaya atılan kritik hal modeli, II. tip süperiletkenlerin manyetik davranışlarının analizinde oldukça yaygın bir şekilde kullanılmıştır. Bu basit modelde, J_c kritik akım yoğunluğu, B yerel manyetik akı yoğunluğundan bağımsız kabul edilmiştir. Kim modeli (1962, 1963) kritik akımın alan bağıllığını içerir. Irie ve Yamafuji (1967), Green ve Hlawiczka (1967) $J_c = k/B^n$ biçiminde bir üs yasası modeli geliştirmişlerdir; burada k ve n pozitif sabitlerdir. Özel olarak $n=0.5$ Yasukochi modeli olarak bilinir (Yasukochi, 1964). Bütün bu modellerde H_{c1} 'in altındaki alanlarda süperiletkenlerin akı dışarlanması etkisi ihmal edilmiştir. Fietz vd. (1964) denge manyetizasyonunu açıklamak için kritik akımın alan bağıllığı eksponensiyel formda olan bir model ortaya atmıştır. Clem (1979), numuneye akı girişinde ve çıkışında ekstra bir alan artışı ΔH_{en} (ΔH_{ex}) gerektiren, yüzeyde bir potansiyel engelini (**yüzey engel etkisi**) içeren bir kritik hal modeli tanımlamıştır. LeBlanc ve Lorrain (1984), $\Delta H = \Delta H_{ex} = \Delta H_{en} = sbt$ ve kritik akım yoğunluğunun alandan bağımsız olduğu bir durum için $M-H$ eğrileri çizdirmişlerdir. Chen vd. (1992) II. tip süperiletkenlerin "bulk" çivilenme özelliklerini yorumlamak için ısı denge manyetizasyonu ve yüzey engeli gibi "bulk" çivilenme etkilerini

içeren “fenomonolojik” bir model geliştirmişlerdir. Tochihara vd (1998) ve Yasuaka vd. (1998) değiştirilmiş kritik hal modelleri çerçevesinde başlangıç manyetizasyon ve bütün histerezis çevrimleri için birtakım hesaplamalar yayınlamışlardır. Çelebi vd. (1999, 2000) yarı tersinir bir *YBCO* numunesinin manyetizasyonunu açıklamak için Meissner akımı katkısını içeren bir kritik hal modeli geliştirmiştir. Bu model, daha sonra Chabebnanko vd. (1998) vd. tarafından tek kristal $La_{1.8}Sr_{1.8}CuO_4$ numunesi üzerinden gerçekleştirilen manyetikzorlanım çevrimini türetmede kullanılmıştır (Çelebi vd., 2005).

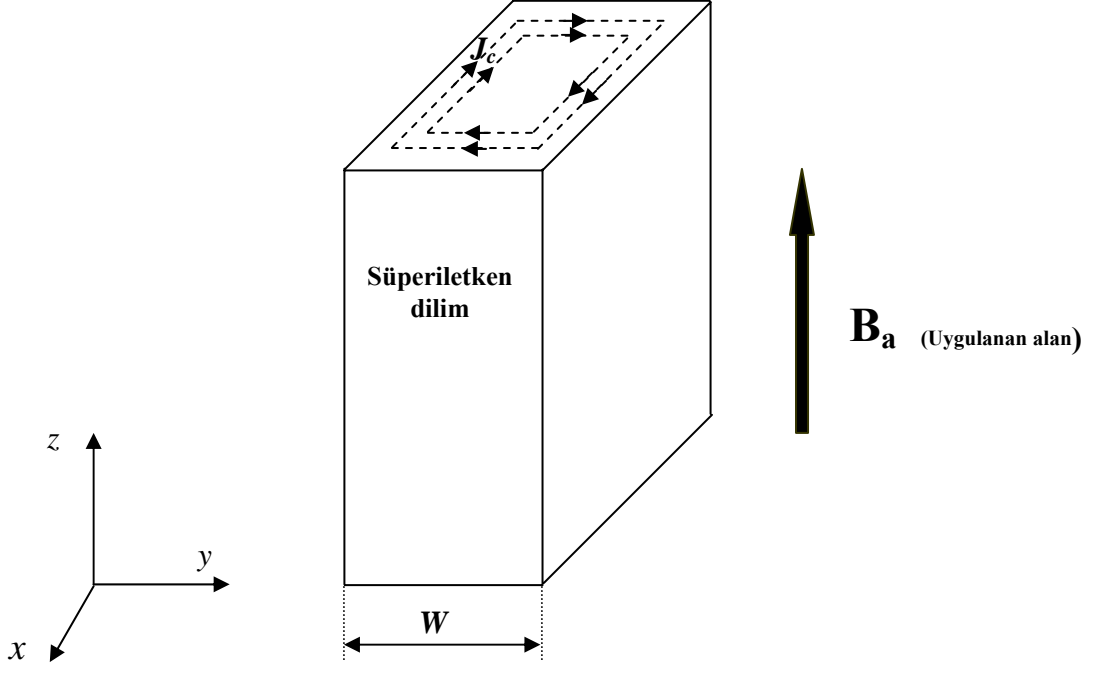
Daha gerçekçi geometrilerin manyetikzorlanım ve stres dağılımı ifadelerini çıkartmak için Ikuta vd. (1993) tarafından geliştirilen model, Johansen vd. tarafından daha da geliştirilmiştir (Johansen vd., 1998; Johansen vd., 1998; Johansen,1999; Johansen,1999; Johansen T H ve Shantsev, 2003). Akı atlaması kararsızlığını içeren dilim numuneler için manyetikzorlanım histerezisleri Chabenanko vd. (2000) tarafından gerçekleştirilmiştir. Pek çok süperiletken üzerinde gerçekleştirilen manyetikzorlanım hesaplamalarında bu geliştirilen modeller çevresinde oldukça başarılı bir biçimde analizler yapılmıştır (*bk*, kaynaklar Ikuta vd., 1993; Nabialek vd., 1998).

Bu bölümde Bean, genel üs yasası ve eksponensiyel modeller için Meissner akımı etkisini de içerecek şekilde süperiletken dilim malzemeler için manyetikzorlanım histerezisleri elde edilmiştir. Ayrıca eksponensiyel model kullanılarak bu etkinin görüldüğü deneysel ölçümler yeniden türetilmiştir.

2.1.1 Modellemenin Temel Çerçevesi

Bu çalışmada Şekil 19’da gösterildiği gibi *W* kalınlığında dilim biçiminde süperiletken bir numune göz öne alıyor. Dış manyetik alan *z*- yönünde uygulanmaktadır. Bu durumda *y*- yönünde meydana gelen $\Delta L/L$, bağıl uzama miktarı incelenecektir. Süperiletkende dolanan kritik akımın alan bağıllığı için şu modeller kullanılmıştır: Bean (Bean, 1964), genel üs yasası (power-law) (Inanır vd., 2004) ve eksponensiyel model (Fietz, 1964). Bean, genel üs yasası ve eksponensiyel modeller için ifadeler sırasıyla şu şekilde verilmektedir:

$$J_c = J_{c0} \quad (40)$$



Şekil 19. Süperiletken dilim geometrisine sahip malzeme. B_a dış alanı z yönünde uygulanmaktadır

$$J_c = \frac{J_{c0}}{(B_0 + |B|)^n} \quad (41)$$

$$J_c = J_{c0} e^{-|B|/B_0} \quad (42)$$

Burada J_{c0} , sıfır alandaki kritik akım yoğunluğu ve B_0 , üs yasası modeline göre J_c 'nin 2^n 'ye düşmesi için, eksponensiyel model için ise e 'ye düşmesi için gereken alan değeridir. Süperiletkenler için $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ Ampère-Maxwell kanunu geçerlidir. Bir boyutta numune içerisindeki akı profili şu denklem yardımı ile bulunabilir:

$$\frac{dB}{dx} = \pm \mu_0 J . \quad (43)$$

Burada, eksi işaret azalan alanı, artı işaret ise artan durumu belirtir. Mevcut Denk. (43), $B(x=0) = B(x=W) = \mu_0 (H_a - I_M)$ sınır şartları dikkate alınarak çözümlenmelidir. Burada I_M diyamanyetik Meissner yüzey akımını tanımlıyor.

Dış manyetik alanın $0 \leq |B_a| \leq B_{c1}$ bölgesi için $I_M = B_a$ ve süperiletken içerisinde $B(x) = 0$ ' dir. Dış alan değeri $B_{c2} > |B_a| > B_{c1}$ olduğunda kritik hal sağlanmış olur; bu durumda $J = J_c$ ve 40, 41 ve 42 denklemleri Denk. (43)'te yerine yazılarak ve verilen sınır şartı dikkate alınarak, numune içerisindeki $B(x)$ akı yoğunluğu ifadeleri bulunabilir. Bu durumda profil ifadeleri, Bean modeli için,

$$B_{\pm}(x) = (B_a - \mu_0 I_M) \mp \mu_0 J_{c0} W (1 - x'); \quad (44)$$

genel üs yasası modeli için,

$$B_{\pm}(x) = -B_0 + ((B_a - \mu_0 I_M + B_0)^{n+1} \mp (n+1) \mu_0 J_{c0} W (1 - x'))^{1/(n+1)}; \quad (45)$$

eksponensiyel model için,

$$B_{\pm}(x) = B_0 \ln[\exp((B_a - \mu_0 I_M) / B_0) \mp \frac{\mu_0 J_{c0} W}{B_0} (1 - x')] \quad (46)$$

elde edilir. Burada, $x' = x/W$ biçiminde tanımlanmıştır ve Meissner akımı için aşağıdaki gibi basit bir yaklaşım kullanılmıştır:

$$I_M = \frac{B_{c1}^{k+1}}{B_a^k}. \quad (47)$$

B_{c1} , süperiletkenin alt kritik alanı, B_a , uygulanan dış alan ve k , Meissner eksponenti olarak tanımlanan ayarlanabilir bir parametredir. Ayrıca akı yoğunluğu ifadelerini türetirken karşılaşılan “hibrit” bölgesi için Bean, genel üs yasası ve eksponensiyel modelleri için profil ifadeleri sırasıyla şu şekildedir:

$$B_{\pm}(x) = (-B_a - \mu_0 I_M) \mp \mu_0 J_{c0} W (1 - x') \quad (48)$$

$$B_{\pm}(x) = -B_0 + (B_0 \mp (B_0^{n+1} - (B_a - \mu_0 I_M + B_0) + (n+1)\mu_0 J_{c0} W (1-x)))^{1/(n+1)} \quad (49)$$

$$B_{\pm}(x) = B_0 \ln[2 - \exp((B_a - \mu_0 I_M) / B_0) \mp \frac{\mu_0 J_{c0} W}{B_0} (1-x)]. \quad (50)$$

Bu alan çevrimleri için alan kriterleri olan B_* , I. ve B_{**} , II. nüfuz alanı ifadeleri her bir model için şu şekilde yazılabilir:

Bean modeli,

$$B_*^{k+1} - ((n+1)\mu_0 J_{c0} W)^{1/(n+1)} B_*^k - B_{c1}^{k+1} = 0 \quad (51)$$

$$B_{**} = (2\mu_0 J_{c0} W)^{1/(n+1)} \quad (52)$$

genel üs yasası modeli,

$$B_*^{k+1} + (B_0 - (B_0^{n+1} + (n+1)\mu_0 J_{c0} W)^{1/(n+1)}) B_*^k - B_{c1}^{k+1} = 0 \quad (53)$$

$$B_{**} = -B_0 + (B_0^{n+1} + 2\mu_0 J_{c0} W (n+1))^{1/(n+1)}. \quad (54)$$

eksponensiyel model,

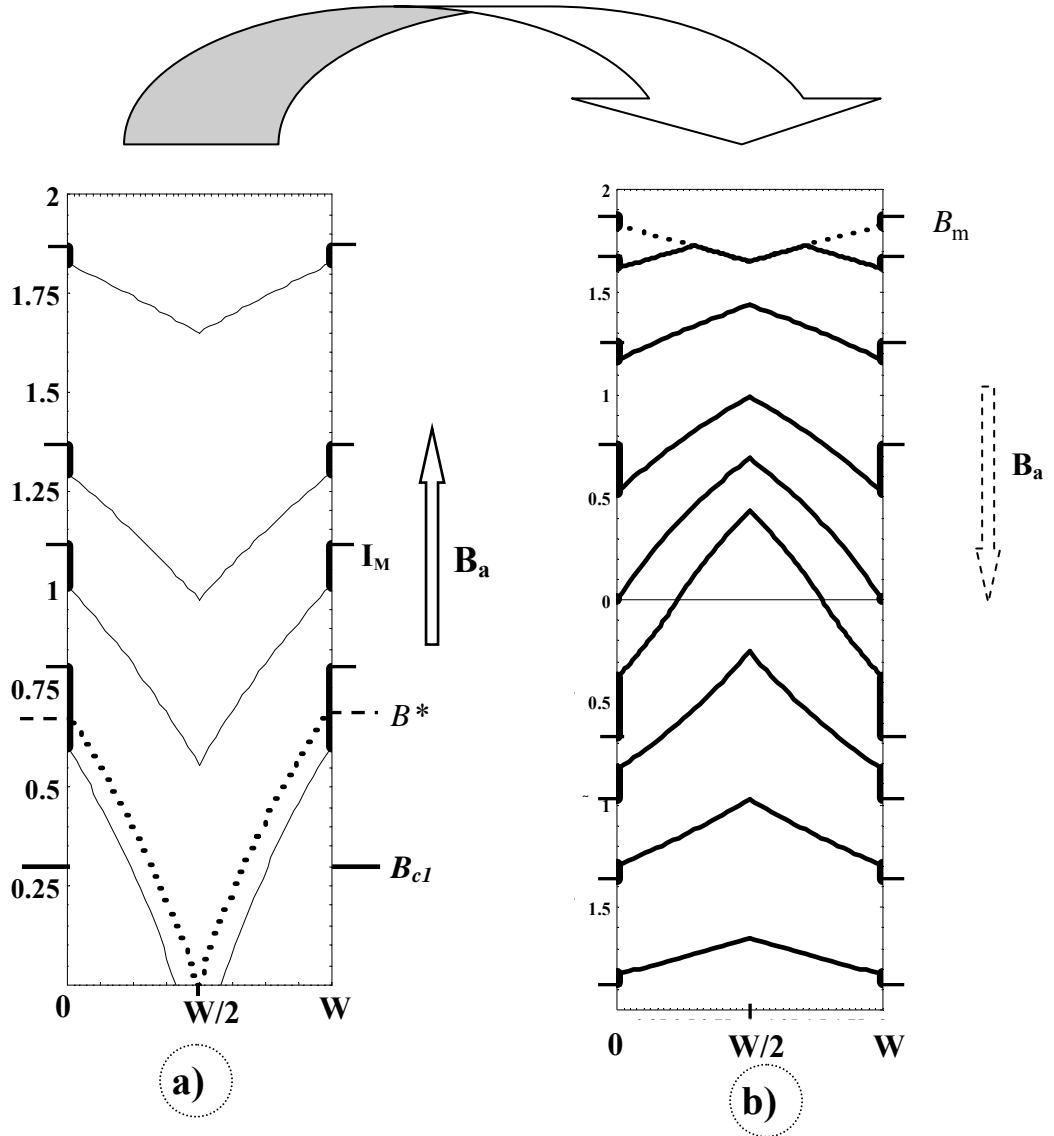
$$B_*^{k+1} - \frac{\ln[1+p]}{p} B_*^k - B_{c1}^{k+1} = 0 \quad (55)$$

$$B_{**} = \frac{\ln[1+2p]}{p} \quad (56)$$

Özel olarak, eksponensiyel model için daha önce Chen ve Golfarb (1989) tarafından sunulan çivilenme parametresi,

$$p = \frac{\mu_0 J_{c0} W}{B_0} \quad (57)$$

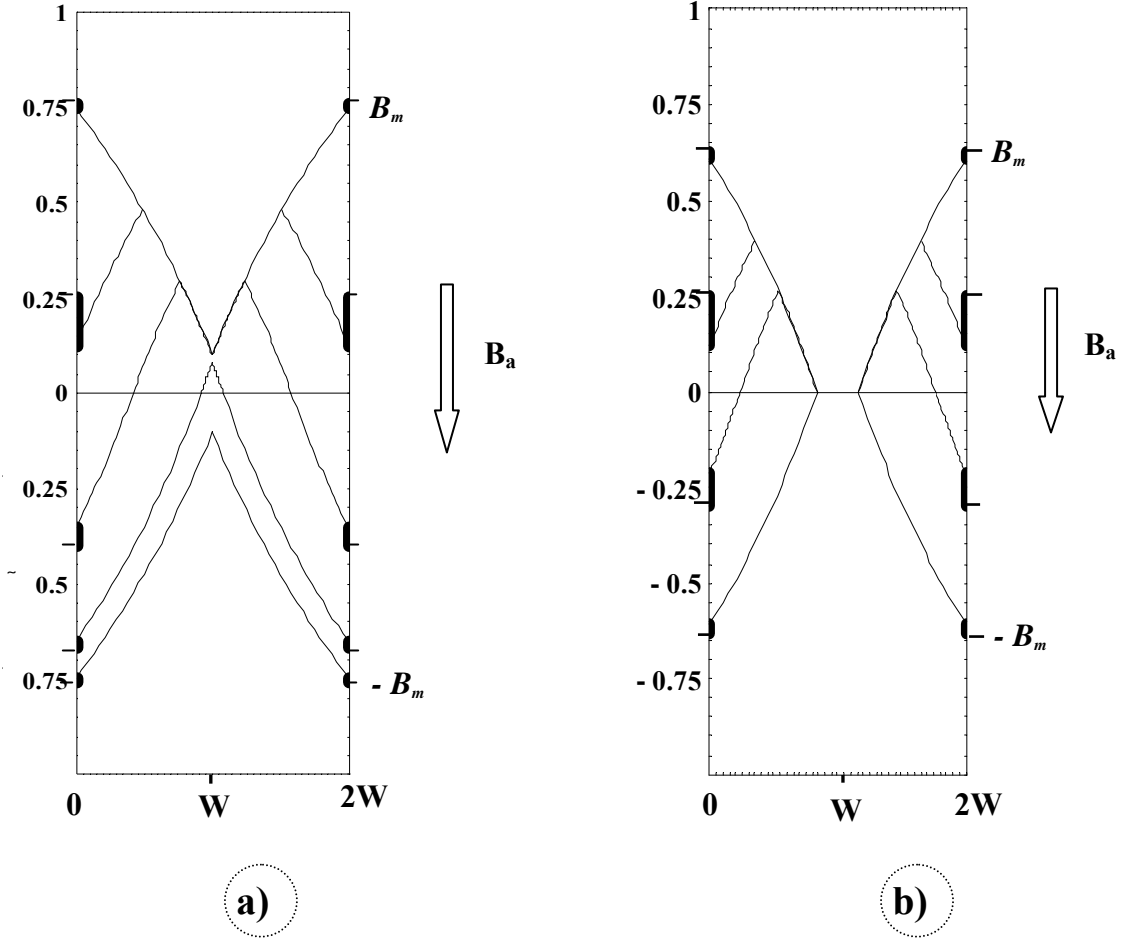
kullanılmıştır.



Şekil 20. a) $B_a=0$ 'dan itibaren B_m 'ye kadar dış alanın artırılması, b) B_m 'den $-B_m$ 'ye kadar alan azaltılması durumlarında, ortaya çıkan akı profilleri. Profiller I. tip alan çevrimini betimlemektedir. Şekillerin sağ ve sol yüzeylerinde kalın dik çizgiler I_M , Meissner akımını betimlemektedir. $B_a=B_{c1}$ oluncaya kadar numune içerisine hiçbir alan nüfuz etmez yani $B(x)=0$ dır. Numune yüzeyine çizilen kalın çizgiler Meissner akımını betimlemektedir

Burada \pm işaretleri, artan ve azalan akı kollarını betimlemektedirler. Uygulanan B_m , maksimum dış alan durumu için, uygulanan maksimum alan değeri $B_{c1} \leq B_m \leq B_*$ ise III. tip alan çevrimi; $B_* < B_m \leq B_{**}$ ise II. tip ve $B_{**} < B_m < B_{c2}$ ise I. tip alan çevrimi olarak isimlendirilir (İnanır, 2002 Yüksek Lisans Tezi).

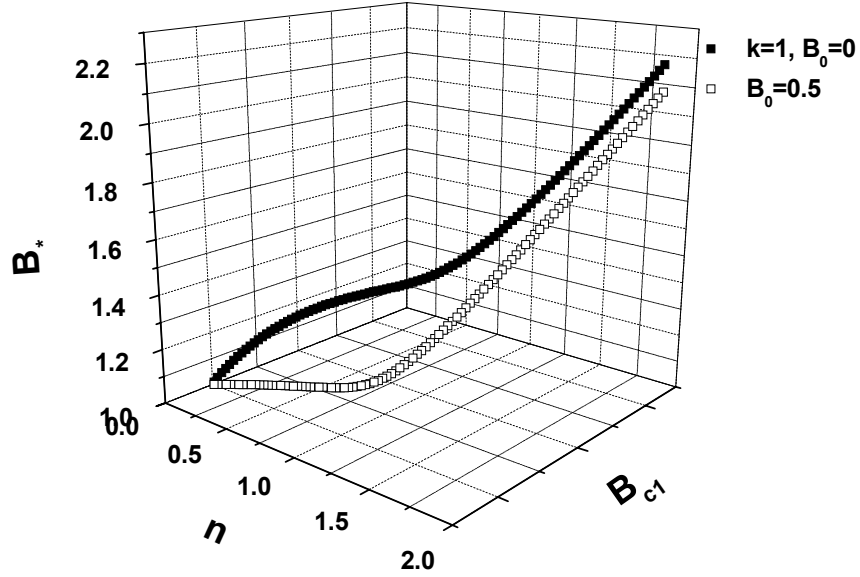
Şekil 20(a), (b)' de (44-50) denklemleri kullanılarak çizdirilen akı yoğunluğu profilleri. Bu şekil, uygulanan dış manyetik alan şartına göre I. tip alan çevrimini temsil etmektedir. Şekil 20(a)'da alan alansız soğutma (ZFC) işleminden sonra $B_a=0$ 'dan itibaren arttırılıyor; alan arttırıldıkça I_M Meissner akımı Denk. (47)'deki bağıntı gereğince azalmaktadır. Şekil 20(b)'de ise alan bu sefer B_m 'den itibaren azaltılmakta, bu durumda I_M , Meissner akımı uygulanan alanı arttırıcı yönde etki yapmaktadır. Alan azalırken $B_a=\mu_0 H_{c1}$ 'ye kadar I_M için Denk. (47) bağıntısı geçerli iken, $B_a=\mu_0 H_{c1}$ 'den itibaren $I_M=B_a$ şeklinde bir bağıllık sergilemektedir. $B_a=0$ 'da $I_M=0$ olmakta ve numune içerisinde maksimum tuzaklanma gerçekleşmektedir.



Şekil 21. a) Uygulanan maksimum dış manyetik alanın değeri $B_{c1} \leq B_m \leq B_*$ iken, süperiletken içerisinde meydana gelen manyetik akı profili, b) B_m dış alanı, $B_* < B_m \leq B_{**}$ bölgesinde iken manyetik akı profili. Numunenin sağ ve sol yüzeyine çizilen kalın dik çizgiler Meissner akımını temsil etmektedir

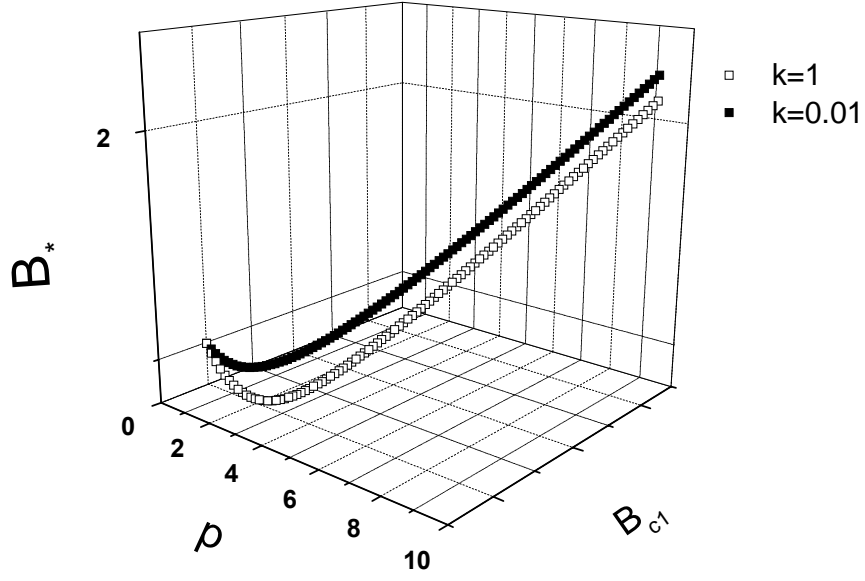
Şekil 21 (a) II. tip alan çevrimini ve (b) ise III. tip alan çevrimini betimlemektedir. Dış alan $-z$ - yönünde arttırılırken, $-B_{c1} \leq B_m \leq -B_*$ alan bölgesi “hibrit” bölgesi olarak isimlendirilir. Dikkat edilirse I., II. ve III. tip alan çevriminin her birinde bu “hibrit” bölgesinin profilleri birbirinden farklıdır. I. tip alan çevriminde bu bölgede iki farklı alan kolunda gerçekleşir. II. alan çevriminde önce üç daha sonra iki farklı alan kolunda gerçekleşir. III. tip alan çevriminde ise dört farklı alan kolunda meydana gelmektedir. Bu her bir kolu çizdirmek için yukarıda çıkartılan profil ifadelerini kullanmak yeterli olacaktır.

Her bir model için B_* , I. nüfuz alanı ifadeleri (51), (53) ve (55) formüllerinin analitik olarak çözülemeyeceği aşikârdır. Bu denklemlerde girilen parametreler için her k değeri için B_* 'nin değeri ancak nümerik olarak bulunabilir.



Şekil 22. Üs yasası modeli kullanılarak $B_0=0$ ve 0.5 değerleri için $n - B_{c1} - B_*$ üç boyutlu grafiği. Kritik akımın alan bağılılığını veren n parametresi 0 ile 2 arasında seçilmiştir ($k=1$)

Şekil 22’de Denklem (51)’in Newton-Raphson sayısal kök bulma metodu kullanılarak farklı B_0 değerleri için $n - B_{c1} - B_*$ üç boyutlu çizimi verildi. Burada ortaya çıkan en dikkate değer durum, düşük H_{c1} ve n değerleri için B_* , önce yavaş artan daha sonra belli bir doyuma ulaşan ve doyumdan sonra hızlı bir şekilde değişen bir biçim sergiliyor. B_0 , değeri arttıkça B_* artış hızı önemli ölçüde düşmektedir. Yani B_0 değeri arttıkça tam akı nüfuzu daha düşük değerlerde gerçekleşmektedir.



Şekil 23. Ekspansiyel model için $p - B_{c1} - B_*$ üç boyutlu çizimi. Meissner eksponenti $k=0.01$ ve 1 olarak seçilmiştir

Şekil 23'te farklı k değerleri $p - B_{c1} - B_*$ çizimi veriliyor. Burada ilginç olarak düşük p ve B_{c1} değerlerinde B_* önce azalmakta ve belli bir minimumdan geçtikten sonra ise hızlı bir şekilde artmaktadır. Bu şekillerden rahatlıkla söylenebilir ki, k değeri arttırıldıkça I nüfuz alanının değeri azalmaktadır. I nüfuz alanının tespiti, gerek birtakım süperiletkenlik parametrelerinin tayin edilmesinde gerekse de deneysel veriyi türetmek için hangi modelin uygulanacağını kararlaştırılmasında büyük öneme haizdir. Bunun için en çok başvurulan yöntem deneme yanılma yöntemidir. Dolayısıyla herhangi bir parametreden başladıktan sonra hangi parametrenin ne kadar arttırılıp hangi oranda azaltılacağı bu şekillere bakılarak kararlaştırılabilir. Burada vurgulanması gereken bir nokta ise her model için bulunan B_* parametresinin $\mu_0 J_{c0} W$ Bean nüfuz alanı boyutunda bir nicelik olduğudur. Sonuç olarak genel üs yasası modeli için n ve ekspansiyel model için p parametrelerine B_* çok sıkı, B_{c1} 'e ise nispeten daha az bağlıdır.

2.1.2 Meissner Akımı Etkisini İçeren Manyetikzorlanım Analizi

Şekil 19'da verilen dilim geometrisi için z -yönünde uygulanan dış manyetik alan yüzünden y -yönündeki genişleme miktarı Ikuta vd.(1993) tarafından şu şekilde verilmiştir:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{2c_0\mu_0W} \int_0^w (B_a^2 - B^2(x))dx. \quad (58)$$

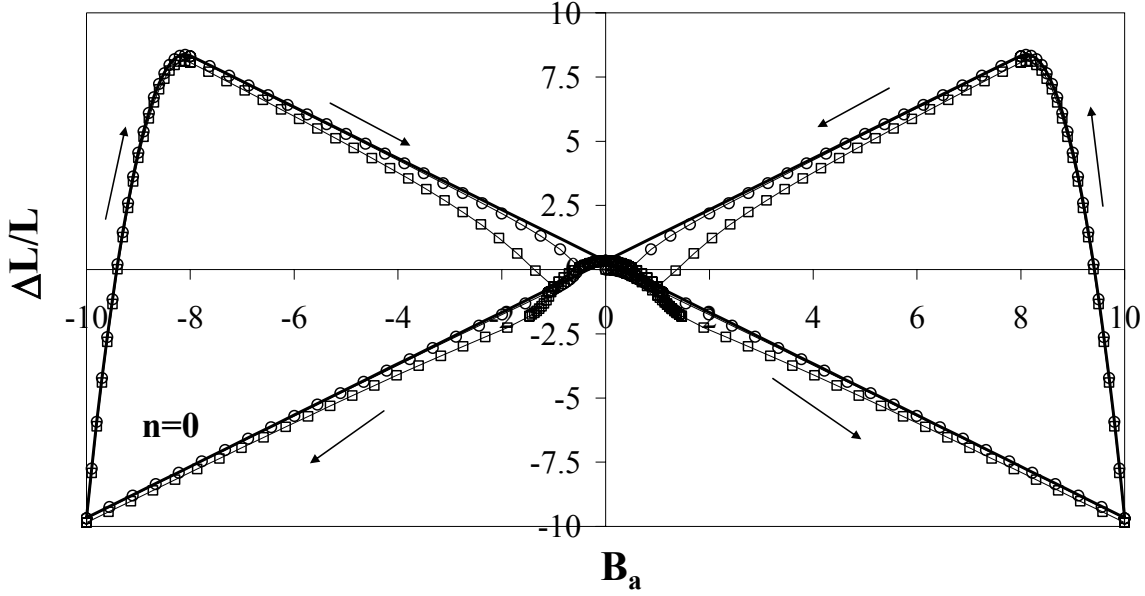
Burada c_0 x -yönü boyunca malzemenin esneklik sabiti, μ_0 boşluğun geçirgenliği, B_a uygulanan dış alan ve son olarak $B(x)$ z -ekseni boyunca dilim içerisindeki manyetik akı yoğunluğudur. Burada şu gerçeği vurgulamak gerekir ki, gerek incelenen dilim gerekse de başka geometriye sahip süperiletkenlerin $\Delta L/L - B_a$ histerezis çevrimlerini elde etmek için numune içerisindeki $B(x)$, akı yoğunluğunu bilmek çok önemlidir. Ayrıca bu bölümde manyetikzorlanım eğrilerini elde etmek için alan değerleri, $B_p = \mu_0 J_{c0} W$ Bean I. nüfuz alanı ile $\Delta L/L$ değeri ise $\Delta L_0/L_0 = B_p^2/2c_0\mu_0W$ ile normalize edilmiştir. Bu normalizasyonların, yalnızca eğrilerinin skalasını değiştireceği, biçimi üzerinde hiçbir etkisi olmayacağı aşikârdır.

Şekil 24'te Bean modeli ($n=0$) için, Denk. (44) ve Denk. (48) kullanılarak, farklı B_{c1} değerleri için çizdirilen manyetikzorlanım eğrileri veriliyor. Eğriler alansız soğutma işleminden sonra numuneye alan uygulandığı kabul edilerek çizdirilmiştir. Burada ilk başlangıç eğrisi $B_a \leq B_{c1}$ 'e kadar numune içerisine hiçbir alan nüfuz edemez yani numune uygulanan alanı dışarılar. Bu durumda manyetikzorlanım uygulanan alana,

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{2c_0\mu_0} B_a^2 \quad (59)$$

biçiminde bir bağıllık göstermektedir. Yani numune uygulanan alanın karesiyle orantılı olarak büzüşmektedir. Yüzeyde dolanan Meissner akımının varlığında ilk başlangıç eğrisinin biçimi parabolik olmaktadır. Tabî ki, bu büzüşme olayında ortamda hiç akı bulunmadığından, $B(x)=0$, akı çivilenmesi sonucu indüklenen manyetikzorlanımdan söz edilemez ve Brandli (1972) tarafından geliştirilmiş termodinamik modeller kullanılarak bu

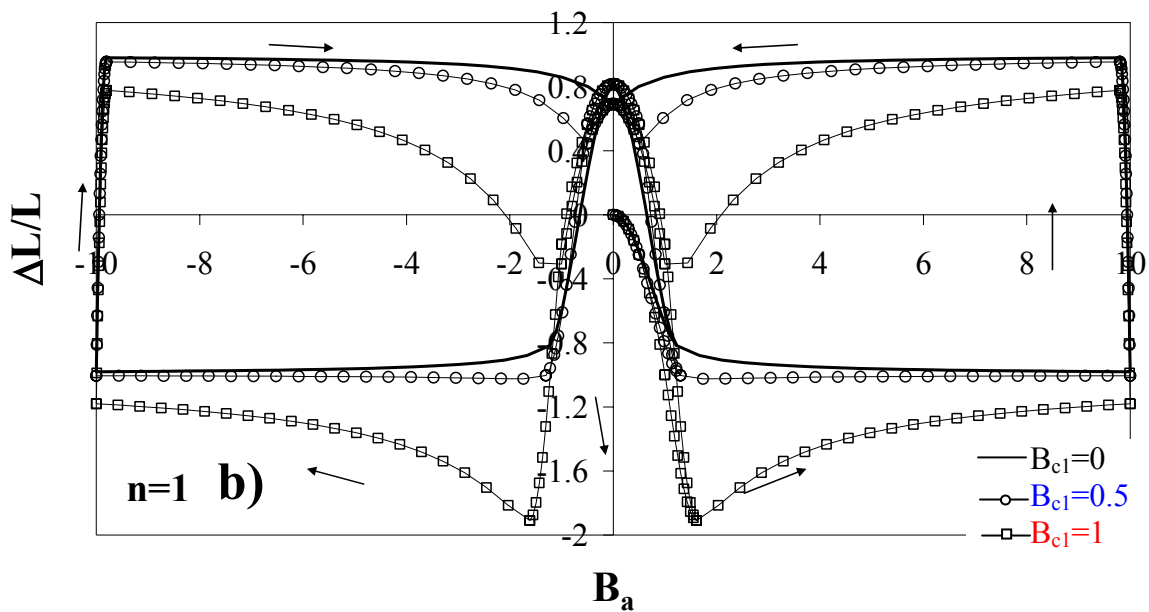
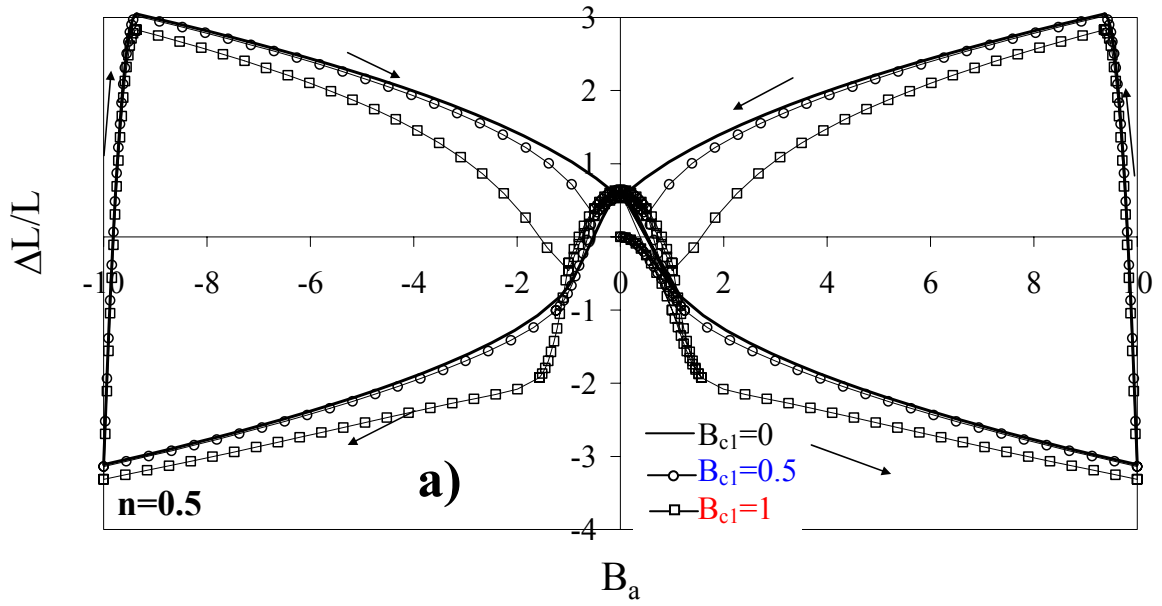
durum oldukça başarılı bir şekilde açıklanabilir. Ayrıca Meissner durumunda B_{c1} arttıkça $\Delta L/L$ 'nin mertebesi de artmaktadır. Şunu vurgulamak gerekir ki, bu durum, Ikuta vd. (1993, 1994) veya Johansen vd. (1998, 1999) tarafından alt kritik alan ihmal edildiği için incelenmemiş bir durumdur.



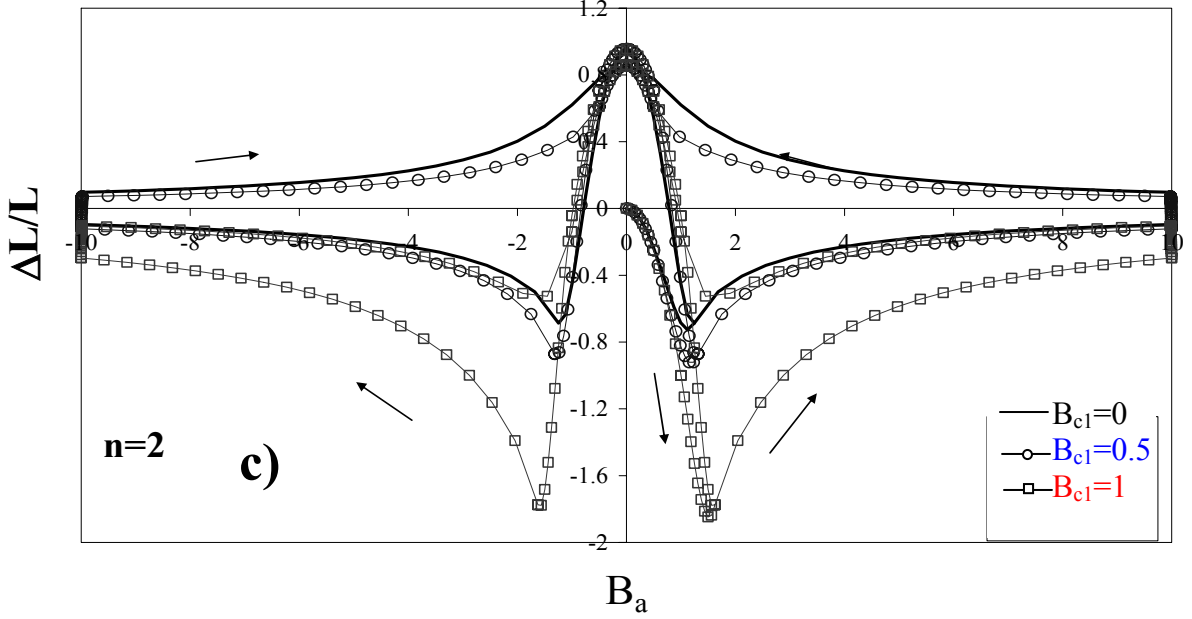
Şekil 24. Farklı I_M katkıları için Bean modeli kullanılarak elde edilen, B_a uygulanan alanına karşı numune boyundaki değişim eğrileri. Burada I_M 'nin katkısını hesaplamak için $B_{c1}=0, 0.5, 1$ ve $k=2$ alınmıştır. Burada oklar alanın artma ve azalma yönünü göstermektedir.

Bean modelinde B_{c1} 'den sonra dış alan arttıkça numunedeki kısalma daha çok lineer bir biçimde olmaktadır; oysa alana bağlı durumda ($n \neq 0$) ise kısalma lineerden çok uzaktır (bk. Şekil 25(a), (b), (c)). Hatta $n=1$ (Kim modeli) durumunda ise küçük alt kritik alanlarda alan artmasına karşın $\Delta L/L = \text{sabit}$ olarak gitmektedir. Bu durumun nedeni sürücü Lorentz kuvveti $\vec{F}_L = \vec{J}_c \times \vec{B}$ durumuna bakılarak kolaylıkla anlaşılabilir. Denk. (41)'deki J_c kullanılarak $n=1$ için bu durumda $F_L \approx J_{c0}/B_0 = sbt$ olarak ortaya çıkmaktadır. Aynı durum azalan akı durumu için de geçerlidir. Hem alandan bağımsız hem de alana bağlı durum için ortak olarak şu sonuç çıkartılabilir; B_{c1} alt kritik alan arttıkça numunede daha fazla bir büzüşme meydana gelmektedir. Bunun sebebi şu şekilde izah edilebilir: B_{c1} arttırıldığında Denk. (47) ile verilen bağıntı uyarınca Meissner akımının değeri artacaktır; bu, kritik akımın alan bağıllığını zayıflatacaktır. Sonuç olarak, kristal örgüye gömülü olan

girdapların numune içerisinde doğru hareket etmesine neden olan sürücü Lorentz kuvvetinin etkisi artacak ve girdaplar ile birlikte çivilenme merkezlerini de daha güçlü bir şekilde numune merkezine doğru çekecektir. Bunun bileşke sonucu daha büyük oranda bir $\Delta L/L$ demektir. Burada diğer bir ilginç sonuç ise alan azaltılmaya başlandığında ortaya çıkmaktadır. Klasik Ikuta vd. (1994) sonucu olan $I_M=0$ durumunda (Şekil 24 ve 25(a), (b), (c))'de düz çizgiye karşılık gelir), malzemedeki büzüşme hızlı bir şekilde genişlemeye dönüşmektedir. n değeri arttıkça bu geçiş daha keskin ve daha düşük alanlarda gerçekleşmektedir.



Şekil 25'in devamı



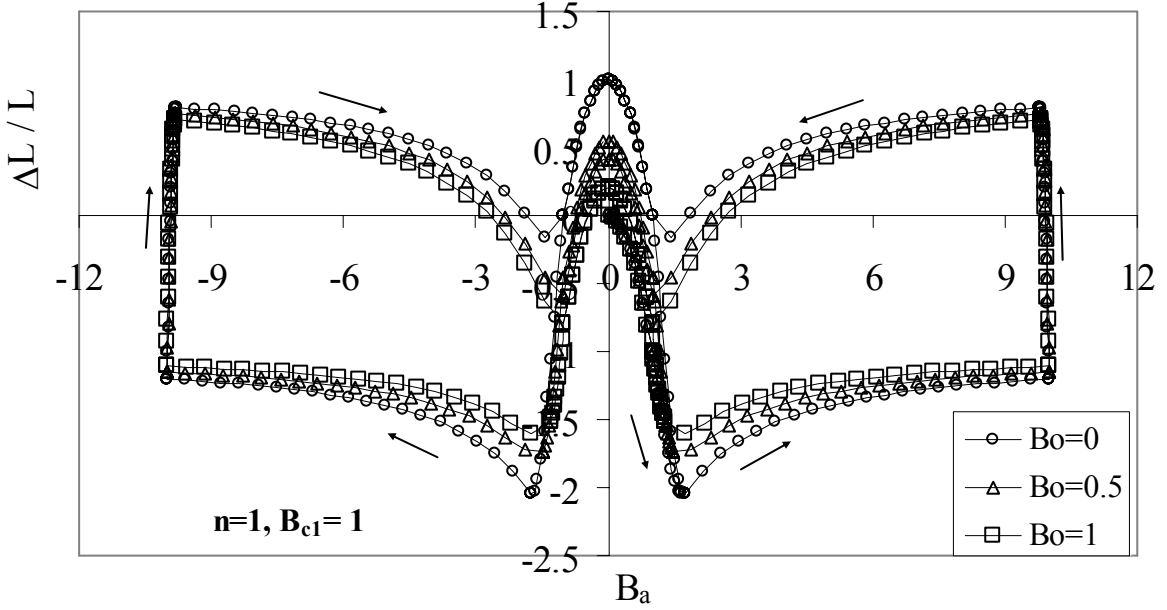
Şekil 25. En genel üs yasası modeli kullanılarak **a)** $n=0.5$ (Yasukochi modeli), **b)** $n=1$ (Kim Modeli), **c)** $n=2$ için, değişik oranlarda I_M , Meissner akımı katkıları dikkate alınarak çizdirilen $\Delta L/L - B_a$ eğrileri. Her şekilde I_M 'nin katkısını hesaplamak için aynı değerde $B_{c1}=0, 0.5, 1$ ve $k=2$ olarak seçilmiştir. Uygulanan alanın maksimum değeri $B_m = 10\mu_0 J_{c0} W$ ve ayarlanabilir parametre $B_0 = 0.5 \mu_0 J_{c0} W$ olarak alınmıştır. Eğrilerin her biri normalize edilmiş formdadır

Alana bağlı olmayan (Bean) ve alana bağlı $n=0.5$ (Yasukochi), 1 (Kim) olan modellerde belli bir miktar Meissner katkısı dikkate alındığında (bk. $B_{c1}=0.5$ için Şekil 24 ve 25(a), (b)), malzemedeki genleşme miktarı $I_M=0$ 'a göre çok daha az oranda gerçekleşmektedir. Bu olay Lenz kanununun doğal bir sonucudur. Yani alan azaltılmaya başlandığında Meissner akımı dış alanı artırıcı yönde etki eder ve dış alan değerini $x=W$ 'da B_a uygulanan alan değerinden daha yüksek bir değerde tutar. Alan değeri azaldıkça uzama miktarı $\Delta L/L$ oranı azalır ve belli bir alan değerinden sonra, $B_a=B_{c1}$, bir minimumdan geçerek parabolik olarak artar. $B_a=0$ 'da numunenin boyutu orijinal boyutundan bir miktar daha uzamış olur. Kalıcı durumun değeri,

$$\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_{REM} = \frac{(\mu_0 J_{c0} W)^2}{2c\mu_0 W} \left(B_0^2 + \frac{-B_0^{n+3} + (1+B_0^{n+1} + n)^{\frac{n+3}{n+1}}}{n+3} + \frac{2B_0(B_0^{n+2} - (1+B_0^{n+1} + n)^{\frac{n+2}{n+1}})}{n+2} \right) \quad (60)$$

ifadesi ile bulunabilir. Bu ifadeye $n=0$ ve $B_0=0$ Bean modeline tekabül eder. Bu parabolik olma hali B_{c1} 'den düşük alanlarda yüzey akımının dış alanı numuneden dışlamasının bir sonucudur.

Diyamanyetik Meissner akımının değeri daha da arttırılırsa, $B_{c1}=1$, dış alanın azalan kolunda $n=0, 0.5, 1$ değerleri için (bk. Şekil 24, Şekil 25(a), (b) içi boş kare) $\Delta L/L$ önce çok hızlı bir şekilde pozitif olmakta, daha sonra alan daha da azaltılırsa $\Delta L/L$ oranı tedricen azalarak belli bir negatiften geçerek $B_a=0$ olduğunda tekrar pozitif olmaktadır. $n=2$ için ise $\Delta L/L$ yarı tersinir (**semi-reversible**) bir davranış sergilemektedir. Yani, ilk alan artırılması kolu boyunca malzemenin boyutundaki kılma, alan azaltılırken ancak çok küçük B_a değerlerinde uzamaya dönüşmektedir. Bu davranış, yukarıda bahsedildiği gibi Meissner akımının uygulanan alanın bir kısmını perdelemesi ile ilintilendirilebilir. Eğer yapılan bir deneyde alan azaltılırken, $\Delta L/L$ negatif bölgede kalıyorsa bu durum ancak yüzeyde dolanan Meissner akımının etkisi ile açıklanabilir.



Şekil 26. $n=1$ Kim modeli dikkate alınarak, farklı B_0 ayarlanabilir parametreler için elde edilen manyetik zorlanım çevrimleri. Meissner katkısı için $B_{c1}=1$ ve $k=2$ olarak alınmıştır ($B_m=10 B_p$)

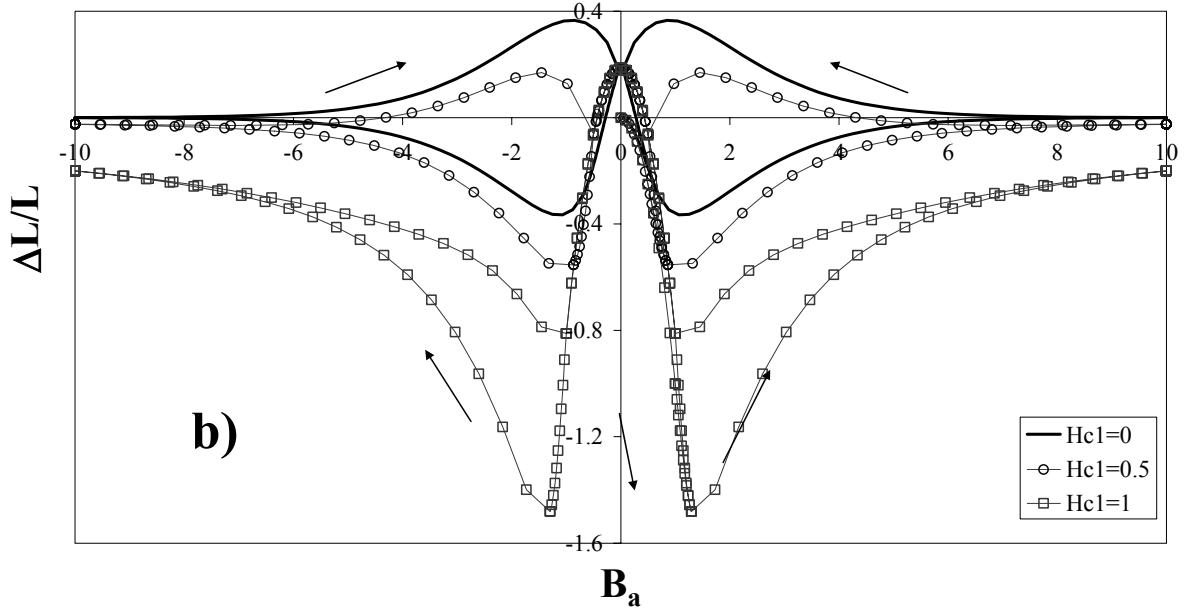
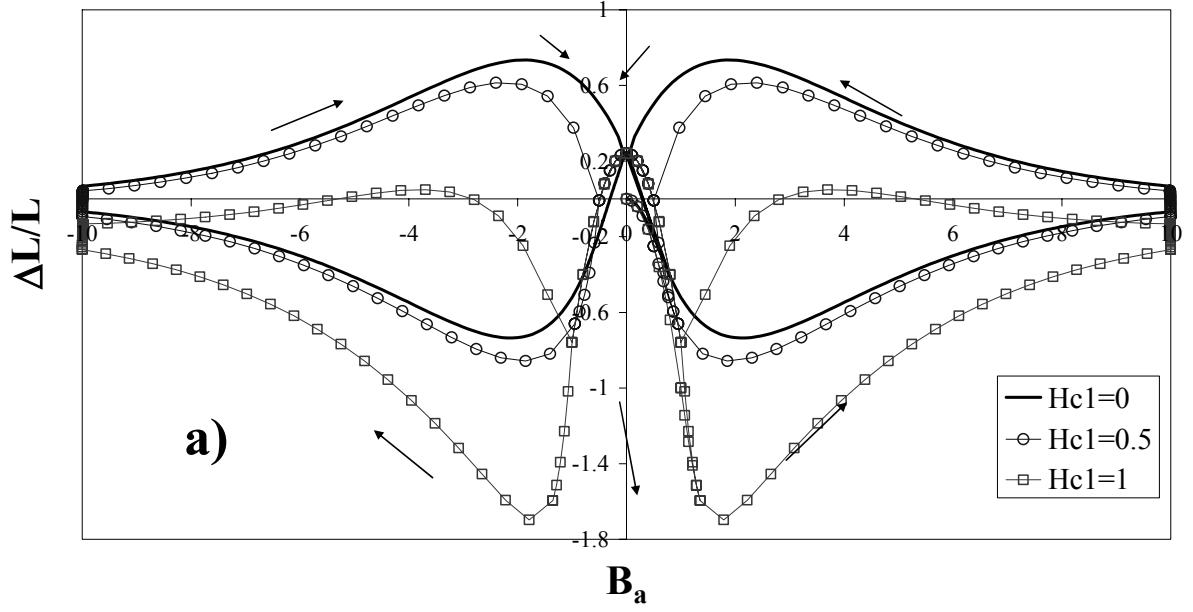
Şekil 26'da farklı B_0 değerleri için elde edilen manyetikzorlanım eğrileri veriliyor. Eğrileri elde etmek için Kim modeli kullanılmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi B_0 parametresinin en dikkate değer etkisi azalan akı kolunda ortaya çıkan vadi üzerindedir. Şöyle bir sonuç çıkartılabilir: B_0 değeri arttırıldığında, belli bir B_m maksimumdan sonra azalan kol boyunca $\Delta L/L-B_a$ çevriminde ortaya çıkan vadi çukurun değeri azalır. Bir diğer sonuç ise kalıcı (**remnant**) durumla ilgilidir B_0 değeri arttırıldıkça $(\Delta L/L)_{REM}$ 'in değeri azalmaktadır. Bu beklenen bir sonuçtur, zira Denk. (60) ifadesinin limiti alınırsa,

$$\lim_{B_0 \rightarrow \infty} \left(\frac{\Delta L}{L} \right)_{REM} = 0 \quad (61)$$

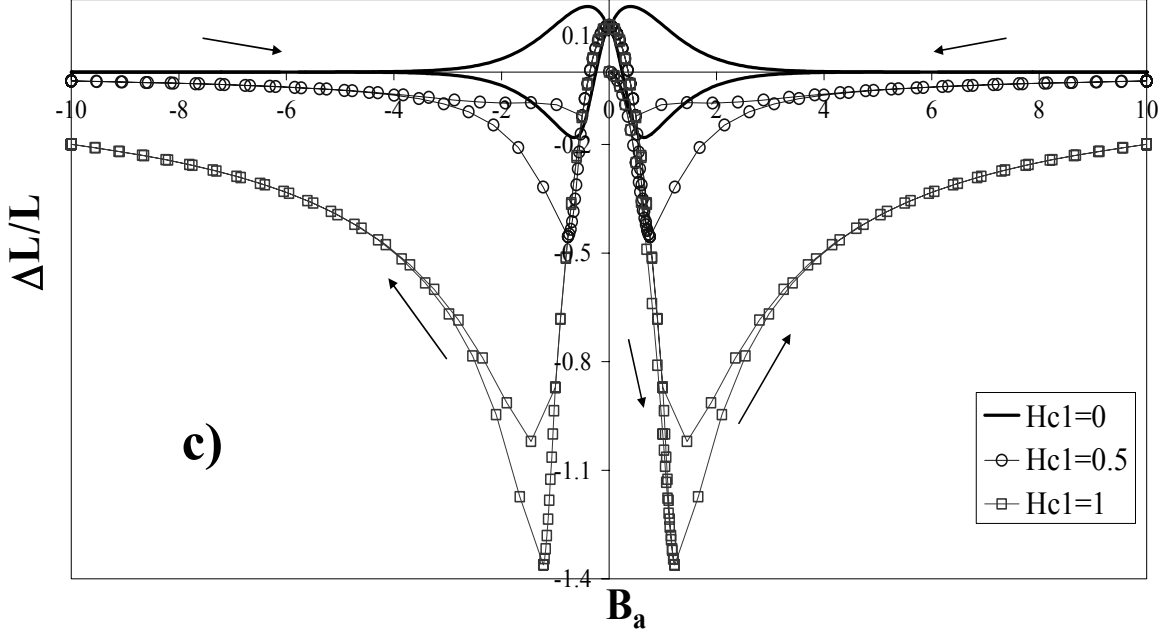
ifadesi elde edilir.

Şekil 27(a), (b), (c)'de eksponensiyel model kullanılarak elde edilen manyetikzorlanım eğrileri gösteriliyor. Eğriler daha önceki kısımlarda bahsedildiği gibi normalize edilmiş formdadır. $B_a \leq B_{c1}$ dış alan değerleri için numune yüzeyinde yalnızca London nüfuz derinliği kadar bir bölgede Meissner akımı akmaktadır ve bu akım $x \geq W$ olan bölgedeki dış alana zıt yönde bir alan üretmektedir. Yani numune içerisine B_{c1} 'e kadar herhangi bir akı nüfuz edememektedir. Bu durumda oluşan numunenin boyutu Denk. (59)'a göre uygulanan alanın karesi ile parabolik olarak kısalmakta ve manyetikzorlanım eğrisi tersinir bir karaktere sahiptir. B_{c1} 'den sonra $\Delta L/L$, B_* I. nüfuz alanı değerine kadar negatif yönde artarak devam etmektedir. B_* 'dan sonraki alan artışlarında $\Delta L/L$ oranı, belli bir minimumdan geçtikten sonra azalarak devam etmektedir. $B_a = B_{irr}$ tersinmezlik alanında $\Delta L/L$ sıfır olmaktadır. Tabi B_{irr} tersinmezlik alanının değeri p değerine oldukça bağlıdır. B_{c1} arttırıldığında Meissner akımının değeri de artmakta ve büzüşme miktarı daha fazla olmaktadır. Aynı şekilde $\Delta L/L$ oranı B_{c1} 'in yanında p değerine de bağlı olduğu Şekil 35'ten kolayca görülebilir. B_a , uygulan maksimum alan B_m ' den itibaren alan azaltıldığında malzemenin $I_M=0$ değerleri için boydaki kısalma uzamaya dönüşmektedir. Küçük p değerlerinde bu azama çok hızlı, büyük p değeri için daha yavaş bir şekilde gerçekleşmektedir. I_M , miktarı arttırıldıkça, örneğin $B_{c1}=0.5$, $p=0.5$ değeri için, Meissner katkısının olmadığı durum gibi numune çok hızlı bir şekilde büzüşmeden genişlemeye dönüşmektedir. Yüksek B_{c1} değerlerinde bu genişleme miktarı daha düşük alanlarda gerçekleşmektedir. $p=1$ için ise alan azaltıldıkça numune hemen hızlı bir biçimde

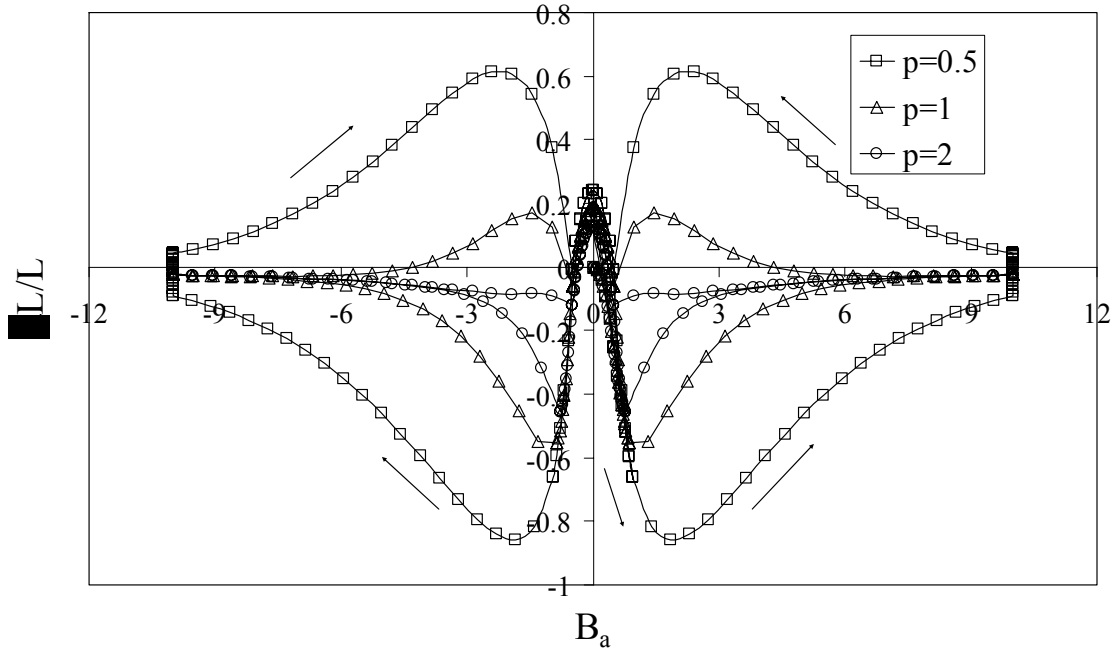
genleşmeye dönüşmemektedir. Yani alan azaldıkça numune, belli bir alan değerine kadar büzüşme miktarı azalarak devam etmektedir. Buradan alan azaltılırken ortaya çıkan bu büzüşme miktarının p parametresine oldukça bağlı olduğu sonucuna ulaşılabilir.



Şekil 27'nin devamı



Şekil 27. Eksponensiyel model; farklı B_{c1} değerleri için $\Delta L/L-B_a$ eğrileri. **a)** Çivilenme parametresi $p=\mu_b J_{c0} W/B_0=0.5$, **b)** $p=1$ ve **c)** $p=2$. Meissner katkısını hesaplamak için $B_{c1}=0, 0.5, 1$ ve $k=2$ olarak alınmıştır. Ayrıca, $B_{c1}=0$ Meissner akımının olmadığı durumu temsil eder. Uygulanan alan $B_m=10 B_p$ mertebesinde



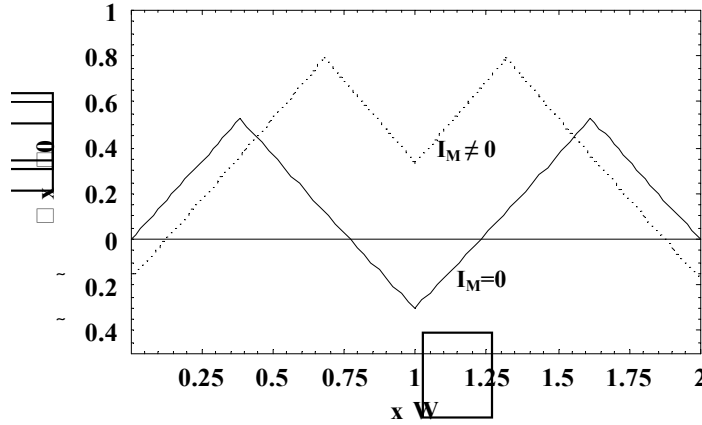
Şekil 28. Eksponensiyel model farklı p çivilenme parametreleri kullanılarak elde edilen manyetik zorlanım çevrimleri. Burada şu parametreler kullanılmıştır: $B_{c1}=0.5$, $k=2$, ve $B_m=10 B_p$

Alışılmadık bu yeni durum, ancak numune yüzeyinde indüklenen Meissner akımının oluşturduğu alanın, kritik akımın alan bağıllığını zayıflattığı ve bu şekilde girdapları numune merkezinden dışarı doğru hareket ettiren sürücü kuvvet $\vec{F}_L = \vec{J}_c \times \vec{B}$ Lorentz kuvvetinin şiddetini düşürmesi ile açıklanabilir.

B_{c1} , değeri daha da arttırılırsa, $B_{c1}=B_p$, seviyesinde iken $\Delta L/L$ hemen hemen tersinir bir durum sergiler. Bu olay denge manyetik zorlanımı olarak nitelenebilir. Manyetik zorlanım eğrisinin pozitif kısmı ile negatif kısmı arasında bir asimetri mevcuttur. Ayrıca $B_a=B_*$ civarında bir çukur meydana gelmektedir. Bu çukurun derinliği Şekil 28'den görüldüğü gibi p parametresine oldukça sıkı bir bağıllık sergiler. $B_a=B_{c1}$ 'den sonra $\Delta L/L$ eğrileri parabolik olarak genişlemektedir ve $B_a=0$ olduğunda kalıcı durum,

$$\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_{REM} = \frac{(\mu_0 J_{c0} W)^2}{2c\mu_0 W} \left(\frac{2p + (1+p)(-2 + \ln[1+p]) \ln[1+p]}{p^3} \right) \quad (62)$$

şeklinde ifade edilebilir. $p \rightarrow \infty$ limitinde ise $(\Delta L/L)_{REM}=0$ olur.



Şekil 29. Belli bir maksimumdan itibaren alan azaltılması işleminde numune içerisinde ortaya çıkan stres dağılımının Meissner etkisinin olduğu ve olmadığı durumlar için karşılaştırılması. Numune boyu $2W$ olarak alınmıştır ve numunenin merkezi W olarak kabul edilmiştir. $I_M \neq 0$ durumu için $B_{c1}=0.5$, $k=2$, $p=0.5$ ve $B_m=10 B_p$ olarak alınmıştır. Burada, $\sigma_0 = B_p^2 / 2\mu_0$ 'dir

$B_a=B_m$ 'den itibaren alan azalırken numune içerisinde oluşan $I_M = 0$ ve $I_M \neq 0$ için iç stres $\sigma(x)$ dağılımı Şekil 29'da verilmektedir. $I_M=0$ durumunda alan azaltıldığında, kritik

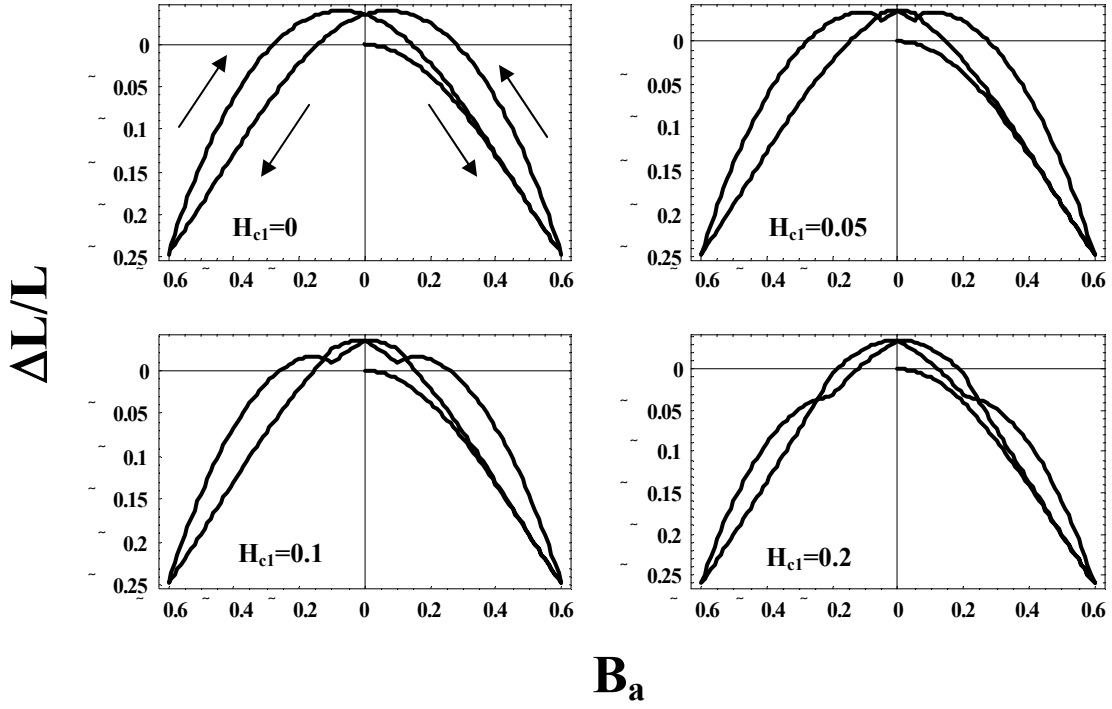
akım numunenin dış kısımlarında yön değiştirmektedir. Bu yeniden manyetize olmuş bölgede, yapısal kuvvet merkezden dışarı doğrudur; oysa bu kuvvet numunenin iç kısımlarında değişmeden kalmaktadır. Bu alan azaltılması durumunda numune hem sıkıştırıcı hem de genişletirici kuvvetlerin etkisi altında kalmaktadır. Alan azaltılırken aksel stres numunenin dış kısımlarında gerilmeye dönüşmektedir. Gerilme dış kısımlarda iç kısımlara göre iki kat daha fazladır. Bu stres dağılımında en dikkate değer nokta ise, Meissner akımının olmadığı ($I_M=0$) durumda iç stres daha çok numunenin dış kısımlarında oluşuyorken, aynı B_a durumu için $I_M \neq 0$ durumunda gerilme daha çok numunenin iç kısımlarında oluşmakta ve gerilmenin mertebesi daha büyüktür. Ayrıca $I_M \neq 0$ durumunda numune içerisine doğru yönelen yapısal kuvvetler ile numunenin dışına doğru yönelen yapısal kuvvetler arasında bir dengesizlik mevcuttur. $I_M=0$, durumunda numune yüzeyindeki stres sıfır iken, Meissner katkısının olduğu durumda negatif bir stres söz konusudur. Bu durum doğal olarak Meissner akımının numune içerisine doğru ilave bir kuvvet oluşturabileceği fikrini doğurmaktadır. Alan azaltıldığında ise $B_a=B_*$ 'da numune içerisinde dışa doğru çok büyük bir stres mevcuttur ki, bu durum manyetik zorlanım eğrilerindeki minimumun olduğu yerdir. Numune içerisindeki stres dağılımı $\sigma(x) = (B(x)^2 - B_a^2) / 2\mu_0$ ifadesi bulunabilir. Bu durumda stres dağılımı,

$$\sigma(x) / \sigma_0 = \begin{cases} \frac{1}{p^2} \left(\ln \left[e^{(B_m - I_M)^p} - p(1-x) \right] \right)^2 - B_a^2 & W \leq |x| \leq x_i \\ \frac{1}{p^2} \left(\ln \left[e^{(B_a - I_M)^p} + p(1-x) \right] \right)^2 - B_a^2 & x_i \leq |x| \leq 2W \end{cases} \quad (63)$$

biçimindedir. Burada x_i , azalan ve artan akı kollarının çakıştığı noktadır. Bu durumda numune içerisinde x_m , stresin maksimum olduğu nokta ($\left. \frac{\partial \Delta \sigma(x)}{\partial x} \right|_{x=x_m} = 0$),

$$x_m = \frac{-1 + e^{(B_m - I_M)^p} + p}{p} \quad (64)$$

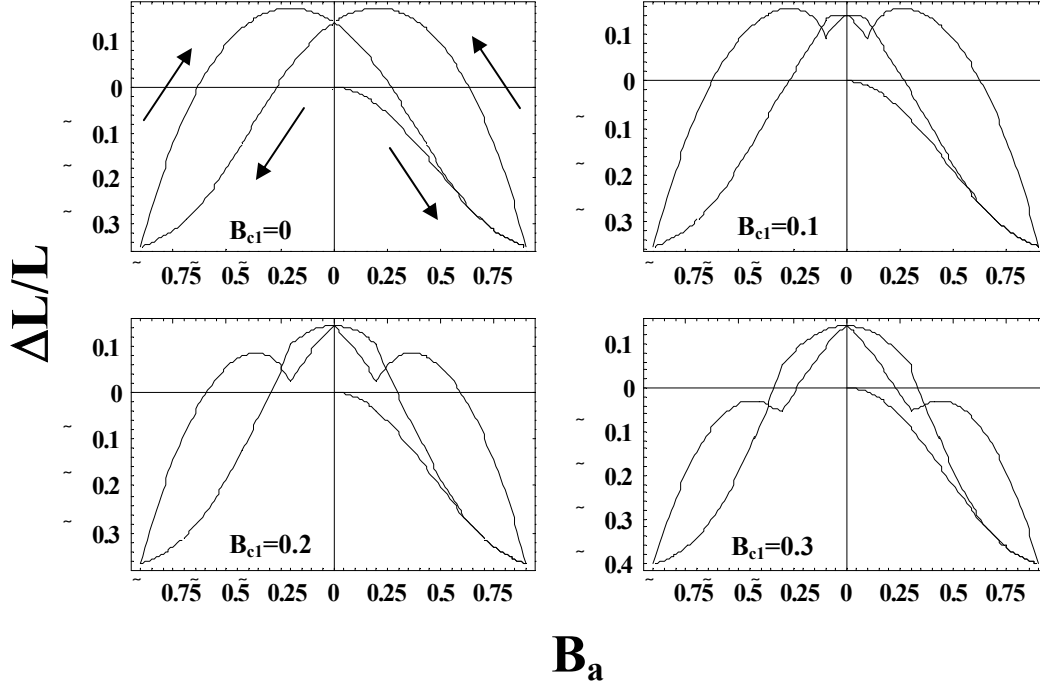
ile bulunabilir. Ayrıca burada şunu vurgulamak gerekir ki, alan aktivasyonu işlemlerinde bu noktada numune içerisinde çatlaklar ya da kırılmalar meydana gelebilir.



Şekil 30. Farklı B_{c1} değerleri için eksponensiyel model; III. tip alan çevrimi. Burada $k=2$, $B_m = 0.6 B_p$. Oklar eğrinin gidiş yönünü göstermektedir

Uygulanan dış manyetik alanın değeri, daha önce bahsedildiği gibi, $B_{c1} \leq B_m \leq B_*$ aralığında ise, literatürde genellikle III. tip alan çevrimi olarak isimlendirilen bir durum ortaya çıkar. Şekil 30'da, $B_m = 0.9 B_p$, III. tip alan çevrimi için $\Delta L/L - B_a$ çevrimi gösteriliyor. ZFC'den B_{c1} 'e kadar süperiletken, uygulan dış alan B_a 'nın karesi ile uygun bir biçimde kısalıyorken, B_{c1} 'den sonra alan artarken boyca kısalma daha çok lineer biçimde gerçekleşmektedir. Bu şekillerde en dikkate değer nokta, alan azaltılırken $B_a = B_{c1}$ 'de bir vadi meydana gelmektedir. Ayrıca B_{c1} 'den sonra tıpkı denge manyetik zorlanım ölçümlerinde görüldüğü gibi $\Delta L/L$ lineer olarak hareket etmektedir.

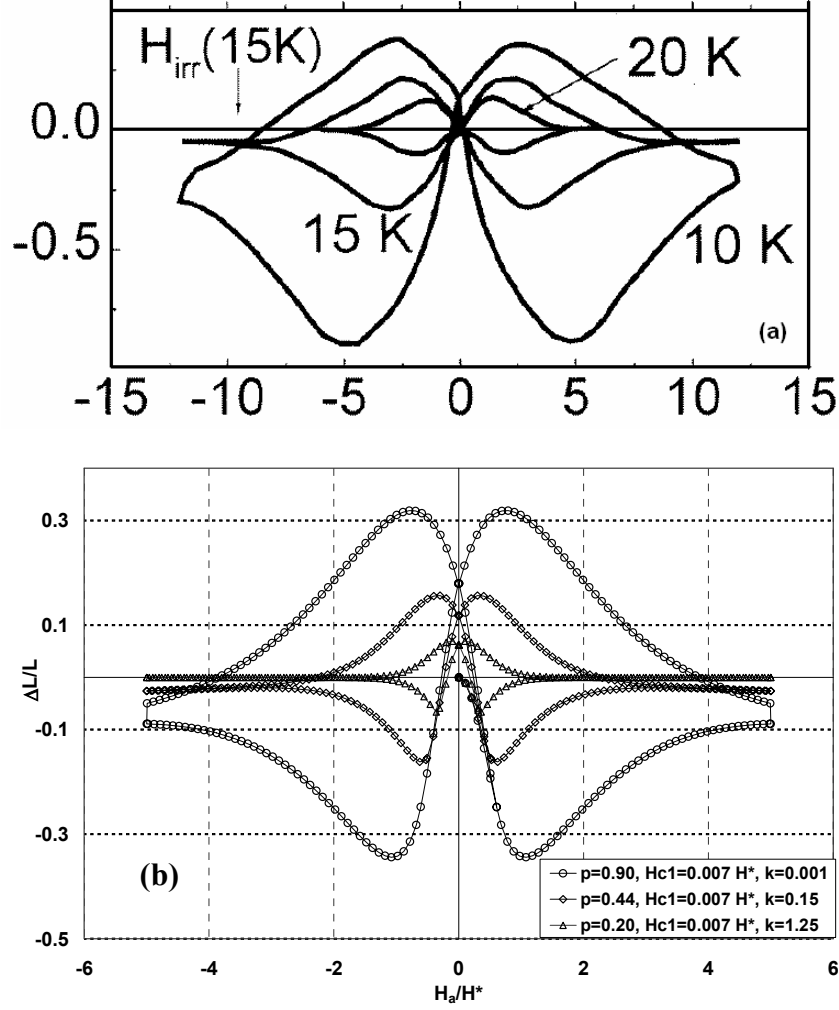
Şekil 31'de ise uygulanan maksimum dış alan bakımından II. tip alan çevriminde gerçekleşen manyetik zorlanım eğrileri veriliyor. Alan artırılması sürecinde B_{c1} , arttırıldıkça çok küçük olmakla birlikte $\Delta L/L$ miktarı negatif yönde artmaktadır. Bu B_{c1} 'in artması, kritik alanın alan bağıllığını zayıflattığı şeklinde açıklanabilir. Büyük B_{c1} 'değerleri için, alan azaltılması ve kalıcı tuzaklanma gerçekleştikten sonra tekrar alan artırılması işleminde $B_a = B_{c1}$ 'de dikkate değer bir kırılma meydana gelmektedir. Bu kırılma daha ileri bir analiz gerektirmektedir. III. tip alan çevriminde olduğu gibi aynı şekilde alan azaltma işleminde $B_a = B_{c1}$ 'de bir minimum meydana gelmektedir.



Şekil 31. II. tip alan çevrimi için $\Delta L/L-B_a$ çevrimi. $k = 2$, $B_m = 0.6 B_p$ olarak alınmıştır. Oklar alanın artış yönünü göstermektedir.

2.1.3 Deneysel Verilerle Karşılaştırma

Şekil 32(a)'da farklı sıcaklıklarda yapılan deneysel $\Delta L/L - H_a$ eğrileri veriliyor. Şekile bakıldığında, özellikle 10 ve 15K'de gerçekleştirilen ölçümler için, $\Delta L/L - H_a$ histerezisinin pozitif bölgesinde kalan alanı ile negatif bölgesinde kalan alanı arasında oldukça belirgin bir asimetri olduğu kolaylıkla görülebilir. Aynı şekilde 10 K'de de belli belirsiz bir asimetri vardır. Bu asimetri orijinal kritik hal yaklaşımı ile türetilenmemektedir. $\Delta L/L - H_a$ teorik eğrilerini elde etmek için manyetik akı yoğunluğu üzerine kritik akımın alan bağıllığı eksponensiyel formda $J_c = J_{c0} e^{-B(x)/B_0}$ alınmış ve geometri olarak ideal sonsuz uzunlukta dilim seçilmiştir. Meissner yüzey akımı üzerine $B_a = \mu_0 H_a$ tarafından uygulanan tersinir iç basıncı dikkate alarak Şekil 32(b)'de gösterilen teorik eğriler elde edilmiştir.

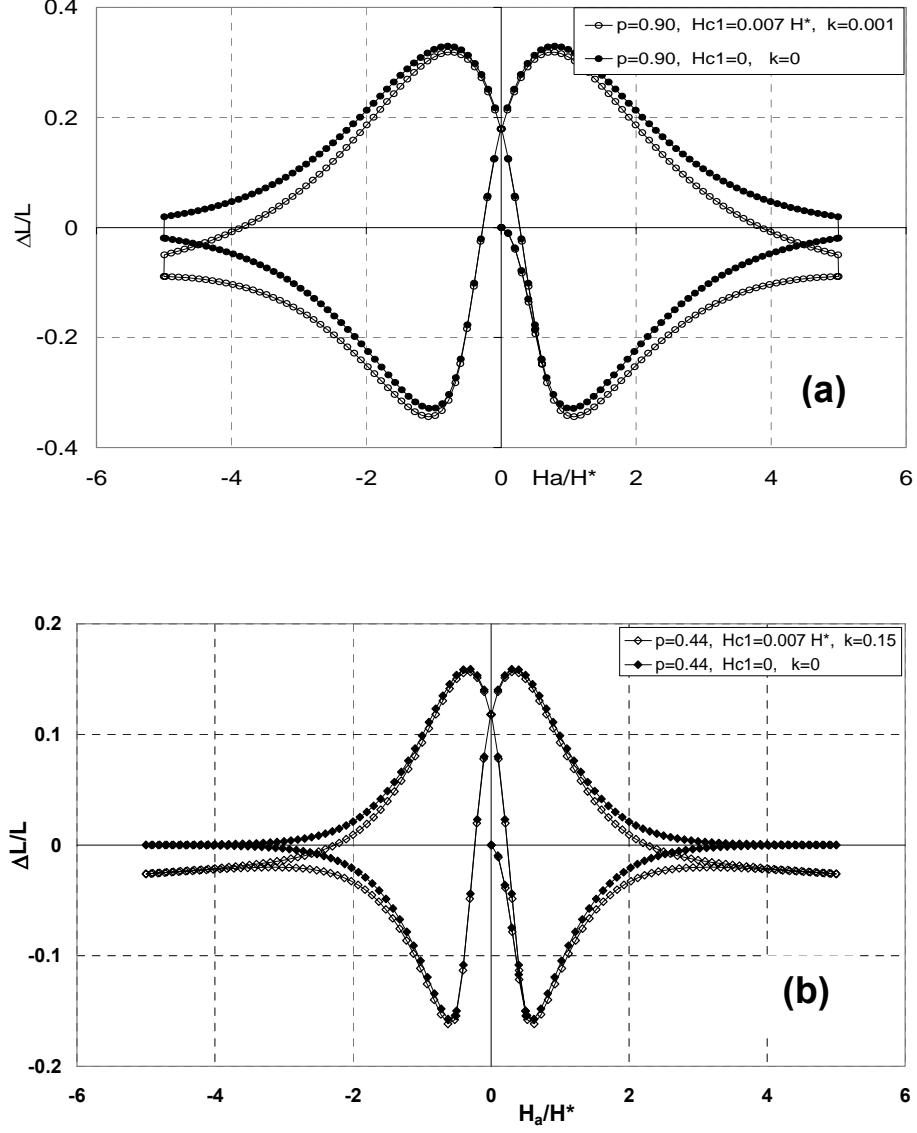


Şekil 32. (a) Kaynak (Chabanenko vd., 1998) Şekil 3 ve kaynak (Chabanenkovd., 1998) Şekil 4'te çeşitli sıcaklıklarda $LaSrCuO$ tek kristalinde manyetik zorlanım ölçümleri gösteriliyor. (b) Ikuta vd. (1994) tarafından geliştirilen analitik ifadelerde Denk. (43) vasıtasıyla manyetik zorlanıma Meissner akımının katkısını dikkate alarak hesaplanan teorik eğriler gösteriliyor. Uygulanan alan H_a , alt kritik alan H_{c1} , Meissner akımı $I_M = M_{rev}$, alan profilleri $H(x) = B(x)/\mu_0$, $H_p = J_{c0}D$ ile normalize edilmiştir. Manyetik zorlanım ise $2\mu_0 c_0$ ile normalize edilmiştir

Şekil 32(a) ve b'de gösterilen eğri çiftleri 15 ve 10 K'de teorik manyetik zorlanım eğrilerine açıkça Meissner yüzey akımının katkısını göstermektedir. İdeal dilim geometrisi için, $\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$, Maxwell denkleminin kritik hal biçimini $dB/dx = \pm \mu_0 J_c$ kullanarak ve x 'ten W 'ya kadar integral alındığında akı profilleri için şu ifadeler elde edilir:

$$B(x) = B_0 \ln[\exp(B_s / B_0) \pm \mu_0 J_{c0} (D - x) / B_0] \quad (65)$$

$$B(x) = B_0 \ln[2 - \exp(B_s / B_0) \pm \mu_0 J_{c0} (D - x) / B_0]. \quad (66)$$



Şekil 33. (a)'da içi boş noktalar ile ve (b)'de içi boş kareler ile gösterilenler Şekil 32(b)'de gösterilenler ile aynıdır. (a)'da dolu noktalar ve (b)'de içi dolu kareler ile gösterilen eğriler eşdeğerleri gibi aynı parametrelerle hesaplandı, ancak $I_M=0$ olarak alındı; böylece manyetik zorlanıma Meissner akımının katkısı dikkate alınmamış oldu

Burada B_s , $x = D - \lambda$ yüzeyinde, $B(x)$ akı yoğunluğunu betimler (bk. Şekil 20). I_M akımı perdeleyen Meissner alanı $\lambda \ll D$ nüfuz derinliğinde dolanmaktadır. Denk. (65) $B_s + z$ -

yönünde artırılır / azaltılır ve Denk. (66) B_s çok büyük bir pozitif değerden azaldıktan sonra negatif yönde (*bk.* Şekil 20) B_{c1} 'in üzerinde artırıldığı zaman iç $0 \leq x \leq x_0$ bölgesindeki $B(x)$ manyetik alan profilini tanımlar. x_0 , $B(x)=0$ olduğu yeri gösterir.

Denklemler 58, 65, 66 kullanılarak seçilen parametreler için Şekil 32(b) ve Şekil 33 (a) ve (b) gösterilen eğriler elde edilir. Hesaplamalarda manyetikzorlanım $2\mu_0 c_0$ ile normalize edilmiştir. H_a uygulanan dış alan, H_{c1} alt kritik alan ve $H_0 = B_0/\mu_0$ parametresi aynı şekilde $H_p = J_{c0}W$ parametresi ile normalize edilmiştir.

10 ve 15 K'de Meissner akımı üzerine etki eden Lorentz kuvvetinin manyetikzorlanıma teorik katkısı görsel olarak Şekil 33(a) ve (b)'de gösterilen eğrilerin her bir çiftini karşılaştırarak bulunabilir. Ikuta vd. [1994, Denk. (54)]'e göre ölçülen manyetikzorlanıma tersinir katkı $\Delta\left(\frac{\Delta L}{L}\right) = \frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\uparrow + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\downarrow}\right\}$ ifadesi yardımıyla bulunabilir. Burada $(\Delta L/L)_\uparrow$ ve $(\Delta L/L)_\downarrow$ sırasıyla artan ve azalan alan kollarında gerçekleşen manyetikzorlanımdır. Şekil 32(a)'da verilen Chabanenko vd (1998,1998) gözlemlerine bu yaklaşım yardımıyla manyetikzorlanıma tersinir alanın değerinin $\mu_0 H_{irr} \approx 5$ Tesla olduğu tespit edilebilir.

Chabanenko vd.'nin 4.2 K'de yaptıkları manyetizasyon; 10 ve 15 K'de yaptıkları manyetikzorlanım (*bk.* Şekil 32(a)) verilerinden ilk nüfuz alanının, $B_p = \mu_0 J_{c0} D$ 'nin 2 ile 4 Tesla bölgesinde olduğu bulunmuştur. Farklı Sr muhtevası için, Kobayashi vd. (1995)'nin $LaSrCuO$ tek kristali üzerine yaptıkları manyetizasyon ölçümlerinden B_p aynı bölgede bulunmuştur. Bununla beraber, Meissner etkisini dikkate alarak yapılan modelleme hesabında ortaya çıkan $\mu_0 H_{c1}$ değerleri bu malzemeler için beklenen değerlerden iki ile üç kat daha büyüktür. Muhtemelen Chabanenko vd. (1998, 1998) numunesinin sonlu geometrisi Meissner akımının katkısını daha da artırır.

2.2 Normal Durum Katkısının Manyetikzorlanıma Etkisi

B_{c1} alt kritik manyetik alanından büyük ve B_{c2} üst kritik manyetik alanından küçük bir B_a dış manyetik alan bir süperiletkene uygulanırsa, birinci bölümde anlatıldığı gibi, bir manyetik faz olan karışık hal kurulmuş olur. Süperiletkende indüklenen akım ve uygulanan alanın etkileşmesi sonucunda oluşan manyetik kuvvetler, II. tip süperiletkenlerde manyetikzorlanım meydana getirebilir. Şiddetli çivilenme sonucu süperiletkenlerde meydana gelen manyetikzorlanım tersinmezdir. Bu nedenle hem *DSS*'lerin, hem de *YSS*'lerin çivilenme ile ilgili özelliklerinin incelenmesi için kritik hal modelleri mükemmel bir vasıta olmuştur.

Akı çivilenmesi sonucu indüklenen manyetikzorlanım ilk defa Ikuta vd. (1993) tarafından $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ tek kristalinde gözlemlenmiştir. Uygulanan alana karşı bu numunede keşfedilen boyudaki histerezis, $2d$ kalınlığında dilim geometrisine sahip numuneler için kritik hal modelleri kullanılarak başarılı bir şekilde modellenmiştir (Ikuta vd., 1993; Ikuta vd., 1994). Alanlı soğutma işleminden sonra, azalan alan durumu için silindirik bir geometriye sahip süperiletken numune içerisinde meydana gelen iç stresin modellenmesi Ren vd. (1995) tarafından gerçekleştirilmiştir. Daha gerçekçi geometriler (silindir, dikdörtgenel dilim, disk, içi boş silindir vs.) için akı çivilenmesi sonucu oluşan manyetikzorlanım analizi Johansen vd. tarafından gerçekleştirilmiştir (Johansen vd., 1998; Johansen vd., 1998; Johansen, 1999; Johansen, 1999).

Bütün bu hesaplamalarda, seçilen geometrilerden dolayı, diyamanyetizasyon etkisi hep ihmal edilmiştir. Bu etkinin dikkate alındığı iki çalışma vardır. Birinci çalışmada, kalınlığı d ve genişliği $L=2a$ olan çok ince düz bir süperiletken için manyetikzorlanım ifadeleri Nabialek vd. (1998) ve Eremenko vd. (1998) tarafından verilmiştir. Her iki çalışmada da akı dağılımı ve akım yoğunluğu için, Bean modeli çerçevesinde, Brandt (1994) tarafından çıkartılan ifadeler kullanılmıştır. İkinci çalışmada, manyetik alan disk düzlemine dik olarak uygulanan, yarıçapı R ve kalınlığı d ($d \ll R$) olan süperiletken dairesel disk için Johansen ve Shantsev (2003) tarafından diyamanyetizasyon etkisi dikkate alınarak problem çözülmüştür. Alana bağlı kritik hal modelleri için bu tip problemlerin çözümünde birtakım integral denklemlerini nümerik olarak çözmek gerekir. Son zamanlarda “Sonlu Elemanlar Yöntemi” (**Finite Element Method**) kullanılarak manyetik aktivasyon süresince süperiletken malzeme içerisinde stres dağılımı hesabı yapıldı (Tsuchimoto ve Tagashima H., 2004).

Ikuta vd. ve diğer araştırmacılar tarafından geliştirilen modeller, deneysel manyetikzorlanım eğrilerinin desenini teorik olarak başarılı bir şekilde türetebilmektedir. Ancak, bu modellerin ortaya koyduğu öngörüler ile birtakım deneysel sonuçlar uyuşmamaktadır. Ortaya çıkan uyumsuzlukları açıklayabilmek için bu modeller üzerinde birtakım düzeltmeler yapılmıştır (Koziol ve Dunlap, 1996; Nabialek vd. 1998; Çelebi vd. 2005).

Bu bölümün amacı şu şekilde özetlenebilir: Literatürde sunulan birtakım deneysel manyetikzorlanım histerezislerinde kritik hal modellerinin öngörülerini uyuşmayan birtakım anormallikler gözlemlenmiştir (van Dijk vd., 1995, Ikuta vd., 1993; Nabialek vd., 2002; Nabialek vd., 2003). En çok karşılaşılan anormallik, alansız soğutma (ZFC) işleminden sonra, dış manyetik alan arttırıldııkça yüksek alanlarda $\Delta L/L$ 'nin işaret değiştirmesidir (negatif $\Delta L/L$ 'den pozitif $\Delta L/L$ 'ye geçiş). Oysa kritik hal modellerinin öngörüsü böyle bir işaret değişiminin olmayacağı şeklindedir. Başka bir deyişle, mevcut modeller böyle bir işaret değişimini türetememektedir. Dış alan arttırılırken, $\Delta L/L-B_a$ eğrilerinde ortaya çıkan işaret değişimini ilk defa Koziol ve Dunlap (1996) tarafından normal-durum katkısı dikkate alınarak modellenmiştir. Bu modelleme çalışmasında, Bean modeli kullanılarak, farklı oranlarda normal-durum katkısı için $\Delta L/L-B_a$ eğrileri çizilmiştir. Bu bölümde, Koziol ve Dunlap'ın çalışması daha da geliştirilmiş ve Bean (1962; 1964), Kim (1963), üs yasası (Irie ve Yamafuji, 1967), eksponensiyel (Fietz vd., 1964) ve lineer (Watson, 1968) kritik hal modellerine normal-durum katkısı ilave edilerek manyetikzorlanımın eğrileri çizilmiştir. Literatürde $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ ve MgB_2 süperiletkenlerinin manyetikzorlanım ölçümlerinde ortaya çıkan böyle bir anormallik, bu çalışmada eksponensiyel kritik hal modeli kullanılarak türetilmiştir.

2.2.1 Normal Durum Katkısını İçeren Manyetikzorlanımın Modellenmesi

2D kalınlığında süperiletken bir dilim göz önüne alınıyor (bk. Şekil 19). Manyetik alan z-ekseni boyunca uygulanmaktadır. Numunenin uzunluğu y-ekseni boyunca sonsuz kabul edilmekte ve x-ekseninde oluşabilecek boyutsal değişimler incelenmektedir. Seçilen geometriden dolayı diyamanyetizasyon etkisi ihmal edilmektedir. Bu durumda numune boyutundaki nispi değişim $\Delta L/L$, Ikuta vd. (1993) tarafından şu şekilde verilmiştir:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{1}{2 c_0 \mu_0 D} \int_0^D (B_a^2 - B^2(x)) dx. \quad (67)$$

Burada c_0 x -yönü boyunca malzemenin esneklik sabiti, μ_0 boşluğun geçirgenliği, B_a uygulanan dış alan ve son olarak $B(x)$ z -ekseni boyunca dilim içerisindeki manyetik akı yoğunluğudur. Süperiletken durumdaki manyetik zorlanımda iki önemli durum mevcuttur; birincisi, manyetik alan ve akımın işaretine bağlı olan kritik hal manyetik zorlanımı, diğeri normal durum manyetik zorlanımıdır. Toplam manyetik zorlanım, bu durumda, her iki katkının toplamı olarak ifade edilebilir. Bu durumda, Denk. (67) şu şekilde yazılabilir:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2 c_0 \mu_0 D} \left(\underbrace{-\int_0^D (B_a^2 - B^2(x)) dx}_{\text{Kritik-Hal MZ.}} - G \underbrace{\int_0^D |B^2(x)| dx}_{\text{Normal-Durum MZ.}} \right). \quad (68)$$

Burada $G = c_0 \mu_0 b$ normal-durum parametresi olarak isimlendirilir; b parametresi “kuadratik” alan katsayısıdır. İlk integral kritik hal manyetik zorlanımını, ikinci integral ise normal durum manyetik zorlanımını temsil eder.

dilim içerisindeki akı dağılımı,

$$\frac{dB(x)}{dx} = \pm \mu_0 J(x) \quad (69)$$

kritik hal denkleminin çözümü ile bulunabilir. Bu çalışmada, kritik akımın alan bağılılığı için eksponensiyel, üs yasası (Irie-Yamafuji, 1967) ve lineer modeller kullanılmıştır. Her bir model için kritik akım yoğunluğu ifadeleri sırasıyla şu şekilde verilmektedir:

Eksponensiyel model:

$$J_c(B, T) = J_{c0}(T) \times \exp\left(\frac{-B}{B_0}\right), \quad (70)$$

Irie ve Yamafuji (üs yasası) modeli:

$$J_c(B, T) = \pm \frac{J_{c0}(T)}{|B|^n}, \quad (71)$$

ve lineer model:

$$J_c(B, T) = \pm J_{c0}(T) \times \left(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)} \right). \quad (72)$$

Burada J_{c0} , B_0 , n , ve B_{c2} pozitif ayarlanabilir parametreler ve özel olarak J_{c0} $B = 0$ 'daki kritik akım yoğunluğudur ve bu parametrenin sıcaklık bağılılığı, $m \geq 1$ olmak

üzere $J_{c0}(T) = \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^m$ şeklindedir (Clem ve Zhidong, 1993). B_{c2} , üst kritik

manyetik alandır. Üs yasası modelinde, Denk. (71)'de $n = 0$ ve $n = 1$ değerleri sırasıyla Bean ve Kim modellerini temsil etmektedir. \pm işareti numune içerisinde kritik akımın dolanma yönünü gösterir. Her bir kritik hal modeli için, $J_c(B, T)$ (70), (71) ve (72) denklemleri ayrı ayrı (69) denkleminde yazılarak ve $B(D) = B_a$ sınır şartı kullanılarak, süperiletken içerisindeki $B(x)$ akı yoğunluğu ifadeleri türetilebilir. Ayrıca, problemin simetrisinden dolayı yalnızca $x \geq 0$ durumunu göz önüne almak yeterlidir. Bu durumda akı profili ifadeleri şu şekildedir:

Ekspansiyel model,

$$B_{\pm}(x) = B_0 \ln \left[\exp(B_a / B_0) \mp \frac{\mu_0 J_{c0} D}{B_0} (1 - x') \right], \quad (73)$$

$$B_{\pm}(x) = B_0 \ln \left[2 - \exp(B_a / B_0) \mp \frac{\mu_0 J_{c0} D}{B_0} (1 - x') \right], \quad (74)$$

Üs yasası modeli,

$$B_{\pm}(x) = (B_a^{n+1} \mp (n+1)\mu_0 J_{c0} D (1-x))^{1/(n+1)}, \quad (75)$$

$$B_{\pm}(x) = ((-B_a)^{n+1} + 1 \mp (n+1)\mu_0 J_{c0} D(1-x))^{1/(n+1)}, \quad (76)$$

ve Lineer model için ise,

$$B_{\pm}(x) = B_{c2} - \text{Exp} \left[\ln(B_{c2} - B_a) \pm \frac{\mu_0 J_{c0} D}{B_{c2}} (1-x) \right], \quad (77)$$

$$B_{\pm}(x) = B_{c2} \ln \left(1 \mp \frac{B_a}{B_{c2}} \right) - \mu_0 J_{c0} D \times x. \quad (78)$$

Burada, her bir model için üstteki ifade artan ve azalan akı profili, alttaki ise hibrit durumu akı profili içindir. Ayrıca eksponensiyel, üs yasası ve lineer modeller için birincil nüfuz alanı ifadesi şu şekilde verilir:

$$B_* = \frac{\ln(1+p)}{p}, \quad (79)$$

$$B_* = ((n+1)\mu_0 J_{c0} D)^{1/(n+1)}, \quad (80)$$

$$B_* = B_{c2} \times \left(1 - \text{Exp} \left[-\frac{\mu_0 J_{c0} D}{B_{c2}} \right] \right). \quad (81)$$

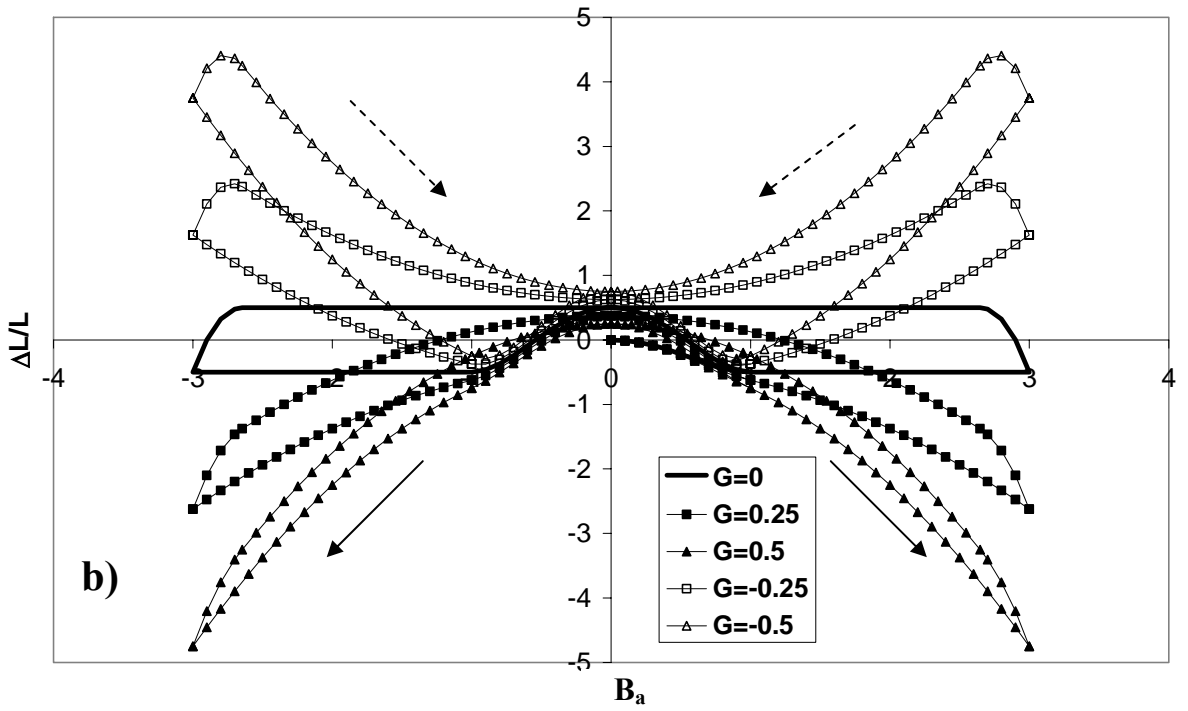
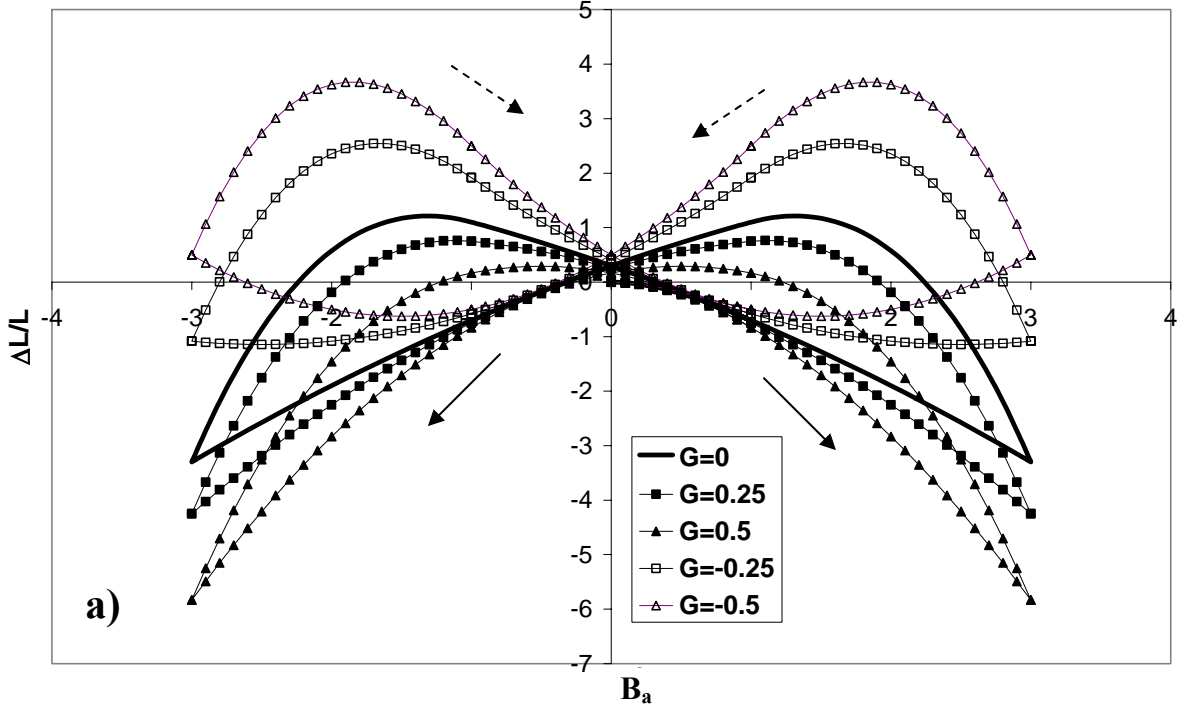
Burada, özel olarak eksponensiyel model için bir önceki bölümde tanımlanan $p = \mu_0 J_{c0} D / B_{c2}$, çivilenme parametresi kullanılmıştır.

2.2.2 Sonuçlar ve Tartışma

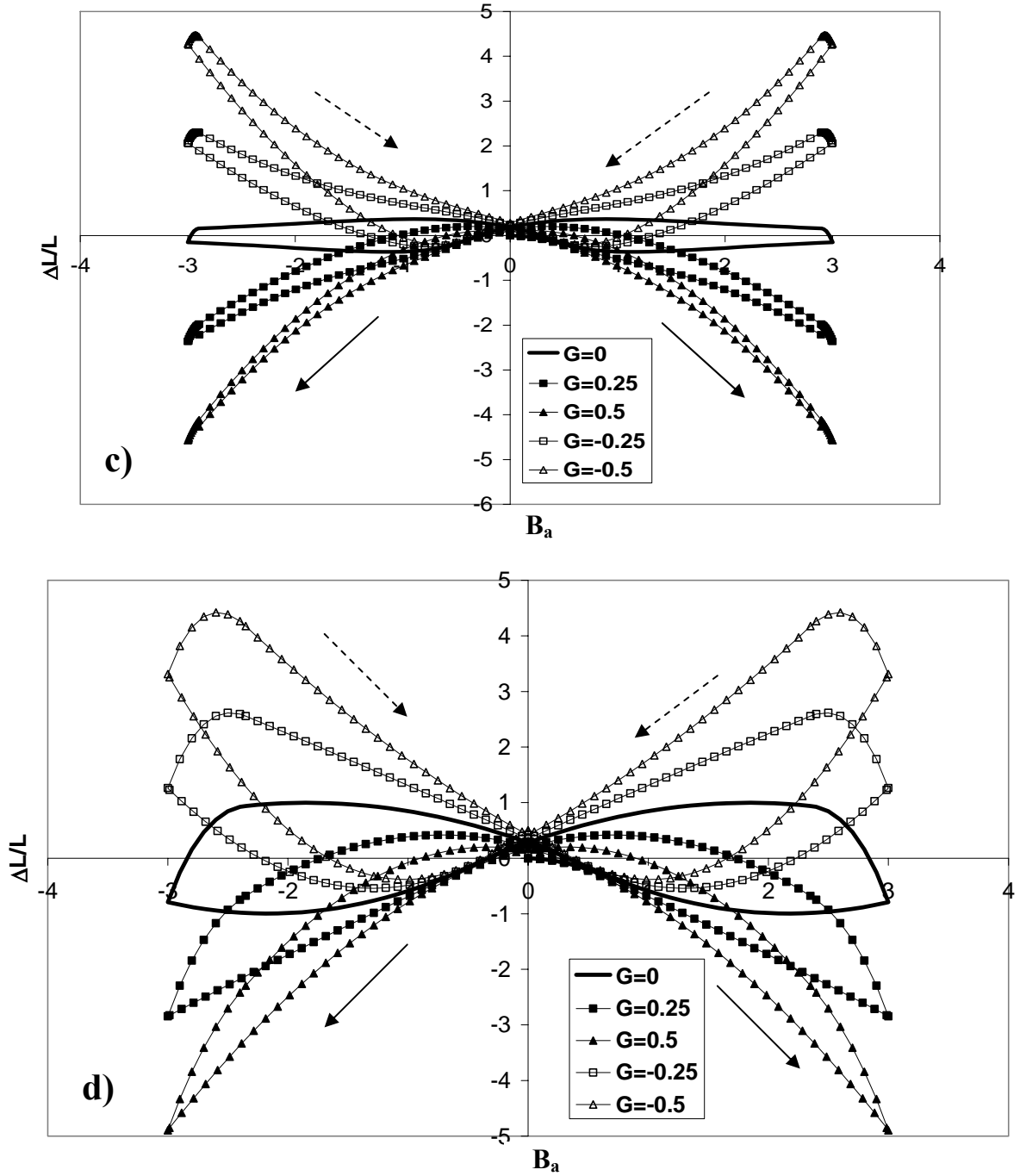
Şekil 34'te Bean, Kim, eksponensiyel ve lineer modeller için Denk. (68) kullanılarak elde edilen manyetik zorlanım eğrileri gösterilmiştir. Bu şekilde, $\Delta L/L$, $\Delta L_0/L_0 = B_p^2/2c_0W$ ile, B_a ise $B_p = \mu_0 J_{c0} D$ ile normalize edilmiştir. Bu normalizasyonlar eğrilerin sadece skalasını değiştirir, biçimini etkilemez. Burada amaç G normal durum parametresinin eğrilerinin biçimini nasıl etkilediğini ortaya koymaktır. Modeller arasında daha doğru bir karşılaştırma yapabilmek için, her model aynı G parametresi kullanılarak çizilmiştir. Ayrıca, her bir model için uygulanan maksimum dış alan, $B_m \gg B_*$, şartını sağlayabilecek şekilde $B_m = 3B_p$ olarak seçilmiştir. Denk. (71)'de verilen üs yasası modelinde, özel olarak, $n=0$ durumu Bean modeline ve $n=1$ durumu ise Kim modeline karşılık gelmektedir. Ayrıca eksponensiyel model için kritik akımın alan bağıllığının ölçüsü olan p çivilenme parametresi kullanılmıştır. Bir önceki kısımda bahsedildiği gibi, bu parametre ayrıca modelin sıcaklık bağıllığını da içermektedir. Lineer model için ise B_{c2} üst kritik alan $4 B_p$ olarak seçilmiştir. Bu gerçekçi olmayan bir yaklaşımdır. Ancak modeller arasında karşılaştırma yapılabilmesi için en uygun seçimdir.

Burada G parametresi, $G > 0$, $G = 0$ ve $G < 0$ şeklinde üç farklı durum için karşılaştırılmıştır. $G=0$ durumu orijinal kritik hal yaklaşımını vermektedir. Pozitif G (0.25 ve 0.5) değerleri için dış manyetik alan artarken, $\Delta L/L$ değişimi kritik hal yaklaşımından çok farklıdır. Orijinal kritik hal yaklaşımında Bean modeli hariç numune boyunda tekdüze bir kısalma meydana gelmez iken, burada her bir model için istisnasız dış alan arttıkça süperiletkenin boyu tekdüze olarak kısalmaktadır. Her model için kısalma miktarı hemen hemen aynı oranda olmaktadır. G değeri arttıkça, negatif $\Delta L/L$ oranı da artmaktadır. Burada şu sonuç çıkartılabilir: pozitif G değerleri kritik akımın alan bağıllığını zayıflatan durumlara karşılık gelmektedir. Bu durumlara örnek olarak bir önceki bölümde incelen yüzeyde dolanan Meissner akımının etkisi ve yüzey engel etkileri (**surface barrier effect**) verilebilir. Bu etkiler genelde kritik akımın alan bağıllığını azaltırlar (Clem, 1979; LeBlanc ve Lorrain, 1984; Tochihara vd., 1998; Celebi vd., 2005). Burada daha detaylı analiz için ayrıca bu etkileri tek tek incelemek gerekmektedir. Alan belli bir maksimumdan itibaren azaltıldığında ise büzüşme çok hızlı bir biçimde $B_a=0$ 'da orijinal boyundan bir miktar uzamıştır. Bu uzama miktarı $G=0$ 'daki uzamadan daha az bir orandadır. Bütün histerezis çizdirildiğinde ise tüm modeller orijinal Bean modeline benzer bir desen göstermektedir. G

parametresi arttıkça histerezis alanı azalmaktadır. Bu, yine kritik akımın alan bağıllığının zayıfladığının bir göstergesidir.

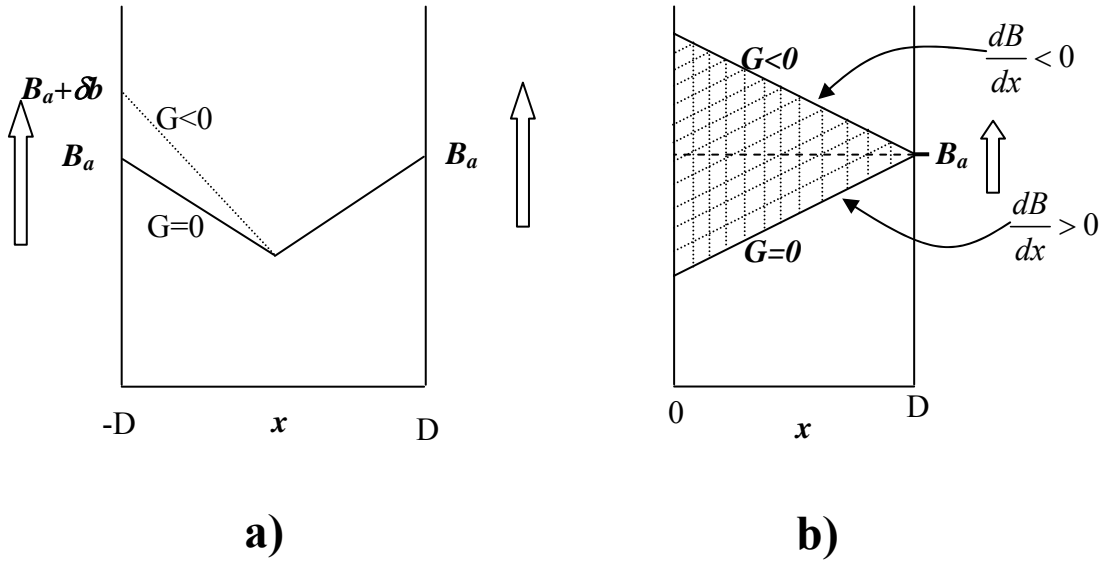


Şekil 34'ün devamı



Şekil 34. Farklı G normal durum parametresi için çizilen, uygulanan alana karşı manyetik zorlanım eğrileri. Kritik akımın alan bağılıkları için (a) Bean modeli, (b) Kim modeli, (c) eksponensiyel model, (d) lineer model seçilmiştir. Bütün eğriler için seçilen G parametresi \square ; 0.5, \diamond ; 0.25, $—$; 0, \langle , -0.25, $\{$; -0.5 şeklindedir. Uygulanan maksimum dış alan $B_m = 3 B_*$ 'dir. Bunların yanında eksponensiyel model için $p=1$, lineer model için $B_{c2} = 4 B_p$ kullanılmıştır. Burada düz çizgili oklar alanın artış, kesikli çizgili oklar ise alanın azalış yönünü göstermektedir. ($B_p = \mu_0 J_{c0} W$)

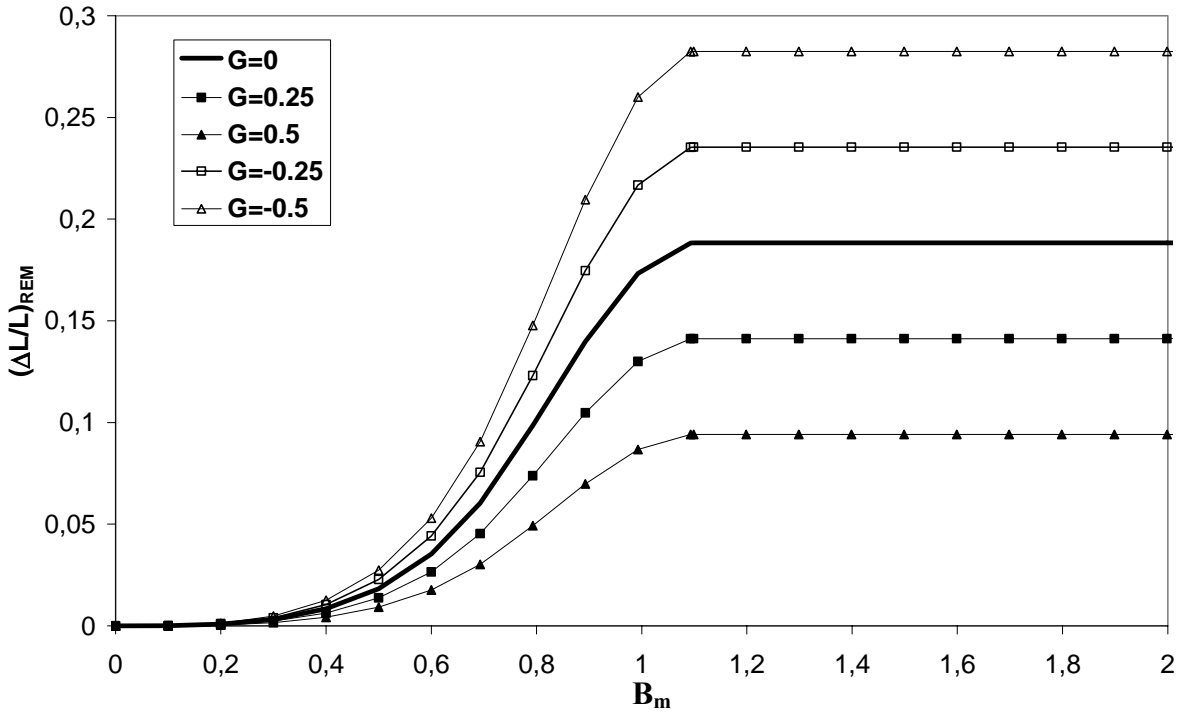
İlk alan artırılması sürecinde, $G < 0$ için durumlar ele alınırsa ($G = -0.25$ ve $G = -0.5$), B_a dış alanı 0'dan itibaren arttırıldıkça, numune hızlı bir biçimde sıkışmaktadır. Belli bir değerden sonra süperiletkendeki kılma miktarı $\Delta L/L$ giderek azalmakta ve numune orijinal boyuna kavuşmaktadır. Alan bu noktadan itibaren daha da arttırılırsa numune boyu bu sefer uzamaktadır. G parametresi azaldıkça pozitif bölgeye geçiş daha düşük dış manyetik alan değerlerinde gerçekleşmekte ve boy çok daha fazla oranda uzamaktadır. Bununla beraber, üs yasası modelinde n değeri arttıkça pozitif bölgeye geçiş daha düşük dış alan değerlerinde gerçekleşmekte, ayrıca B_m 'ye ulaşıldığında süperiletkende daha büyük oranda bir uzama oluşmaktadır. Bu simülasyonlarda, bunların yanında, B_a , B_m 'den itibaren azaltıldığında, $\Delta L/L$ önce çok hızlı bir oranda genişleşeceği ve maksimum bir $\Delta L/L$ 'den sonra bu oran azalarak devam edecek şekilde bir sonuç vermektedir. Her model için bu sonuç aynıdır.



Şekil 35. II. tip süperiletkenlerde normal durum katkısının akı profilleri üzerine etkilerinin şematik gösterimi (a) numunenin iki yüzeyinde manyetik alandaki homojensizlik yüzünden oluşan akı profili (b) değişik alan etkileri yüzünden akı profilinin eğiminin değişmesinden dolayı oluşan akı profili

Yüksek alanlarda $\Delta L/L$ 'deki bu alışılmadık işaret değişikliğinin nedeni hala ciddi bir tartışma konusudur. Koziol ve Dunlap (1995) bu etkiyi, “numunenin yüzeylerinde manyetik alandaki homojensizlik, süperiletken durumunda $\Delta L/L$ 'de bir işaret değişimine yol açabilir” şeklinde yorumlamışlardır (bk. Şekil 35(a)). Ayrıca bu katkının nereden geldiğini

açıklamak için şöyle bir yorum yapılabilir. Kritik hal yaklaşımına göre, II. tip bir süperiletken B_{c1} 'den daha büyük bir manyetik alana maruz bırakılırsa, tüm artan alan kolu boyunca akı, süperiletkene $dB/dx > 0$ olacak şekilde nüfuz eder. Bu durumda, $\Delta L/L$ her zaman negatiftir. Yüksek dış alanlara çıkıldığında, $\Delta L/L$ 'nin pozitif olabilmesi için akı profiline eğimi ancak ve ancak negatif olması ile mümkündür ($dB/dx < 0$). Süperiletken içerisinde böyle bir eğimi negatif olan akı profiline çıkması, süperiletken içerisinde girdap akısının dışında başka yerel alan kaynaklarının da olabileceği fikrini doğurmaktadır. Bu süperiletkenlikten kaynaklanmayan alan kaynakları düşük dış alanlarda etkin olmayan ama yüksek alanlarda etkin olan numunenin yapısında bulunan paramanyetik veya ferromanyetik safsızlıklar olabilir. Bu ilave alan artışına neden olan bütün bu etkilerin toplamı normal durum katkısı olarak alınmıştır. Ayrıca bu durumun şematik olarak gösterimi Şekil 35(b)'de verilmiştir.



Şekil 36. Uygulanan maksimum manyetik alana karşı $B_a=0$ 'da oluşan $(\Delta L/L)_{REM}$ kalıcı manyetik zorlanım. Burada yalnızca eksponensiyel model kullanılmıştır. Ayrıca Şekil 34'teki G değerlerinin aynıları kullanılmıştır ($p=1$)

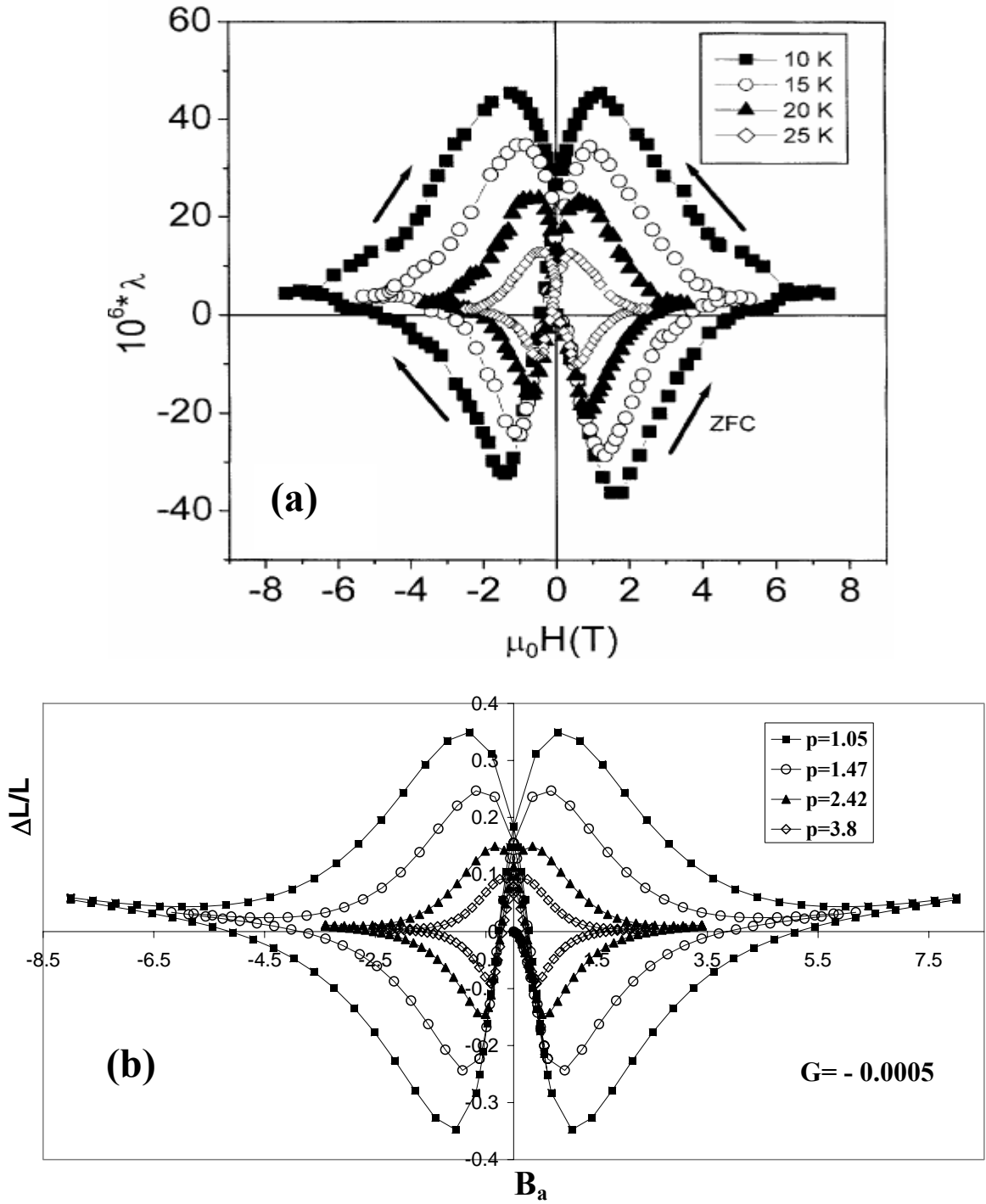
Dış manyetik alan artarken işaret değişimi süperiletkenlerin manyetizasyon ölçümlerinde ortaya çıkmış ve Fisher vd. (1991) tarafından süperiletkenlerde paramanyetik

etki olarak nitelendirilmiştir. Süperiletkenlerde anormal düzeylerde akı sürüklenmesinin (flux-creep) bu şekilde bir akı profiline neden olabileceği yapılan başka hesaplamalarda görülmüştür. Bu hesaplamalarda Yeshurun vd.'nin (1996) "review" çalışmasında sunulan; $J_c = J_{c0}(1 - \mu \ln(t))$ biçiminde bir kritik akım yoğunluğunu zamana bağlayan bir ifade kullanılmıştır. Burada $\mu = k_B T / U_0$, sürüklenme parametresidir.

Şekil 36'da çeşitli G değerleri için, uygulanan maksimum alana karşı $(\Delta L/L)_{REM}$ kalıcı manyetikzorlanım simüle edilmiştir. Yukarıda bahsedilen ölçeklendirme burada da yapılmıştır. Bu eğriler şu şekilde elde edilmiştir: ilk olarak, en yüksek maksimum dış alan değeri B_{maks} , bu B_{maks} 'a ulaşmak için adım ΔB_m (bu şekilde, $B_{maks} = 2 B_p$, $\Delta B_m = 0.1$ alınmıştır) ve kullanılacak modelle ilgili diğer parametreler saptanır. Uygulanan B_a alanı 0'dan, bir önceki değerine göre ΔB_m kadar artırılmış olan B_m 'ye kadar arttırılır ve tekrar sıfıra düşürülür. ZFC uzunluğuna göre numunede meydana gelen uzama miktarı $(\Delta L/L)_{REM}$ değeri olarak alınır. Burada, örnek olarak, yalnızca eksponensiyel model alınmıştır. Diğer modellerle de biçimsel olarak benzer bir şekil elde edilebilir. Ancak $(\Delta L/L)_{REM}$ 'nin skalası farklı olurdu. Küçük B_m değerlerinde $(\Delta L/L)_{REM}$ tüm G değerleri için hemen hemen sıfırdır. Küçük alanlarda tersinir bir manyetikzorlanım söz konusudur ve normal durum katkısı hiçbir suretle ortaya çıkmamaktadır. Alan arttırıldıkça $(\Delta L/L)_{REM}$ hızlı bir şekilde artmakta ve belli bir noktadan sonra doyuma ulaşmaktadır. Bu doyum çizgileri dikkate alındığında, negatif G değerleri için, kalıcı uzama orijinal kritik hal modeli sonucuna göre daha yüksek; pozitif G değerlerinde ise daha kısa olarak gerçekleşmektedir.

2.2.3 Deneysel Verilerle Karşılaştırma

Bu bölümde, yüksek alanlarda manyetikzorlanımın işaret değişiminin (ZFC işleminden sonra dış manyetik alan artarken negatif $\Delta L/L$ 'den pozitif $\Delta L/L$ 'ye geçiş) aşikâr bir biçimde ortaya çıktığı deneysel veriler normal durum etkisi dikkate alınarak yeniden türetilmiştir. Bunun için, ilk olarak Nabialek vd. (2002) tarafından çok kristal süperiletken MgB_2 ($T_c \approx 38K$) üzerinde gerçekleştirilen manyetikzorlanım ölçümleri ele alınmıştır. $1.8 \times 2.0 \times 2.0 \text{ mm}^3$ boyutlarındaki süperiletken numuneye z -yönünde bir manyetik alan uygulanmış ve xy -düzlemindeki genleşme ölçülmüştür. Ölçümler kapasitans dilatometre (Kundys vd., 2004) yardımı ile 10, 15, 20 ve 25 K sıcaklıklarında gerçekleştirilmiştir.



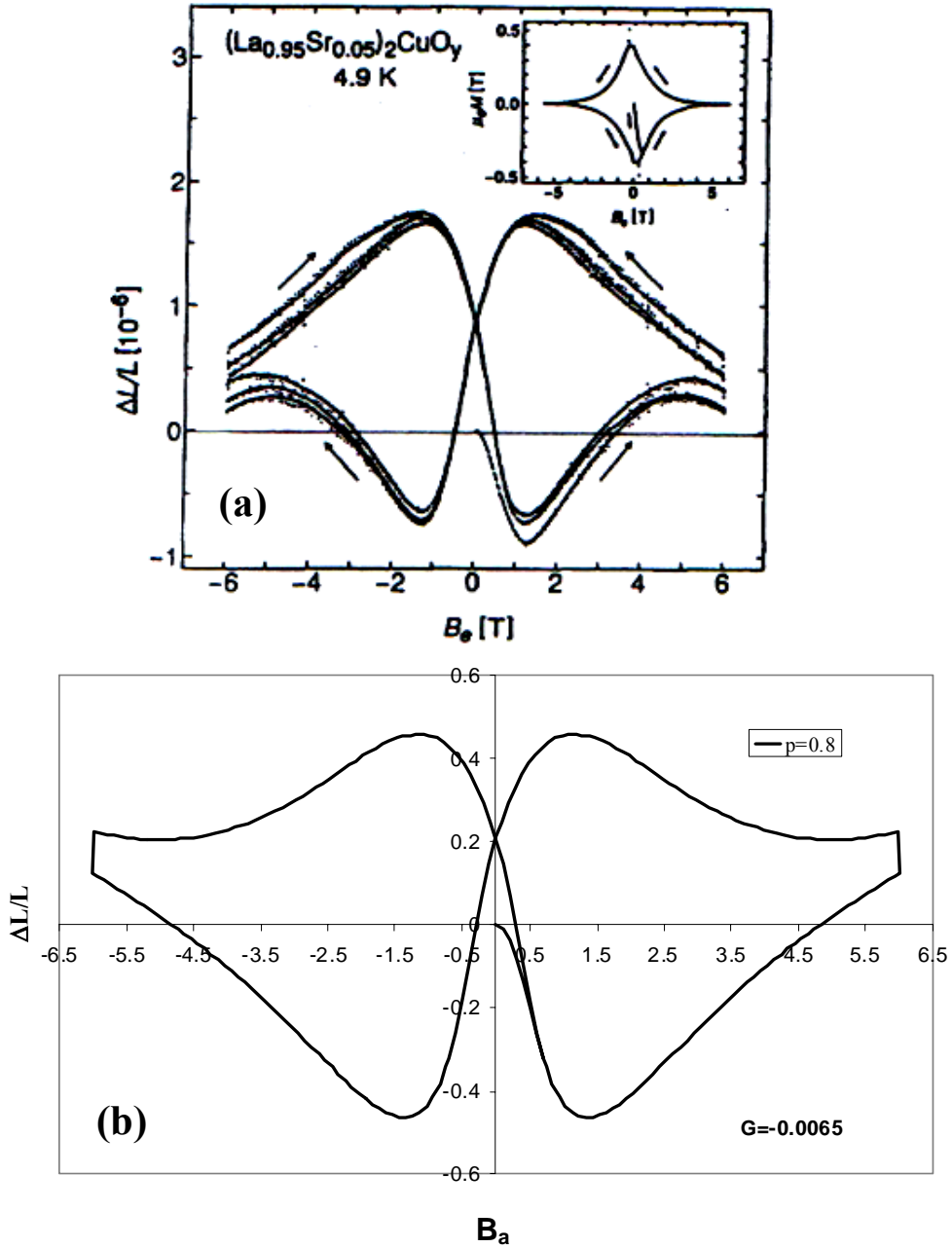
Şekil 37. (a) $1.8 \times 2.0 \times 2.0 \text{ mm}^3$ boyutlarında çokkristal MgB_2 numunesinin enine manyetik zorlanım histerезisi. Histerезisler alansız soğutma (ZFC) işleminden sonra 10, 15, 20 ve 25 K'lerde elde edilmiştir (Nabialek vd., 2002). (b) MgB_2 numunesinin manyetik zorlanımın teorik olarak yeniden türetilmiş biçimi. (a)'daki her bir sıcaklıkta gerçekleştirilen ölçümün eş değeri (b)'de aynı stildeki sembollerle gösterilmiştir.

Deneysel veriyi tekrar üretmek için söz konusu MgB_2 numunesi dilim biçiminde bir geometriye sahipmiş gibi düşünülmüştür. Bu biçimli eğrileri ancak eksponensiyel model verebileceği için bu model seçilmiştir. (73) ve (74) denklemleri, (68) denkleminde yerine konularak uygulanan B_a alanına karşı $\Delta L/L$ manyetikzorlanım eğrileri çizilmiştir (bk. Şekil 37 (b)). Manyetikzorlanım $L_0 = B^{*2} / 2c_0\mu_0W$ ile, dış manyetik alan ise $B_a = B_a / B_p$ ile normalize edilmiştir. Ölçümlerin gerçekleştirildiği farklı sıcaklıklar simülasyonlarda p çivilenme parametresinin içine atılmıştır. Çünkü bu parametre sıcaklığa

$$p = \mu_0 J_{c0}(T) D / B_0(T) \text{ şeklinde bağlıdır. Burada } 1 \leq m \leq 3 \text{ olmak üzere } J_{c0}(T) = \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^m$$

ile verilir (Clem ve Zhidong, 1993). Manyetikzorlanım eğrilerini çizmek için normal durum katkısı -0.0009 alınmıştır. Bu malzemedeki oluşan manyetikzorlanımın $\square \%0.09$ 'u süperiletkenlikten ya da akı çivilenmesinden kaynaklanmayacağı anlamına gelebilir. Bunun yanında G normal durum parametresi sıcaklıktan etkilenmeyen bir parametre değildir. Bir diğer nokta ise sıcaklık arttıkça, pozitif bölgeye geçişin artmasıdır. Aynı şekilde, hesaplamalarda p 'nin değeri arttıkça, yine pozitif bölgeye geçiş miktarı artmaktadır. Bu hesaplamaların bir diğer başarısı ise manyetikzorlanımın skalasındaki uyumudur. Nabialek vd.(2002, 2003) çalışmalarında bu pozitif bölgeye geçiş üzerinde pek durmamakla beraber bunu deneysel hatalardan ya da deney düzeneğindeki hatalardan kaynaklanabileceğini belirtmişlerdir. Başka çalışmalarında deneysel düzeneklerinin hassasiyetinin $0.5 A^0$ mertebesinde olduğunu bildirdikleri (Kundys vd., 2002) için böyle bir durumun oluşması zayıf bir ihtimaldir. Ancak manyetik alan üreten mıknatısların fazlarının iyi ayarlanamaması yüzünden dış manyetik alan homojen olmayabilir. Bu homojensizlik de daha önce belirtildiği gibi normal durum katkısının kapsamı içine girmektedir.

Manyetikzorlanım ölçümlerinde böyle bir işaret değişimi daha belirgin olarak Ikuta vd. (1993) tarafından gözlenmiştir. Şekil 38 (a)'da tek kristal $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ ($x = 0.05$) için manyetikzorlanım histerezisi verilmektedir. Ölçümler 4.8K'de gerçekleştirilmiş ve dış manyetik alan taraması kesintisiz olarak üç kez tekrarlanmıştır. Numune boyutları $0.5 \times 2.7 \times 1.1 \text{ mm}^3$ olarak verilmiştir. Alan c -ekseni boyunca uygulanmış ve $\Delta L/L$ ölçümleri ab -düzlemi boyunca alınmıştır. Yazarlar bu sonucu eksponensiyel model yardımıyla Denk. (73)'ü kullanarak yeniden üretmişlerdir. Ancak, bu modelleme manyetikzorlanımın yaklaşık $\square 2.5$ Tesla civarında gerçekleşen işaret değiştirmesini türetememiştir.



Şekil 38 (a) Ikuta vd. (1993) tarafından $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ ($x=0.05$) tek kristal süperiletkeninde 4.9 K'de ölçülen manyetikzorlanım çevrimi (b) (a)'ya uyum yaparak tespit edilen parametreler kullanılarak hesaplanan manyetikzorlanım eğrisi

Şekil 38 (b)'de, eksponensiyel model ve Denk. (68) ile verilen normal durum katkısını içeren manyetikzorlanım denklemi kullanılarak çizilen teorik $\Delta L/L-B_a$ eğrisi verilmektedir. Bu hesaplama $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ ($x=0.05$) numunesinin manyetikzorlanım ölçümünde

ortaya çıkan genleşmeyi başarılı bir biçimde üretmektedir. Hesaplamalardan, bu malzemede oluşan manyetik zorlanımın $\approx 0.65\%$ 'i akı çivilenmesi dışında başka nedenlerden kaynaklanabileceği yorumu yapılabilir. Aynı şekilde, bu simülasyonda da sıcaklık p parametresi vasıtasıyla sağlanmıştır. Ancak yapılan hesaplama, ölçümlerdeki skalayı tutturamamış ve pozitif bölgede gerçekleşen daha başka değişimleri de üretmemiştir. Bu skala problemi geometri optimizasyonu yapılarak başarılabilir. Diğer birtakım anormallikler de akı çivilenmesine başka katkıları dikkate alarak türetilbilir. Bunlar bu çalışmanın amacı dışında olduğu için incelenmemiştir.

2.3 II. Tip Süperiletkenlerdeki Manyetikzorlanıma Balık Kuyruğu Etkisinin Yüksek Alan Piki İçin Modellenmesi

Karışık haldeki II. Tip süperiletkenlerde manyetikzorlanımın araştırılması, hem bu tip malzemelerde meydana gelen akı çivilenmesi ile ilgili özelliklerin incelenmesinde, hem de bazı süperiletkenlik parametrelerinin belirlenmesinde çok önemli bir metot olabilir. Manyetik alan içine konulmuş bir yüksek sıcaklık süperiletkende oluşan manyetikzorlanım Ikuta vd.(1993) tarafından ölçüldü ve başarılı bir şekilde modellendi. Bu model daha sonra daha gerçekçi modellere uyduruldu (Ren vd., 1995; Johansen vd., 1998; Johansen vd., 1998; Johansen,1999; Johansen,1999; Nabialek vd., 1998; Eremenko vd., 1998; Johansen T H ve Shantsev, 2003). Pek çok II. tip süperiletken üzerinde manyetikzorlanım ölçümleri yapıldı (ayrıntılı bilgi için, bk. Bölüm 1.7).

II. tip süperiletkenler üzerinde gerçekleştirilen bazı manyetikzorlanım ölçümlerinde B_{c2} üst kritik alanın hemen altındaki alanlarda, uygulanan alana H_a karşı numune boyutundaki uzama miktarı $\Delta L / L$ 'de anormal bir pik ortaya çıkmıştır (Eremenko vd., 2001; Gerber vd. 2002). Bu anormal pik, balık kuyruğu “fish-tail” ya da pik etkisi “peak-effect” olarak nitelendirilmiştir. II. tip süperiletkenlerinde balık kuyruğu etkisinin kaynağını ve bu etkiye neden olan girdap dinamiğini açıklamak için çeşitli yaklaşımlar ortaya atılmıştır. Bunlardan bazıları ve en çok kabul görenleri şunlardır:

- (a) Süperiletken olmayan ya da çok zayıf süperiletkenlik gösteren safsızlıkların yüksek alanlarda aktif olması ve ek bir çivilenme meydana getirmesi (Daeumling vd, 1990).
- (b) Tanecikli yapının indüklediği alan (Kwok vd., 1996).
- (c) Oksijen kusurları (Vargas ve Larbelestier, 1992).
- (d) Katkılardan dolayı alan indükleyen çivilenme merkezleri (Klein vd., 1994).

Bu olayı açıklamak için pek çok mikroskobik model geliştirilmiştir. Ancak bu modellerin hiçbiri bu beklenmeyen deneysel gözlemleri tam olarak açıklayamamaktadır. Pik etkisinin numunenin geometrisine bağlı bir davranış sergilemesi ve belli geometrilerde bazen ortaya çıkıp bazen çıkmaması, problemi daha da karmaşık hale getirmektedir. Bütün araştırmaların vardığı ortak sonuç: *bu özelliğin, süperiletken numune ister tek kristal olsun ister tanecikli yapıda olsun, yalnızca “bulk” numunelerde ortaya çıktığıdır.* İnce film numunelerde böyle bir özellik gözlenemedi (Daümling vd. , 1990; Osofsky vd., 1992; Zhukov vd., 1995; Jirsa vd., 1997; Koblishka vd., 1996).

Deneylerde gözlemlenen manyetikzorlanım çevrimlerinde dikkat çekici üç özellik göze çarpmaktadır:

- (a) Yüksek alanlarda $\Delta L/L$ 'de bir pik.
- (b) Artan ve azalan alanlar için sırasıyla pikin başlangıcında ve bitişinde yerel bir minimum.
- (c) $\Delta L/L$ 'in alt ve üst pik merkezlerinde asimetri.

Tabi, bu özelliklerin Ikuta vd. (1994) tarafından sunulan model ile açıklanamayacağı aşikârdır. Balık kuyruğu etkisi süperiletkenlerin manyetizasyon ölçümlerinde uzun zamandan beri gözlemlenmiştir (Däumling vd., 1990; Giller vd., 1997). Bununla birlikte, kritik hal çerçevesinde bu etkiyi açıklamak ve deneysel manyetizasyon verilerini “fit” etmek için bazı fenomenolojik modeller literatürde sunulmuştur (Johansen vd., 1997; Kulkarni vd. 2003). Bu çalışmalardan görüleceği gibi, girdapların çivilenmesi sonucu oluşan manyetikzorlanım ve manyetizasyon arasında pek çok çarpıcı benzerlikler mevcuttur (Ikuta vd., 1993; Ikuta vd., 1994). Manyetikzorlanım formülü (*bk.* Denk. (67)) ikinci mertebe bir manyetizasyon gibidir. Sonuç olarak, manyetizasyondaki belli karakteristik özelliklerin manyetikzorlanımda da ortaya çıkması beklenmelidir (Nabialek vd., 1997; Ikuta vd., 1994). Bu nedenle, manyetikzorlanım deneylerinde ortaya çıkan anormallikleri incelemek için, manyetizasyondakiler ile benzer bir yol takip edilebileceği sonucuna varılabilir (Celebi vd., 2005; Chabanenko vd., 2000).

Bu bölümün amacı, $J_c(B)$ kritik akımın alan bağılılığı için farklı modeller kullanılarak, II. tip süperiletkenlerin manyetikzorlanım histerezisinde ortaya çıkan balık kuyruğu pikini elde etmektir. Bunun için, üç farklı yaklaşım kullanılmıştır. Birincisi, $B-T$ faz diyagramının üç farklı bölgesine düşen üç farklı $J_c(B)$ modelidir. İkincisi, Lorentz türü bir terim eklenilmiş Kim modeli ve üçüncüsü ise bir “Gaussian” terim eklenilmiş eksponensiyel modeldir. Bu modeller kullanılarak manyetikzorlanım eğrileri elde edilmiş ve her üç modelin belli başlı özellikleri karşılaştırılmıştır. Bu bölümün diğer bir amacı ise balık kuyruğu etkisinin ortaya çıktığı deneysel verileri teorik olarak yeniden türetmektir. Tek kristal $2H - NbSe_2$ 'nin manyetikzorlanımı için Eremenko vd (2001) tarafından bildirilen deneysel gözlemlerin bir “Gaussian” terim eklenilmiş eksponensiyel model kullanılarak türetilmiştir.

2.3.1 Modellemenin Temel Çerçevesi

2d genişliğinde dikdörtgen geometrisine sahip dilim bir numune göz önüne alınıyor. Dış manyetik alan B_a , dilimin geniş eksenine paralel olarak uygulanıyor. Ayrıca demanyetizasyon katkısının ihmal edilebilmesi için, süperiletken numunenin manyetik olarak yeterince kalın olduğu kabul ediliyor. Bölüm 1.7 Denk. (38) yeniden yazılırsa, numune boyundaki nispi değişim şu şekilde verilir (Johansen, 1999):

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1-\nu}{2\mu_0 d E} \int_0^{2d} [B(x)^2 - B_a^2] dx . \quad (82)$$

Burada E Young modülü, ν Poisson oranı, μ_0 boşluğun geçirgenliği, $L = 2d$ numunenin genişliği, B_a uygulanan dış alan ve $B(x)$ ise numune içerisindeki alandır. Süperiletken içerisindeki akı dağılımı $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$ Maxwell denklemi ile tanımlanır. Burada, \vec{B} yerel akı yoğunluğu, \vec{J} akım yoğunluğu ve kritik haldeki akım yoğunluğu değeri ise J_c 'dir. Bir boyutlu numune içerisindeki $B(x)$ akı profili kritik hal denkleminin çözümü

$$\frac{dB}{dx} = \pm J_c(B) \quad (83)$$

ile verilir. Burada sınır şartı $B_a = B(x=0)$ 'dır. \pm işareti akımın dolanma yönünü gösterir. İlk model olarak, analitik olarak çözümlenebilir B - T diyagramının üç farklı bölgesine düşen bir kritik akımın alan bağılılığı ifadesi kullanılıyor (Chaddah vd., 1999)

$$J_c(B) = \begin{cases} J_{c0} e^{-\frac{B}{B_0}} & 0 < B < B_1 \\ J_{c0} e^{\left(\frac{B-B_1}{\mu_0 H_1} - \frac{B}{B_0}\right)} & B_1 < B < B_2 \\ J_{c0} e^{\left(\frac{2B_2-B_1}{\mu_0 H_1} - \frac{B_1}{B_0} - \frac{B}{\mu_0 H_1}\right)} & B > B_2 . \end{cases} \quad (84)$$

Burada $J_c(B)$, B_2 civarında bir pik ortaya çıkar ve B_1 'de başlayan pik $\mu_0 H_1$ bozunma sabiti ile simetrik olarak düşüyor. Burada çok büyük B_1 limiti, $J_c(B)$ 'nin tekdüze eksponensiyel bozunmasını verir. Numune içerisindeki akı profili ifadesi Denk. (84), Denk. (83)'te yerine konularak ve verilen sınır şartı için çözülerek bulunabilir. Bu durumda akı profili,

$$B(x) = \begin{cases} B_0 \ln \left[e^{\frac{B_a}{B_0} - \frac{\mu_0 J_{c0} d}{B_0} (1-x)} \right] & 0 < B < B_1 \\ \mu_0 H_1 \ln \left[e^{\frac{B_a}{\mu_0 H_1} - \frac{\mu_0 J_{c0} d}{\mu_0 H_1} e^{\left[\frac{B_1 - B_1}{\mu_0 H_1} \frac{B_1}{B_0} \right]} (1-x)} \right] & B_1 < B < B_2 \\ \mu_0 H_1 \ln \left[e^{\frac{B_a}{\mu_0 H_1} - \frac{\mu_0 J_{c0} d}{\mu_0 H_1} e^{\left[\frac{2B_2 - B_1}{\mu_0 H_1} \frac{B_1}{B_0} \right]} (1-x)} \right] & B > B_2 \end{cases} \quad (85)$$

şeklinde elde edilir. Kritik akım yoğunluğunun alan bağıllığı “Lorentzian” terim eklenilmiş Kim-Anderson (Kim vd., 1963; Johansen vd., 1997) modeli için

$$J_c(B) = J_{c0} \left(\frac{1}{1 + \frac{B}{B_0}} + \frac{J_{c1}}{\left(\frac{B}{B_0} - B_p \right)^2 + B_w^2} \right) \quad (86)$$

şeklindedir. Bu $J_c(B)$ ifadesi için $B(x)$ aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$1-x = \frac{(B_a/B_0 + 1)^2 - (B(x)/B_0 + 1)^2}{2 \mu_0 J_{c0} d} B_0 + \frac{B_0 J_{c1}}{\mu_0 J_{c0} d} \times \arctan \left(\frac{v(B_a/B_0 - B(x)/B_0)}{(B_a/B_0 + u)(B(x)/B_0 + u) + v^2} \right) + (u-1) \ln \left(\frac{(B(x)/B_0 + u)^2 + v^2}{(B_a/B_0 + u)^2 + v^2} \right) \quad (87)$$

Burada, $u = J/B_p$, $v^2 = B_w^2 + J_{c1}(B_p + 1) - (J_{c1}/2)^2$ kısaltması yapılmıştır.

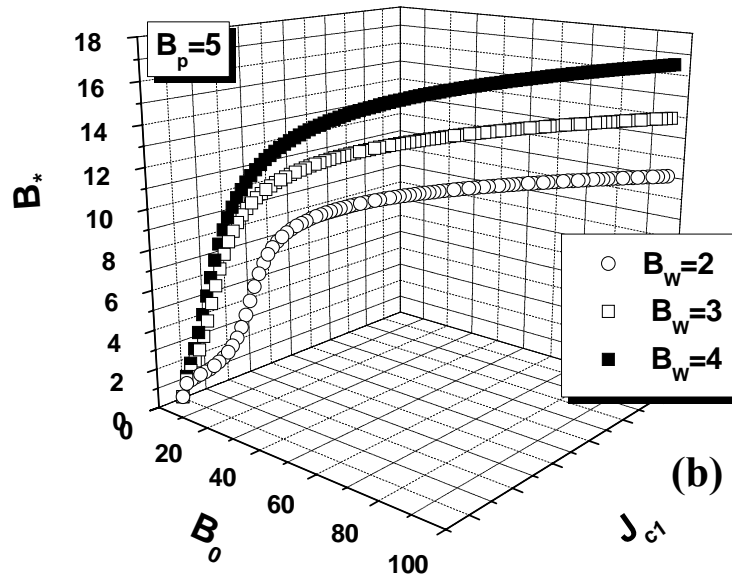
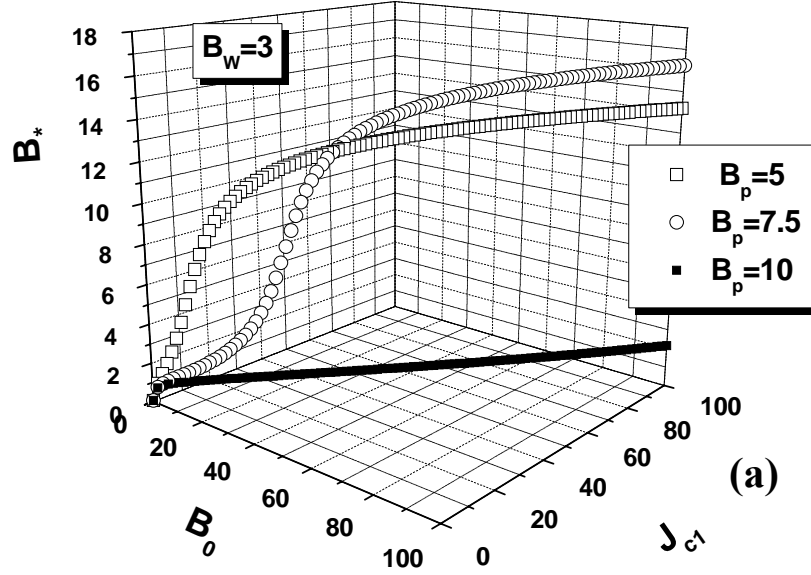
Gaussian terim eklenilmiş eksponensiyel model için kritik akım yoğunluğu (Fietz vd., 1964; Chadran, 1998),

$$J_c(B) = J_{c0} \left(e^{\frac{|B|}{B_0}} + J_{c1} e^{-\frac{(B-B_p)^2}{2B_W^2}} \right) \quad (88)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada 86 ve 88 denklemlerinin sağ tarafındaki ikinci terimler manyetik zorlanım histerezislerinde yüksek alan pikinin ortaya çıkmasına neden olur. Ayrıca pozitif ayarlanabilir parametreler olan J_{c1} , B_p ve B_W , sırasıyla, pikin genliğini, merkezi konumunu ve boyunu temsil ederler. Ayarlanabilir parametre olan J_{c0} sıfır manyetik alandaki kritik akım yoğunluğudur. Bütün ayarlanabilir parametrelerin sıcaklığa bağlı olduğu kabul edilmiştir. Akının nüfuz ettiği bölgedeki akı profili ifadelerini elde etmek için, Denk. (86) ve Denk. (87) ayrı ayrı Denk. (83)'te yerine konular ve verilen sınır şartı için çözülür. Kim tipi kritik akım yoğunluğu profili formülü Denk. (87)'de verilmiştir. Numune içerisindeki manyetik alan değerleri $B(x)$, ikiye bölme ya da Newton-Raphson gibi kök bulma metotlarından birisi kullanılarak bulunabilir. Maalesef, Denk. (88) kullanılarak $B(x)$ için analitik bir ifade elde etmek imkânsızdır. Fakat 88 denklemi ancak nümerik olarak çözülebilir. $B(x)$ 'in hesaplanan değerleri Denk. (82)'de yerine konur ve uygulanan alanın belli bir değeri için $\Delta L/L$ integrali Simpson ya da Romberg integrasyon metotlarından birisi kullanılarak nümerik olarak hesaplanabilir. H_a 'ya karşı $\Delta L/L$ 'nin tam çevrimi Ikuta vd (1994) tarafından sunulan metot kullanılarak elde edilebilir.

Her bir model için karakteristik alan değerlerini saptamak çok önemlidir. Bu karakteristik alan değerlerinin başlıcası B_* , I. nüfuz alanı değeridir. Bu alan değerinde girdaplar artık numunenin merkezine ulaşmış olurlar. Denk. (84)'teki model için B_* 'ı analitik olarak elde etmek oldukça kolaydır. "Lorentzian" terim eklenilmiş Kim modeli için girilen her J_{c1} , B_p ve B_W değerleri için $x=0$, $B(x)=0$ ve $B_a = B_*$ için sayısal kök bulma yöntemlerin herhangi birini kullanarak, B_* 'ın değerini nümerik olarak tespit etmek oldukça kolaydır. Ancak, Denk. (88)'de verilen Eksp. model + "Gaussian" terim ifadesi için B_* 'i elde etmek için başka yöntemler kullanılmalıdır. Şekil 39 (a)'da, B_W sabit

tutularak değişik B_p değerleri için, (b)'de B_p sabit tutularak değişik B_w değerleri için çizilen B_* 'in 3 boyutlu grafiği verilmiştir.

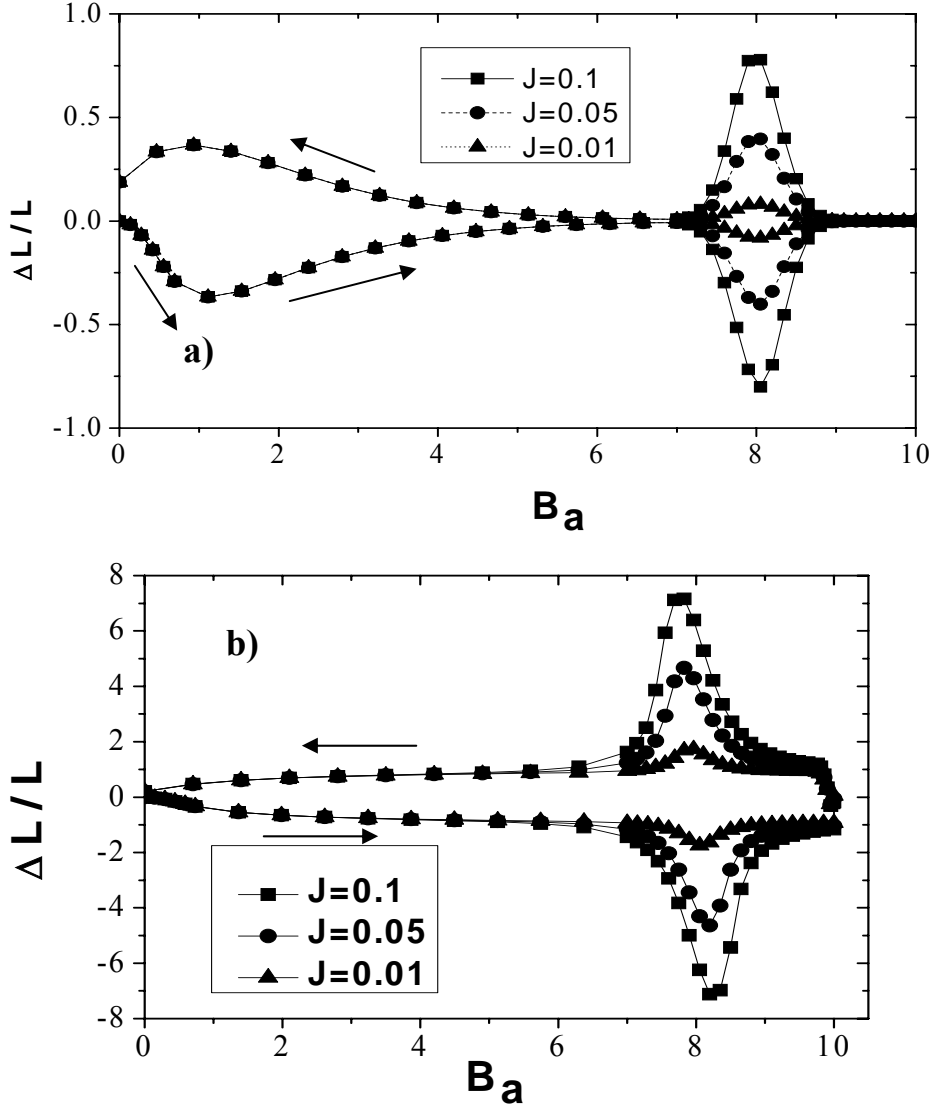


şekil 39. $J_c(B)$ =Eksponensiyel model + Gaussian terim için B_0, J_{c1} 'e karşı B_* çizimi (a) pik genişliği B_w sabit tutularak değişik B_p değerleri için, (b) B_p sabit tutulup değişik B_w için çizilmiştir. Burada B_0, B_p, B_w ve B_* nicelikleri $\mu_0 J_{c0} d$ ile J_{c1} niceliği ise J_{c0} ile normalize edilmiştir

Şekillerden de açıkça görüldüğü gibi artan B_0 ve J_{c1} değerleri için başlangıçta B_* çok hızlı bir biçimde artmaktadır. Belli bir noktadan sonra ise oldukça yavaş artmaktadır. Bu nokta doyum noktası olarak isimlendirilebilir. Şekil 39(a)'dan görüleceği gibi; B_w sabit tutularak farklı B_p değerleri için, B_* önce artmakta daha sonra azalmaktadır. Yalnız B_p çok arttıkça nüfuz alanının değeri önemli ölçüde azalır. B_p sabit tutularak farklı B_w durumu için ise B_w arttıkça B_* da önemli ölçüde artmaktadır.

2.3.2 Sonuçlar ve Tartışma

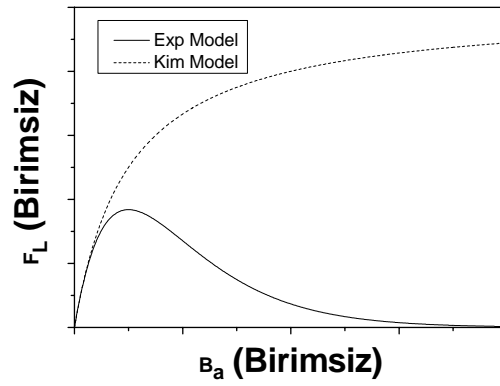
Şekil 40(a) ve (b)'de çeşitli J değerleri için bir önceki kısımda sunulan kritik akım yoğunluğu denklemleri (86) ve (88) dikkate alınarak hesaplanan manyetikzorlanım eğrileri verilmiştir. Hesaplamalarda manyetikzorlanım, $L_0 = (1-\nu)B_*^2 / (2E\mu_0d)$ ile ve B_a, B_0, B_p , B_w parametreleri ise $B_p = \mu_0 J_{c0} d$ Bean birincil nüfuz alanı ile normalize edilmiştir. Bu normalizasyonlar yalnızca eğrilerin skalasını değiştirir, biçimini etkilemez. Modeller arasında karşılaştırma yapabilmek için iki modelde de aynı parametreler kullanılmıştır. Düşük alanlardaki eğrilerin biçiminden (86) ve (88) denklemlerinin sağ tarafındaki ilk terim sorumludur. Yüksek alanlarda ise ikinci terimler devreye girer. Gerek eksponensiyel tabanlı model ve gerekse Kim tabanlı model, $\Delta L / L - B_a$ çevrimlerinde ortaya çıkan “fish-tail” pikini çok iyi türetebilmektedir. Her iki modelde de seçilen parametrelerde ortaya çıkan ve dikkate değer farklar şunlardır; **i)** eksponensiyel modelde, Şekil 40 (a)'ya bakılırsa, düşük alan bölgesinde “fish-tail” pikine ilave olarak artan alan durumu için $\Delta L / L$ 'de bir minimum ve azalan alan durumu için ise bir maksimum ortaya çıkmıştır; yani düşük alan piki diye adlandırılabilir bir pik vardır. **ii)** şeklin bütününe bakıldığında (bk. Şekil 40 (a)), yüksek alan bölgesinde “fish-tail” pikinin başlangıcında “onset” ve bitiminde “offset” bir minimum ortaya çıkmaktadır. Kim tabanlı model için, Şekil 40 (b) dikkate alındığında, ne ikincil bir pik ne de fish-tail pikinin başlangıcında ve bitişinde minimum meydana gelmemektedir. Bu fark, kritik akım yoğunluklarının ikinci kısmını dikkate almaksızın, F_L sürücü Lorentz kuvvetinin alan bağıllığı incelendiğinde kolaylıkla anlaşılabilir. Kritik halde Lorentz kuvveti şu şekilde tanımlanabilir: $\vec{F}_L = \vec{J}_c \times \vec{B}$. Şekil 41'de $J_c / J_{c0} = e^{-B/B_0}$ tipinde eksponensiyel model için çivilenme kuvveti eğrisi verilmiştir.



Şekil 40. (a) “Gaussian” terim eklenilmiş eksponensiyel model. (b) “Lorentzian” terim eklenilmiş Kim modeli kullanılarak farklı J pik genlikleri için uygulanan alana karşı manyetikzorlanım çevrimleri. Manyetikzorlanım, $L_0 = B_*^2 / 2c_0\mu_0W$ ve uygulanan alan ise $B_a = B_a / B_*$ ile normalize edilmiştir. Burada $B_p = \mu_0J_{c0}W$ birincil nüfuz alanı olarak isimlendirilir. Her iki simülasyonda da şu parametreler benimsenmiştir: $B_m = 10B_*$, $B_0 = 1B_*$, $B_p = 8B_*$ ve $B_w = 0.3B_*$. Oklar eğrilerin gidiş yönünü belirtir

$J_c / J_{c0} = 1/(1+B/B_0)$ biçimindeki Kim modeli için tek boyutta uygulanan alana karşı Lorentz kuvveti eğrileri verilmiştir. Eğrilerden de kolayca görüldüğü gibi, kritik akım yoğunluğunun alana eksponensiyel bir biçimde bağlı olduğu durumda, alan artarken girdapları numunenin içine doğru süren kuvvet, önce hızlı artmakta ve kısa sürede belli bir maksimuma ulaşmaktadır. Daha sonra, alan arttıkça kuvvetin şiddeti azalmakta ve belli bir

minimuma ulaşmaktadır. Eksponensiyel model için bu maksimum ve minimum, malzeme boyundaki değişim $\Delta L/L$ 'de ortaya çıkan ikincil pikin ve balık kuyruğu pikinin başlangıcındaki ve bitişindeki minimumu açıklayabilir. Kim modelinde sürücü kuvvet için kesinlikle böyle bir maksimum gözlemlenmez. Ancak her iki modelde de ortak olan nokta, artan alan durumunda ortaya çıkan balık kuyruğu pikinin minimumunun alan değerinin azalan alan durumunda ortaya çıkan pik merkezinin maksimumunun alan değerinden daha yüksek olmasıdır. Yani, piklerin merkezlerinde bir kayma mevcuttur.



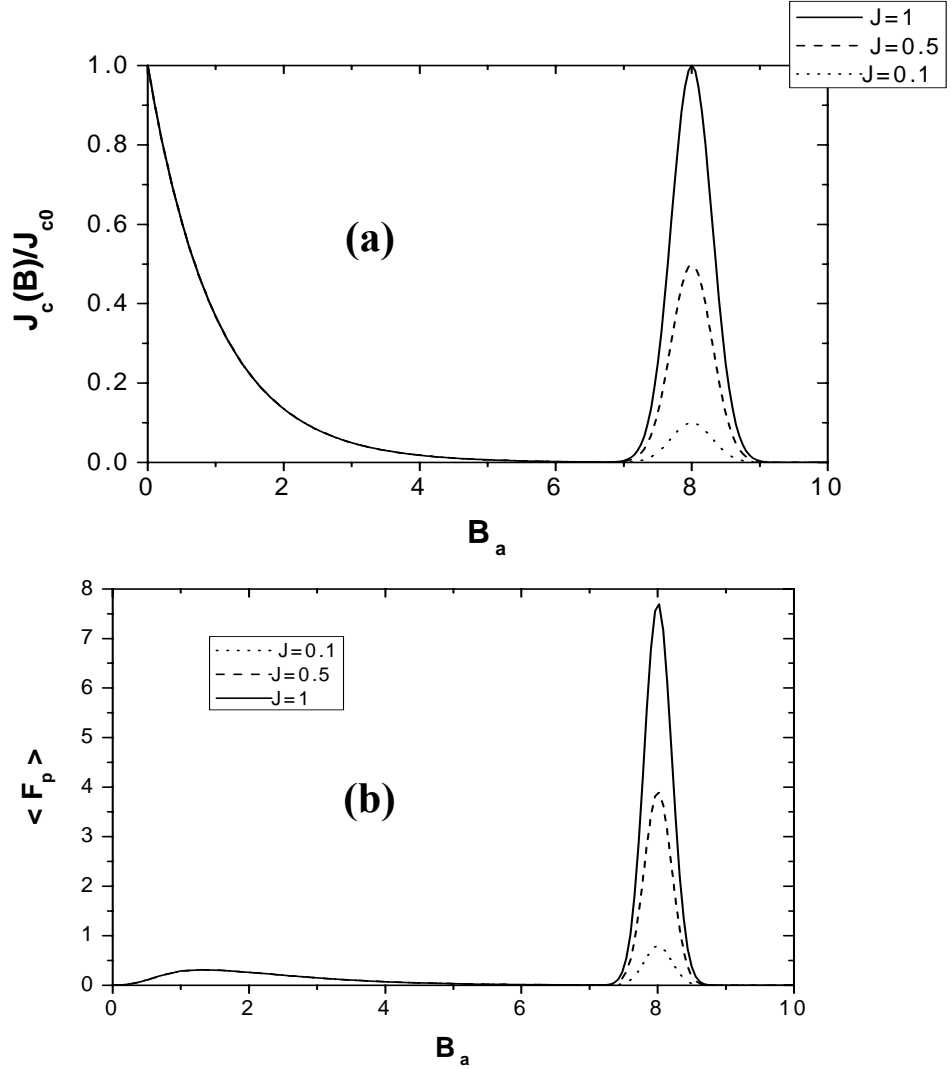
Şekil 41. Uygulanan alana karşı Lorentz kuvvetinin şematik gösterimi. Düz çizgi eksponensiyel modeli, kesikli çizgi Kim modelini belirtiyor

Burada ayrıca yüksek alan pikinin oluşumunda kritik akımın rolünü ve alan artışı süresince meydana gelen F_p çivlenme kuvvetinin manyetik zorlanıma etkisini tartışmak yerinde olur. Şekil 42 (a)'da "Gaussian" terim eklenilmiş eksponensiyel model için (88) denklemi kullanılarak uygulanan alana karşı kritik akım yoğunluğu eğrisi verilmektedir. Şekilden de kolayca görüldüğü gibi, düşük alanlarda kritik akım yoğunluğunun değeri hızlı bir şekilde azalmaktadır ve kritik akımın alan bağıllığı ile ilişkili olarak belli bir alan değerinde hemen hemen sıfır olmaktadır. Ancak alan daha da arttırılırsa, Denk. (88)'in ikinci kısmı etkin olmaya başlayacağından, kritik akım yoğunluğu çok hızlı bir şekilde artacaktır. Girilen B_p değerine bağlı olarak kritik akım yoğunluğu hızlı bir şekilde azalmaktadır.

Şekil 42 (b)'de ise (a)'daki parametreler kullanılarak elde edilen B_a 'ya karşı numune içerisinde ortalama çivlenme kuvveti F_p 'nin grafiği verilmiştir. 42(b) grafiği (89) denklemi kullanılarak çizilmiştir,

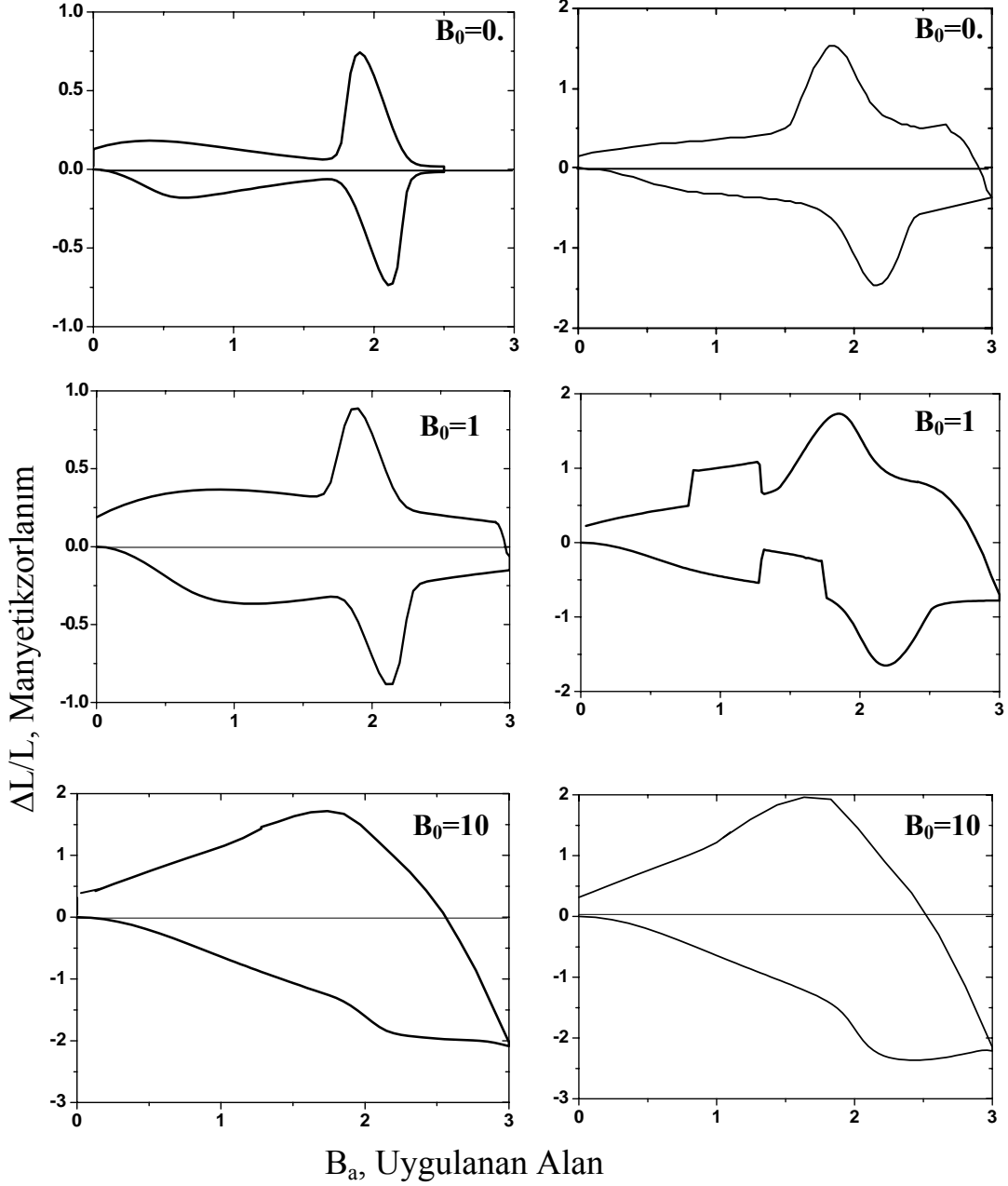
$$\langle \overline{F_p} \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \overline{J_c} \times \overline{B} dx . \quad (89)$$

Grafikten de görüldüğü gibi, başlangıçta B_a artarken, F_p artmakta ve belli bir maksimumdan geçtikten sonra ise azalarak minimum olmaktadır. Yüksek alan piki bölgesinde ise J_c 'deki artışa ve azalmaya paralel olarak, numune içerisinde ortalama yapısal kuvvetin F_p değeri artmakta ve azalmaktadır. Akı çivilenmesi sonucu oluşan manyetik zorlanım da neredeyse aynı alan değerlerinde artmakta ve azalmaktadır (bk. Şekil 40.(a)).



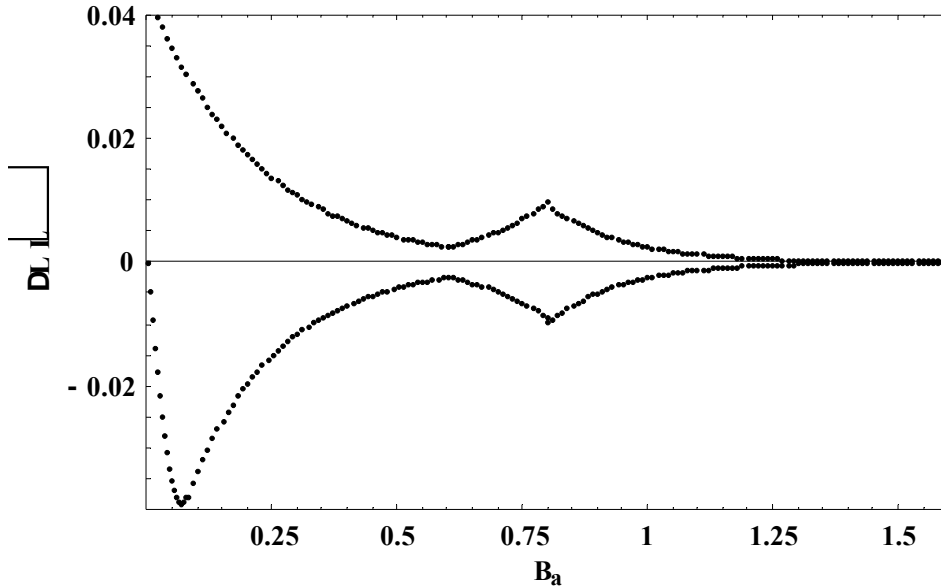
Şekil 42 (a) Uygulan alana karşı J_c kritik akım yoğunluğu değişimi, (b) uygulanan alana karşı $\langle F_p \rangle$ numune içerisinde ortalama çivilenme kuvvetinin değişimi. Her iki şeklin çiziminde şu parametreler kullanılmıştır: $B_0=1 B_p$, $B_p=8 B_p$ ve $B_w=0.2 B_p$

Bunun neticesinde şu sonuca kolaylıkla varılabilir: manyetik zorlanım eğrilerinin balık kuyruğu bölgesinde, J_c 'deki artma F_p 'de de artmaya ve azalmaya yol açmakta ve sonuç olarak da numune boyunda bir büzüşmeye yol açmaktadır.



Şekil 43 Farklı B_0 değerleri için uygulanan dış alana karşı manyetik zorlanım eğrileri. Sağ taraftaki eğriler Denk. (86) ve sol taraftaki eğriler ise Denk. (88) kullanılarak çizilmiştir. Burada; $B_m=3 B_*$, $B_p=2 B_*$, $B_w=0.02 B_*$, $J=0.05 J_{c0}$ parametreleri kullanılmıştır

Hem ‘‘Gaussian’’ terim eklenilmiş eksponensiyel modelde, hem de ‘‘Lorentzian’’ terimli Kim modelinde eğrilerin biçimini belirleyen en önemli parametre B_0 'dir. Bu parametre her şeyden önce her iki modelde de kritik akımın alan bağıllığını belirleyen bir etki yapmaktadır. Şekil 43'te, seçilen değişik B_0 parametreleri için manyetikzorlanım eğrileri gösterilmiştir. B_0 değeri arttıkça eğriler daha çok Bean modelindeki eğrilere benzemekte ve balık kuyruğu etkisi ortadan kalkmaktadır. Bu durum her iki modelde de dikkate değer bir özelliktir. Eksponensiyel bağıllık gösteren modelde B_0 değeri arttıkça, ‘‘pik’’in başlangıç ve bitişindeki minimum kaybolmaktadır. Kim modeli için böyle bir minimum söz konusu değildir. Kim tabanlı modelde $B_0=1$ 'de çok ilginç bir durum ortaya çıkmaktadır: artan alan durumunda süperiletkenin boyundaki kısıalma miktarı belli bir noktada ani bir şekilde düşmekte ve belli bir süre bu değerde seyrettikten sonra yine çok hızlı bir şekilde artmaktadır. Aynı durum alan azaltılırken pozitif $\Delta L/L$ 'de ani artış ve ani azalış olarak kendini göstermektedir. Bu olay, bu alan değerleri civarında bir akı kararsızlığının olduğunu ve bir akı atlamasının meydana geldiğini göstermektedir. Manyetikzorlanımda akı atlama Chabanenko vd. (2000; 2005) tarafından oldukça geniş kapsamlı olarak incelenmiştir. Simülasyonda manyetikzorlanımdaki atlama, alan değerinin düzenli girdap fazı ile düzensiz girdap fazı arasındaki geçişlerden kaynaklanabilir.



Şekil 44. Denklem 85 ile verilen B - T faz diyagramının üç farklı bölgesi için J_c modeli kullanılarak çizdirilen $\Delta L/L$ - Ba eğrisi. Kullanılan parametreler: $B_0=0.2 B_*$, $B_p=0.1 B_*$, $\mu_0 H_1=0.15 B_*$, $B_1=0.6 B_*$, $B_2=0.8 B_*$, $B_m=2 B_*$

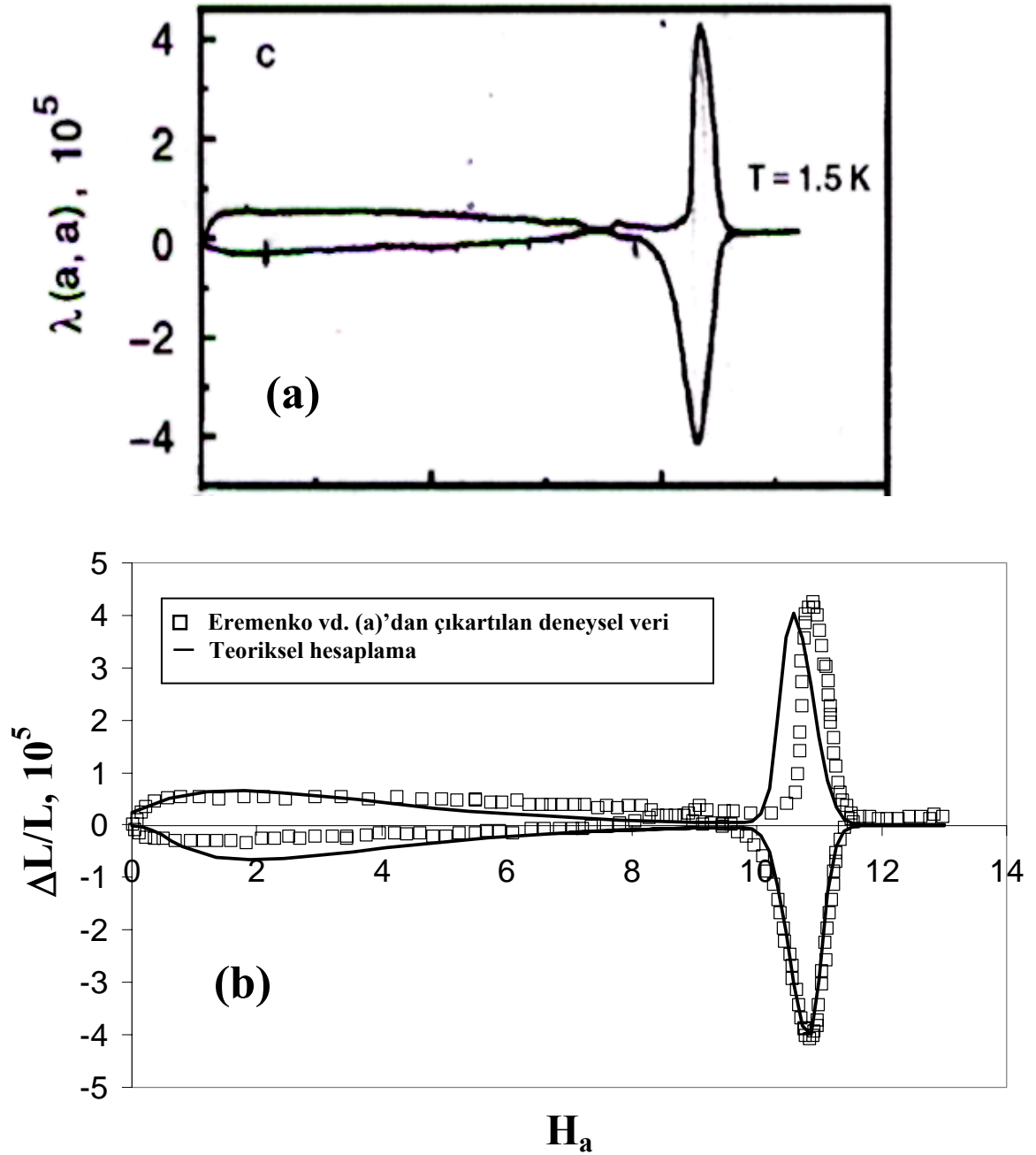
Bir diğ er önemli nokta ise alan aktivasyonu boyunca numune içerisindeki stres dağılımıdır. Stres dağılımı, $\sigma(x) = (B(x)^2 - B_a^2) / 2\mu_0$ yardımı ile bulunabilir. Düşük B_a , alanı için süperiletken içerisinde akı ile dolu bölgede negatif bir stres oluşuyorken, akının sıfır olduğu bölgede negatif sabit bir stres oluşmaktadır. Yüksek dış alanlara çıkıldığı ve balık kuyruğu pikinin olduğu alan değerlerinde ise, numune içerisindeki stres tekdüze olarak negatif yönde artmaktadır

Şekil 44'te üç farklı $J_c(B)$ modeli kullanılarak çizilen manyetikzorlanım eğrisi verilmiştir. Bu model için seçilen parametreler literatürde benimsenen değerlerdir. Eğride dikkat çekici nokta, düşük alanda ortaya çıkan pikin yüksek alandaki pikten daha baskın olmasıdır. Bir diğ er nokta ise alan artarken ortaya çıkan yüksek alan pikinin tam simetrisinin alan azalırken ortaya çıkmasıdır. Bu, diğ er iki modelde ortaya çıkmayan bir özelliktir. Yüksek alan pikinin gradyenti diğ er modellerinkinden çok daha fazladır. Yani, pik çok hızlı oluşmakta ve yine aynı hızda bozunmaktadır. Bu oluşma ve bozunma hızını belirleyen parametreler B_1 ve B_2 değerleridir.

2.3.3 Deneysel Verilerle Karşılaştırma

Bu bölümde, yapılan modelleme hesaplamaları literatürdeki bazı deneysel verilerle karşılaştırılacaktır. Yapılan modelleme hesabı uygun parametreler seçildiğinde çeşitli deneysel verileri büyük bir başarı ile türetmesine karşın, Eremenko vd. (2001) tarafından verilen deneysel veriler kullanılmıştır. Ölçümler 14 Teslalık alan altında 1.5K'de $2H - NbSe_2$ tek kristali üzerinde gerçekleştirilmiştir. Numunenin boyutları c -ekseni boyunca $L \approx 1.32 \text{ mm}$ ve a -ekseni boyunca $L \approx 5 \text{ mm}$ dir. Alan hegzagonal eksene dik ($H \perp c$) olarak uygulanmış ve manyetikzorlanım $\Delta L / L$, ab -ekseni boyunca ölçülmüştür ($\Delta L / L \perp c$). Eremenko vd. bu durumdaki genleşmeyi $\lambda(a, a)$ olarak betimlemişlerdir.

Hesaplamalarda sonsuz dilim geometrisi göz önüne alınmış ve bu nedenle demanyetizasyon alan düzeltmesi ihmal edilmiştir. Denk. (88) ile verilen eksponensiyel tabanlı model histerezis çevrimlerini elde etmek için kullanılmıştır. H_p , H_w ve J değerleri Eremenko vd.'nin (2001) çalışmasındaki Şekil 1.c'den türetilmiştir. Türetilen bu parametreler kritik akım denkleminin ikinci kısmında kullanılmıştır. Bu model, ölçümlerde ortaya çıkan ikincil pik, "onset" ve "offset"teki yerel minimum ve piklerdeki asimetri gibi belli



Şekil 45. (a) Eremenko vd (2001) tarafından, $2H-NbSe_2$ tek kristalinde yapılan manyetikzorlanım ölçümü. (b) Deneysel veri ve “fit” eğrisi. Bu deneysel verideki değerler büyük bir dikkatle çıkartılmıştır. Bu verileri teorik olarak türetmek ve “fit” etmek için bir “Gaussian” terim eklenilmiş eksponensiyel model kullanılarak manyetikzorlanım eğrisi çizilmiştir. Burada, düz çizgi hesaplanan eğrileri temsil eder ve $J_{c0} = 1.592 \times 10^8 A/m^2$, $c_0 = 7.927 \times 10^{12} Pa$, $H_0 = 1.4 T$, $H_p = 8 T$, $H_w = 0.3 T$, $J = 0.55$ olarak alınmıştır

başı özellikleri başarılı bir şekilde türetebilmektedir. Bütün bunlar manyetik zorlanım deneylerindeki balık kuyruğu etkisinin analizi için kullanılan yaklaşımın uygunluğunu gösterir. Bununla beraber, deneysel verilerden bazı küçük sapmalar da gözlemlenmiştir. Örneğin; ileri çevrim için deneydeki pikin pozisyonunun, geri çevriminkinden biraz daha düşük alanlarda meydana gelmesi ve artan alanda oluşan pikin azalan alandaki pikten daha geniş olması durumu bu modelden küçük bir sapma olarak değerlendirilebilir.

2.4 Transport Akımın Akı Çivilenmesi Sonucu İndüklenen Manyetikzorlanıma Etkisi

Yüksek T_c süperiletkenler kullanılarak dizayn edilen bolometreler, motorlar, transformatörler ve yüksek akım taşıyan kablolar gibi pek çok teknolojik uygulamalarda, süperiletkenler transport akıma maruz kalırlar. Şayet akım küçükse, şiddetli çivilenmeye sahip süperiletkenlerdeki manyetik akı davranışı kritik hal modeli ile açıklanabilir (LeBlanc 1963, Cambell ve Evetts 1972, Zeldov vd. 1994, Brandt 1994, Bobyl vd. 2002). Bu modele göre, süperiletkene ilk manyetik alan nüfuzunun gerçekleştiği “Nüfuz Alanı” olan H_{NA} “bulk” kritik alandan daha büyük olduğu durumlarda, II. tip süperiletkenlerin manyetizasyonu, dış alandaki değişimler yüzünden, numunede indüklenen akımlardan kaynaklanmaktadır. Yerel manyetik alanın bir fonksiyonu olan kritik akım yoğunluğu değerine kadar bu akımlarda bir kayıp meydana gelmez. Süperiletken numunenin her yerinde, dış manyetik alan tarafından belirlenen maksimum süper akım taşıyorsa, süperiletken kritik hale ulaşmıştır. $H_a > H_{NA}$ koşulunu sağlayan dış alan değerleri için süperiletken numunenin hem diamanyetik, hem de paramanyetik bir kritik hali mevcuttur. Şayet süperiletken içerisindeki ortalama iç manyetik alan değeri \bar{B} , dış alan değeri B_a ’dan küçük ise süperiletken diyamanyetik, büyük ise paramanyetik davranış sergiler. Kritik akım yoğunluğu genellikle alan arttıkça azaldığı için, diyamanyetik manyetizasyon paramanyetik manyetizasyondan daha büyüktür. Transport akım taşıyan bir süperiletkende akı ve akım dağılımları çeşitli tekniklerle ölçülebilir. Bunların arasında en yaygın teknik olarak “Magneto-optical imaging” (MOI) (Vlasko-Vladov vd. 1992, Indenbom vd. 1993, Schuster 1992) ve Hall mikro-prob yöntemi (Oota vd. 1997) vardır.

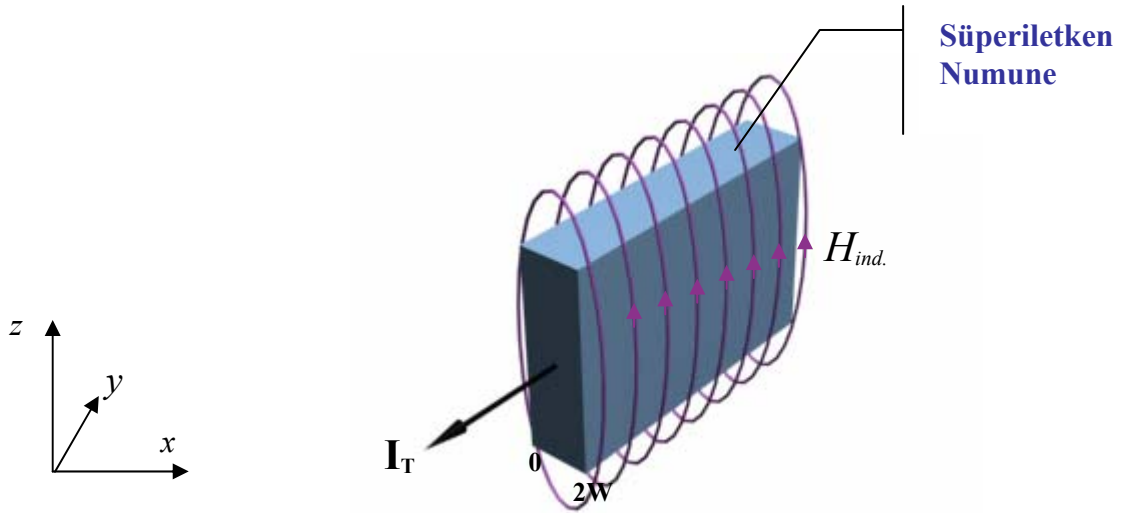
Süperiletkenden geçirilen akım (transport akım), kritik akım değeri I_c ’yi aşarsa, kritik hal durumu ortadan kalkar. Bu durumda, akı, numunenin her iki yüzeyinde sıfırdan farklı bir elektrik alan meydana getirecek şekilde süperiletkenin içerisinde hareket etmeye başlar. Sonuç olarak, numunede sonlu bir direnç ortaya çıkar. Akı örgüsünün donmuş durumdan hareketli duruma geçişi oldukça yumuşaktır. Çünkü belirli bir I değeri için süperiletkenin bazı bölgeleri $J \approx J_c$ kadar akım yoğunluğu taşır. $I \leq I_c$ için numunenin büyük bir kısmı bu bölgeler tarafından doldurulur ve manyetik akı dağılımı artık durağan olmaz.

Transport akımın süperiletkenlerin manyetizasyonu üzerine etkisi, ilk olarak $Nb-Zr$ (%25 Zr) süperiletken telin farklı akım ve alan durumları için LeBlanc (1963) tarafından incelenmiştir. Daha sonra, transport akımın AC kayıplara etkisi çeşitli yazarlar tarafından sıklıkla incelenmiştir (Coffey, 1967; Norris, 1970). Hem süperiletken “strip”, hem de dilim

numuneler için Bean modeli kullanılarak, çeşitli dış alan ve transport akım durumları için numune içerisinde akı ve akım profilleri Zeldov vd. (1994) tarafında çıkartılmıştır. Dik bir manyetik alanda akım taşıyan II. tip bir süperiletken “strip”in alandan bağımsız kritik akım yoğunluğu için akı ve akım ifadeleri Brandt ve Indenbom (1993) tarafından çıkarılmıştır. Aynı zamanda manyetizasyon ifadeleri yine bu yazarlar tarafından aynı çalışmada sunulmuştur. Yine transport akımın dinamik dirence etkisi Oomen vd. (1999) tarafından incelenmiştir. Süperiletken ince film numunede geçen transport akımı ve onun gevşemesi manyeto-optik görüntüleme tekniği yardımı ile Bobly vd. (2002) tarafından incelenmiştir ve sonuçlar kritik hal modelleri kullanılarak yorumlanmışlardır. Ancak bugüne kadar yapılan çalışmaların hiçbirisinde kritik hal modelleri çerçevesinde transport akımın manyetik zorlanıma etkisi incelenmemiştir. Bu bölümde, II. tip bir süperiletkenden transport akım geçirildiğinde, numunenin manyetik zorlanımsal tepkileri incelenmiştir.

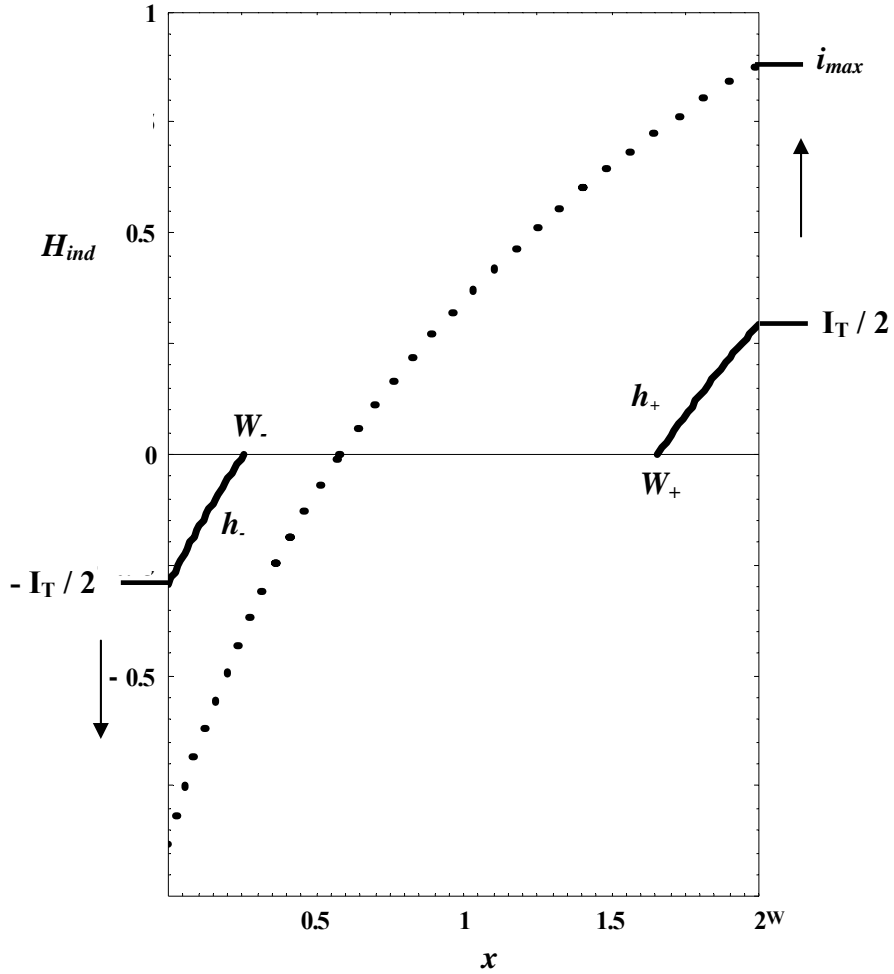
2.4.1 Süperiletken Dilimin Transport Akıma Tepkisi

Bu bölümde, herhangi bir dış alan olmadığı durumda ($B_a = 0$ iken), yalnızca akım sıfırdan itibaren artırılırken, numuneden geçirilen akımdan dolayı indüklenen alan tarafından oluşturulabilecek manyeto-zorlanımsal davranış incelenmiştir.



Şekil 46. $2W$ genişliğinde süperiletken dilim. Dış manyetik alan sıfır ve I_T transport akım y -yönünde uygulanıyor. H_{ind} , transport akım tarafından indüklenen manyetik alanı temsil ediyor

Şekil 46'daki gibi $2W$ genişliğinde bir II. tip süperiletken bir dilim göz önüne alınıyor. "Slab'tan" $-y$ yönünde I_T kadarlık bir akım geçiriliyor. Dilimin her birim yüksekliği için $-y$ yönünde akan I_T transport akım; $x=2W$ 'da $\mu_0 I_T / 2$ ve $x=0$ 'da $-\mu_0 I_T / 2$ kadar manyetik alan meydana getirir. Çok küçük değerlerdeki transport akım, her yüzeyde λ ($\lambda \ll 2W$) kadar bir derinlikte akar ve bunun ötesinde eksponensiyel olarak azalır. Burada λ "London Nüfuz Derinliği"dir. Akım tarafından indüklenen self alan H_{ind} , H_{c1} 'i aştığı zaman, girdaplar numuneye nüfuz etmeye başlar. Burada yüksek- κ 'ya sahip bir süperiletken göz önüne alınmaktadır. Numune içerisindeki manyetik akı dağılımı kritik hal modellerine göre $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$ Maxwell denklemi tarafından belirlenir. Ayrıca diyamanyetik etkiler de ihmal edilmektedir. Kritik akımın alan bağıllığı eksponensiyel formda $J_c(B) = J_{c0} e^{-|H|/H_0}$ olduğu kabul ediliyor.



Şekil 47. Başlangıçta 0'dan i_{max} 'a kadar I_T transport akım arttırıldıkça dilim içerisinde hesaplanan manyetik akı profili. Burada $p=1$ alınmıştır

Akı profili ifadeleri dilimin sol taraf iç kısımda

$$h_+(x) = \frac{1}{p} \ln[e^{ip} - p(2-x)] \quad (92)$$

ve sağ taraf iç kısımda

$$h_-(x) = \frac{1}{p} \ln[e^{-ip} + px] \quad (93)$$

biçiminde olur. Burada $i = I_T / I_c$ normalize edilmiş transport akım ve $I_c = 2J_{c0}W$ her birim yükseklik için Bean kritik akımı olarak tanımlanır. Ayrıca $p = J_{c0}W / H_0$ çivilenme parametresidir.

Denkl. (92) ve (93) ifadeleri yardımıyla elde edilen akı profilleri ölçekli olarak Şekil 47'de çizilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi, indüklenen alan numuneye sağdan girdap biçiminde nüfuz ediyorken, soldan anti-girdap biçiminde nüfuz etmektedir. Girdap ve anti-girdap, burada sadece normal korların etrafında dolanan süper akımının dolanma yönüne bağlı bir tanımlamadır. Kritik akım ise

$$J_y(x) = \begin{cases} J_c & 0 < x < W_- \text{ ve } W_+ < x < 2W \\ 0 & W_- < x < W_+ \end{cases} \quad (94)$$

biçimindedir.

Burada W_- dilimin sol iç kısmında ve W_+ ise sağ iç kısmında akımın sıfır olduğu noktalar ve değerleri şu ifadeler yardımı ile hesaplanabilir:

$$W_- = \frac{1}{p} (1 - e^{-ip}), \quad (95)$$

$$W_+ = \frac{1}{p} (1 + 2p - e^{ip}). \quad (96)$$

Akımın sıfır olduğu bölgenin genişliği $W_f = W_+ - W_-$.

$$W_f = \frac{1}{p}(2p + e^{-ip} - e^{ip}) \quad (97)$$

ile verilir. Ayrıca girdapların numunenin merkezine ulaşması için gereken akımın değeri

$$i_{\max} = \frac{1}{p} \ln[p + \sqrt{1 + p^2}]. \quad (98)$$

bağıntısı ile verilir. Burada unutulmaması gereken nokta, bu i_{\max} değerinden sonra numunede bir elektrik alanın, dolayısıyla bir voltajın meydana gelmesidir. İki farklı limit durumu için $\lim_{p \rightarrow 0} i_{\max} = 1$ ve $\lim_{p \rightarrow \infty} i_{\max} = 0$ olmaktadır. Ayrıca $p \rightarrow 0$ limit durumu özel olarak *Bean modeli*'ne karşılık gelmektedir.

Bir akı çizgisinin çivilenme kuvvetinin şiddeti her birim uzunluk için $f_p(N/m)$ olarak alınır, her bir akı çizgisinin numuneye uyguladığı kuvvet $-f_p$ olacaktır. Birim alanda n tane akı çizgisi varsa, numuneye uygulanan kuvvetin büyüklüğü $-n f_p(N/m^2)$ olacaktır. Bu durumda şu denge şartı sağlanmalıdır:

$$\frac{\partial \sigma(x)}{\partial x} + (-n(x) f_p) = 0. \quad (99)$$

Burada $\sigma(x)$ yerel stres olarak tanımlanır. Bundan sonra basitlik olması açısından $2W$ olan numunenin boyutu L olarak tanımlanmıştır. Yerel çivilenme kuvveti $f_p = \phi_0 \partial H(x) / \partial x$ ile ifade edilebilir. Burada ϕ_0 akı kuantumudur ($\phi_0 = \hbar / 2e$). Ayrıca $H(x) = \phi_0 n(x)$ yerel akı yoğunluğudur. $H(x=0) = -I_T / 2$ ve $H(x=L) = I_T / 2$ sınır koşullarını kullanarak (99) ile verilen basit diferansiyel denklem çözülürse, iç stres için

$$\sigma(x) = \frac{H(x)^2 - (I_T / 2)^2}{2} \quad (100)$$

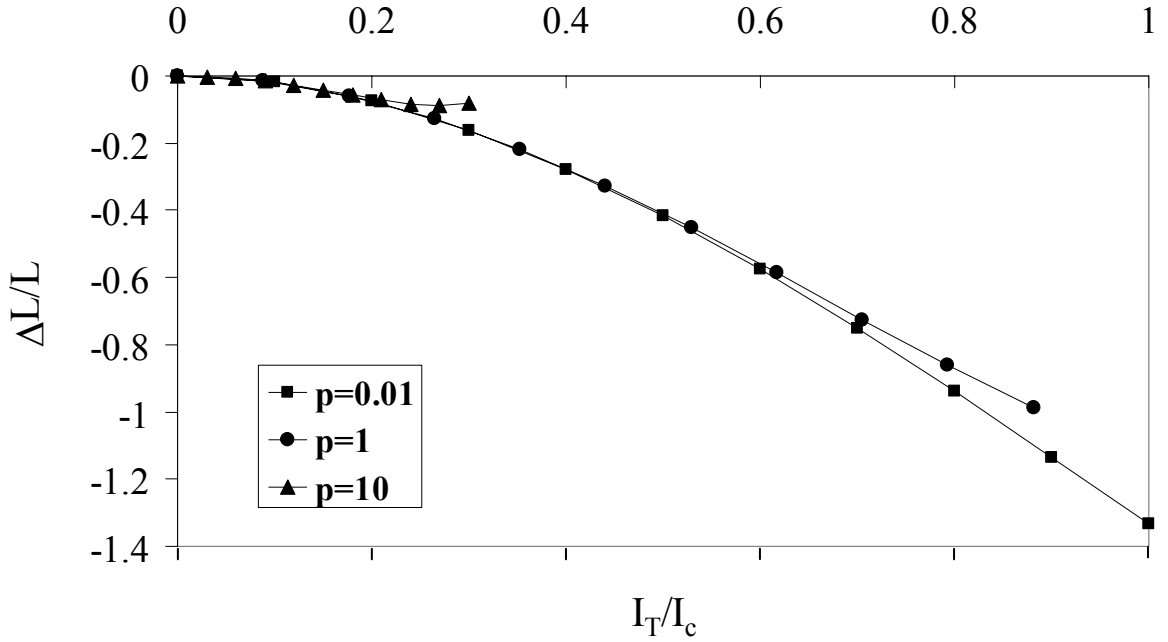
ifadesi elde edilir. Bu denklem kullanılarak numunenin uzunluğundaki nispi değişim

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{L} \int_0^{2W} \frac{\sigma(x)}{c_0} dx = -\frac{1}{2c_0W} \int_0^{2W} \left(\left(\frac{I_T}{2} \right)^2 - H^2(x) \right) dx. \quad (101)$$

şeklinde ifade edebilir. Burada c_0 malzemenin esneklik sabiti olarak tanımlanır. Malzeme içerisindeki akı dağılımı biliniyorsa, Denk. (101) yardımı ile uygulanan akım “puls”ları için malzemede oluşabilecek uzama hesaplanabilir. Bu işlemlerin tümü yapıldığında incelenen durum için

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{J^2 W}{2c_0} \left(-i^2 + \frac{1}{p^3} \left\{ -e^{-ip} (-2 + ip(2 + ip)) + e^{ip} (2 + ip(-2 + ip)) \right\} \right) \quad (102)$$

ifadesi elde edilir.



Şekil 48. Farklı p parametreleri için I_T uygulanan transport akıma karşı $\Delta L/L$ malzemede ki boyca uzama miktarı

Farklı p parametreleri için uygulanan transport akıma karşı numunenin boyundaki değişim miktarı Şekil 48'de gösterilmiştir. Burada uzama miktarı $(\Delta L/L)_0 = (J_c W)^2 / (2c_0 W)$ ile transport akım ise $I_c = 2J_c W$ ile normalize edilmiştir. Bunlar eğrilerin biçimini değil yalnızca skalasını etkileyecektir. Şekilden de görüleceği üzere; akım arttırıldıkça

malzemenin boyunda bir büzüşme meydana gelmektedir. Küçük p değerleri için akım arttırıldıkça malzemenin boyu daha ziyade tekdüze bir biçimde kısalıyorken, büyük p değerleri için bu büzüşme tekdüze değildir. Hatta $p=10$ için dikkat edilirse akım arttıkkça malzeme önce hızlı bir biçimde büzüşmekte, boyda belli bir minimuma ulaşmakta ve bundan sonra büzüşme miktarı çok az azalmaktadır. Bu davranış, çivilenme parametresi arttırıldıkça manyetikzorlanımın alan bağıllığının artması ile ilgili bir durumdur. Sonuç olarak, bütün bu özellikler dış alan uygulandığında ortaya çıkan manyetikzorlanımdaki belli başlı özelliklerle bire bir uyuşmaktadır. Bu durum, $\Delta L/L$ 'nin $H(x)^2$ 'nin bir fonksiyonu olmasının doğal bir sonucudur. Burada hem numunenin sağında indüklenen alan tarafından sürülen girdapların oluşturduğu iç basınç, hem de solunda indüklenen alanın sürüklediği anti-girdapların oluşturduğu iç basınç numune boyundaki değişime katkıda bulunmaktadır. Daha önce de belirtildiği gibi, $p \rightarrow 0$ limiti *Bean modeline* karşılık gelmektedir. Bean modeli için $\Delta L/L$ ifadesi normalize edilmiş formda,

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{3} i^2 (2i - 3) \quad (103)$$

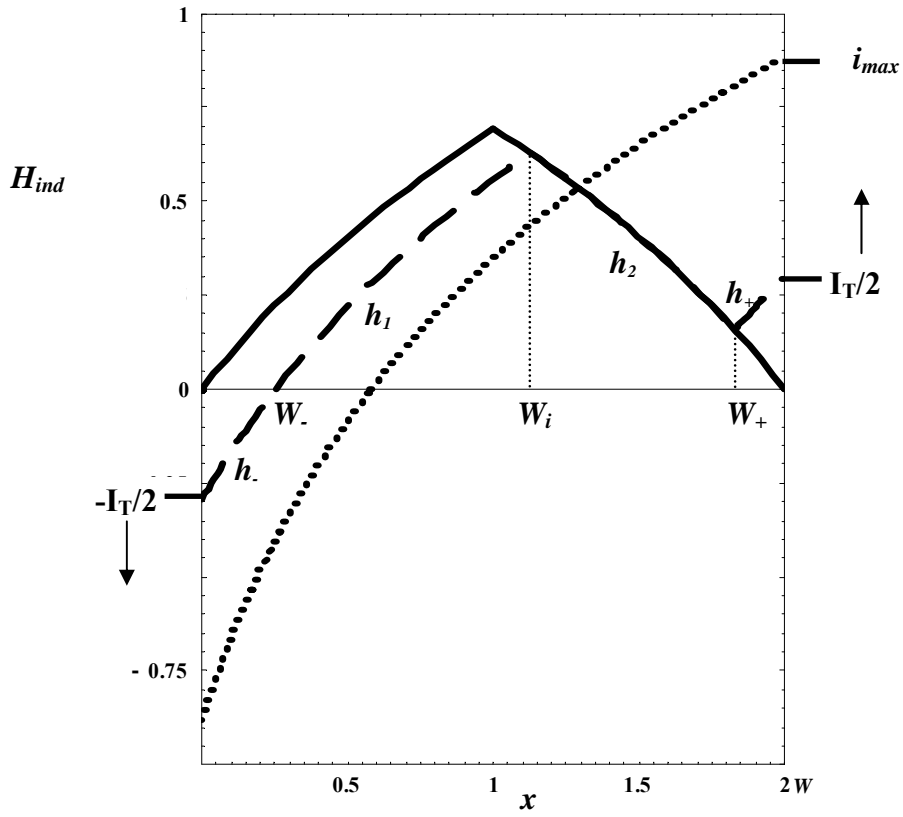
şeklinde yazılabilir.

2.4.2 Tuzaklanmış Alana Sahip Süperiletken Dilimin Transport Akıma Tepkisi

Bu kesimde, önce B_a dış manyetik alanını $B_a=0$ 'dan itibaren maksimum dış alan B_m ($B_m \geq 2B_*$, B_* birincil nüfuz alanıdır) değerine kadar arttırıldığı, daha sonra tekrar $B_a=0$ değerine düşürüldüğü ve ardından akımın geçirildiği durum incelenmiştir. Alan aktivasyonundan sonra, süperiletken dilim içerisinde bir miktar girdap tuzaklanmış olur. Bu durum genellikle literatürde “remnant” kalıcı durum olarak isimlendirilir. Ortamda dış alan sıfır iken, transport akım $-y$ yönünde numuneye uygulanıyor. Şekil 49'dan da görüleceği üzere, bir önceki kısımda anlatıldığı gibi, akım numunenin sağında $I_T/2$, solunda ise $-I_T/2$ kadar bir dış alan oluşturur. Burada süperiletken dilim içerisinde dolanan akım

$$J_y(x) = \begin{cases} J_c & 0 < x < W_i \text{ ya da } W_+ < x < 2W \\ -J_c & W_i < x < W_+ \end{cases} \quad (104)$$

şeklindedir.



Şekil 49. Kalıcı durum sağlandıktan sonra, transport akım uygulandığında $2W$ genişliğinde dilim içerisinde oluşan manyetik akı yoğunluğu profili. Akım “slab’a” $-y$ yönünde 0 ’dan i_{max} ’a kadar uygulanır ($p=1$)

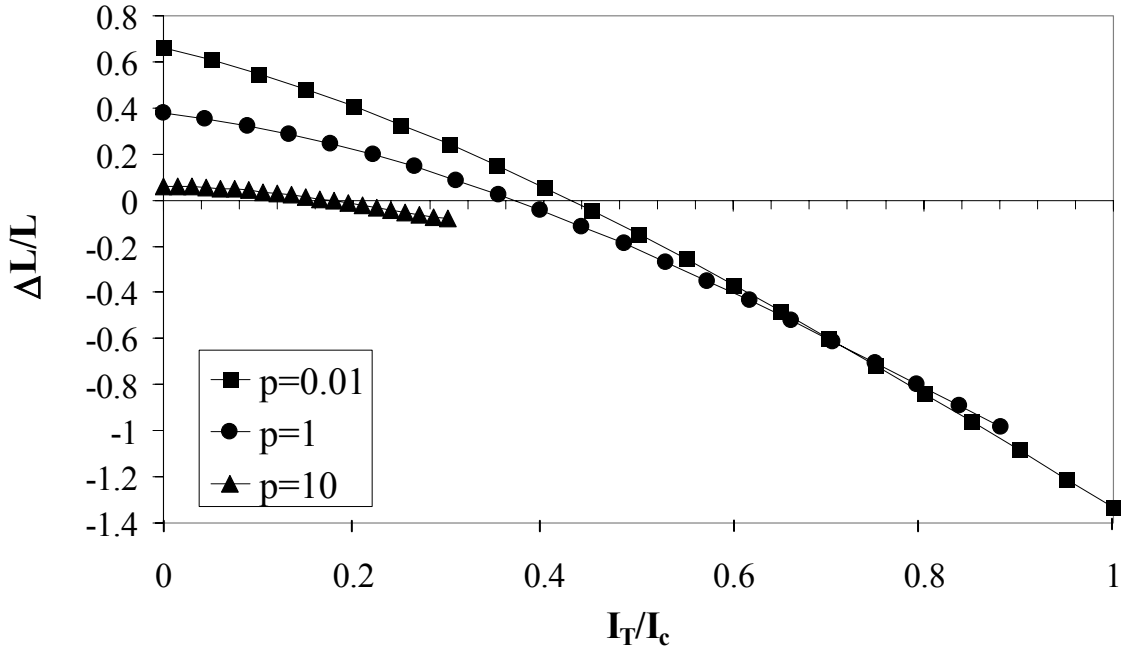
Bu durumda numune içerisinde akı profili denklemleri

$$\begin{aligned}
 h_-(x) &= \frac{1}{p} \ln[e^{-ip} + px], \\
 h_1(x) &= \frac{1}{p} \ln[1 + p(x - W_-)], \\
 h_2(x) &= \frac{1}{p} \ln[1 + p(2 - x)], \\
 h_+(x) &= \frac{1}{p} \ln[e^{ip} - p(2 - x)]
 \end{aligned} \tag{105}$$

biçimindedir. Bu ifadeler yardımıyla akı cephelerinin değerleri,

$$\begin{aligned}
W_+ &= \frac{1}{2p}(1 + 4p - e^{ip}), \\
W_- &= \frac{1}{p}(1 - e^{-ip}), \\
W_i &= 1 + \frac{1}{2}W_-
\end{aligned}
\tag{106}$$

şeklindedir. Bir önceki kısımda manyetikzorlanım için elde edilen ifadeler bu durum için analiz edildiğinde geçerliliğini korumakta, yani $\Delta L/L$ ifadesi burada da geçerli olmaktadır. Denk. (105)'teki profil ifadeleri Denk. (101)'de yerine konular ve Denk. (106)'daki sınırların değerleri yerlerine konulmak suretiyle $\Delta L/L$ ifadesi analitik olarak çıkarılabilir.



Şekil 50. Kalıcı durumu sağlamak için, dış alan önce H^{**} dan büyük bir değere kadar çıkartılıyor, daha sonra sıfıra düşürülüyor. Daha sonra numuneden transport akım geçirildiğinde, malzemede oluşan manyetikzorlanım

Şekil 50'de, $p=0.01$, 1 ve 10 değerleri için kalıcı durumdan sonra oluşan manyetikzorlanım eğrileri gösterilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi, $i=0$ iken kalıcı durumdan dolayı pozitif bir manyetikzorlanım vardır. Numune orijinal boyundan bir miktar daha uzundur. Akım geçirilmeye başlandığında, boyca uzama miktarı önce hızlı bir şekilde sıfır olmakta ve tekrar bir negatif manyetikzorlanım yani boyda kısalma ortaya

çıkılmaktadır. Burada hangi akım değerinde numunenin orijinal boyuna ulaştığı, $\Delta L/L$ ifadesi sıfıra eşitlenerek bulunabilir.

Şekil 50'den görüldüğü gibi; $i=I_T/I_c=0$ iken belli bir miktar girdap numune içerisinde tuzaklanmıştır. Bu yüzden pozitif bir manyetik zorlanım mevcuttur. Alan arttırıldıkça numunenin sağında indüklenen alan numunenin merkezine doğru girdapları sürerken, solundaki indüklenen alan ise numunenin dışına doğru girdapları sürmektedir. Numunenin merkezine doğru hareket eden girdaplar çivilenme merkezleri ile etkileşerek numunede bir büzüşmeye neden olur. Numunenin dışına doğru hareket eden girdaplar ise çivilenme merkezlerini bu sefer dışa doğru hareket ettirerek bir genişlemeye yol açar. Burada sıkışma ve genişleme miktarları p parametresine bağlıdır. p değeri arttıkça numuneye girmeye çalışan girdapların sayısı, numuneden çıkmaya çalışan girdapların sayısından fazla olmaktadır. Bu durum Şekil 50'de $i=i_{\max}$ alınarak kolayca anlaşılabilir. Uygulanan maksimum alanın değeri Denk. (98) kullanılarak bulunabilir.

2.4.3 Süperiletken Dilimin Alanlı Soğutma İşleminde Sonra Uygulanan Transport Akıma Tepkisi

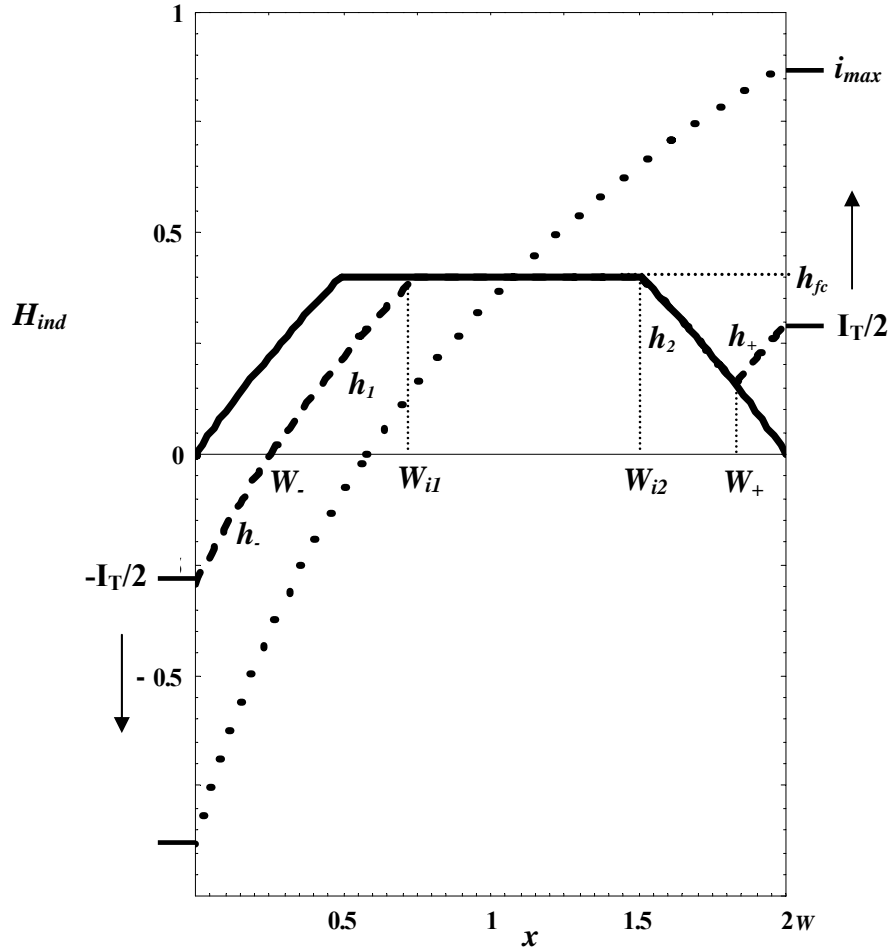
Bu bölümde numune önce T_c kritik sıcaklığın üzerinde bir sıcaklıkta h_{fc} kadarlık bir dış alana maruz bırakılıyor. Daha sonra sıcaklık T_c 'nin altına düşürülüyor. Bu sayede numune içerisinde h_{fc} miktarı kadar bir alan tuzaklanmış olmaktadır. Bu işlem literatürde “field cool” alanlı soğutma olarak nitelendirilir. Daha sonra dış alan sıfıra kadar düşürülüyor ve numuneden $-y$ yönünde bir akım geçiriliyor (bk. Şekil 51). Bu durumda oluşan akı profilli ifadeleri

$$\begin{aligned}
 h_-(x) &= \frac{1}{p} \ln[e^{-ip} + px], \\
 h_1(x) &= \frac{1}{p} \ln[1 + p(x - W_e)], \\
 h_2(x) &= \frac{1}{p} \ln[1 + p(2 - x)], \\
 h_+(x) &= \frac{1}{p} \ln[e^{ip} - p(2 - x)]
 \end{aligned}
 \tag{107}$$

şeklinde olur. Uygulanacak maksimum akım değeri

$$i_{\max} = \frac{1}{p} \ln[-1 + 2e^{h_{fc} p}] \quad (108)$$

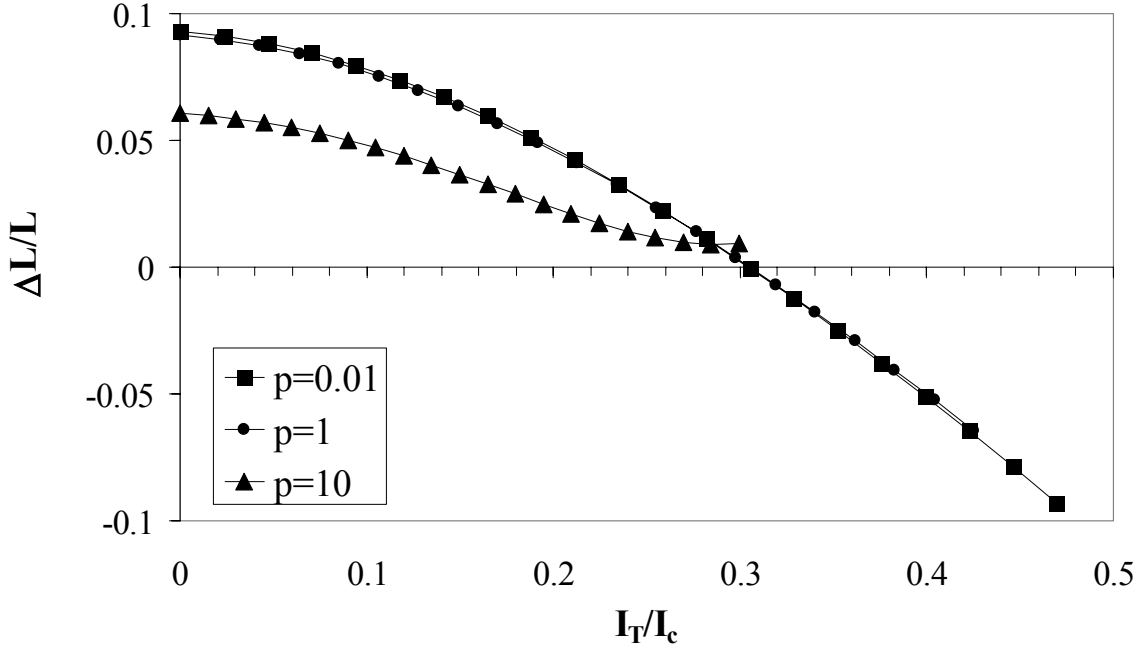
yardımları ile hesaplanabilir.



Şekil 51. Alanlı soğutma işleminden sonra numuneden geçirilen transport akımının vasıtasıyla indüklenen alanın numune içerisinde oluşturduğu manyetik akı profili. Akım i_{\max} 'a kadar uygulanıyor

Bu alan ve akım durumu için transport akım $W_{1i} < x < W_{2i}$ bölgesinde akmaz. Çünkü bu bölgede $|J_y|$, kritik halde J_c 'yi aşamaz. Bütün akım bu nedenle $0 < x < W_{1i}$ ve $W_{2i} < x < 2W$ bölgelerinde akar. Transport akım, manyetik alan profilini ve dolayısıyla girdapların dağılımını değiştirir. Ayrıca girdaplar eğer $|J|$, J_c 'yi aşarsa harekete geçecektir. $|J_y(x)| < J_c$ olduğu bölgelerde sürücü kuvvet maksimum çivilenme kuvvetinden daha küçüktür ve girdaplar hareketsizdir. Sonuç olarak, numunenin hacmi şu kritik bölgelere bölünür: **a)**

$|J_y(x)|=J_c$ olduğu bölge; alan transport akım tarafından değiştirilir. **b)** $|J_y(x)|\leq J_c$ olduğu ve alanın değişmediği bölge; bu bölgede $H(x)$ alanın maksimum değeri h_{fc} 'ye eşittir.

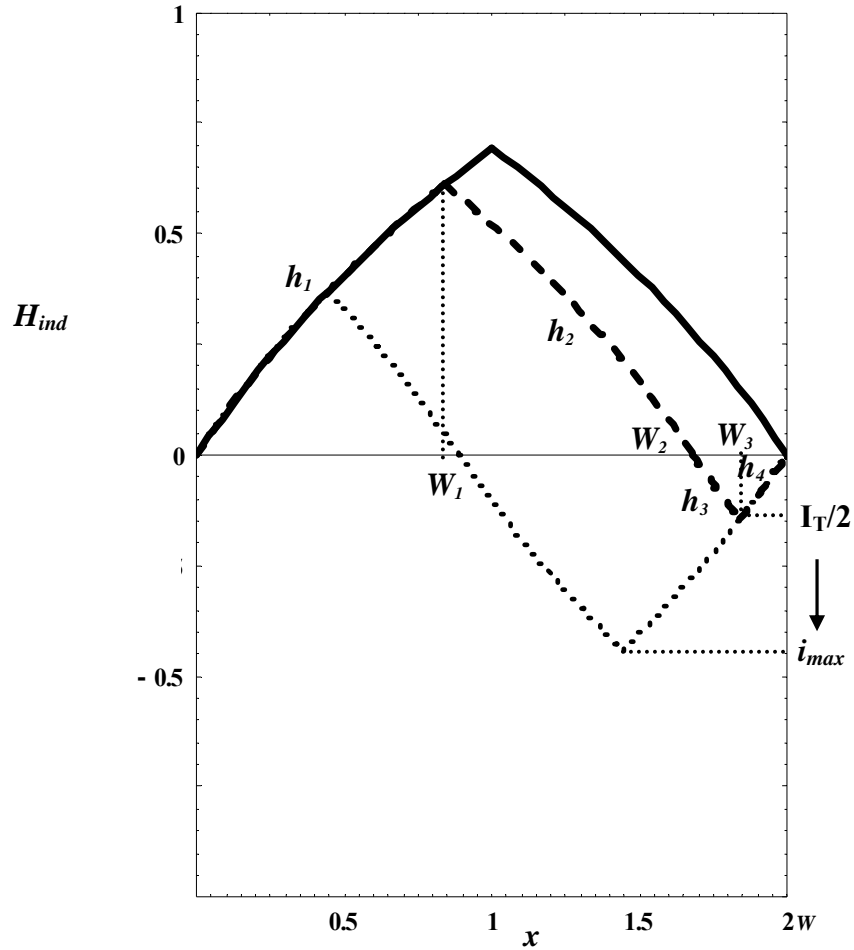


Şekil 52. Alanlı soğutma işlemi ve sonrasında numune yüzeyindeki dış alan sıfırlandıktan sonra uygulanan transport akıma karşı meydana gelen manyetik zorlanım ($h_{fc}=0.235$).

Şekil 52'de alanlı soğutma işleminden sonra uygulanan transport akıma karşı manyetik zorlanım eğrileri verilmiştir. Alan sıfır yapıldığında numunede pozitif bir manyetik zorlanım ortaya çıkmaktadır. Akım geçirildiğinde ise küçük p değerleri için numunedeki pozitif manyetik zorlanım yavaşça azalarak, numune önce orijinal boyuna kavuşmakta, daha sonra ise boyca kısalmaktadır. Büyük p değerleri için, örneğin burada $p=10$ için, numunede oluşan pozitif manyetik zorlanım azalmaktadır. Ancak akım i_{max} değerine ulaşsa bile numune orijinal boyuna ulaşamamaktadır. Bu alansız soğutma işleminde ortaya çıkmayan ilginç bir durumdur. Bu olay ancak büyük p değerleri için girdapların hareketsiz kaldığı, yani $J_c=0$ olduğu bölgenin daha büyük olması ile ilgilidir.

2.4.4 Kalıcı Haldeki Dilimin Alternatif Transport Akıma Tepkisi

Ele alınan bir diğer durum ise, başlangıçta tamamıyla akı nüfuz etmiş kalıcı kritik haldeki dilime alternatif transport akımın uygulandığı durumdur. Şekil 53'te kalıcı duruma ulaşıldıktan sonra süperiletkenden i alternatif akımı geçirildiğinde, numune içerisinde oluşan akı dağılımı gösterilmektedir. dilim geometrisinde, transport akım, genişlikleri $(W/2)(I_T/I_c)$ kadar olan iki şerit boyunca akar. Bu akım şeritlerinin birisi $x=2W$ 'nin yanında ve sağında, diğeri ise onun yanında fakat solundadır. Akım maksimum değerine ulaşıktan sonra, ΔI_T kadar azaltılmaya başlanır ve ilave negatif akım $W(\Delta I_T/I_c)$ genişliğinde bir şeritten akar.



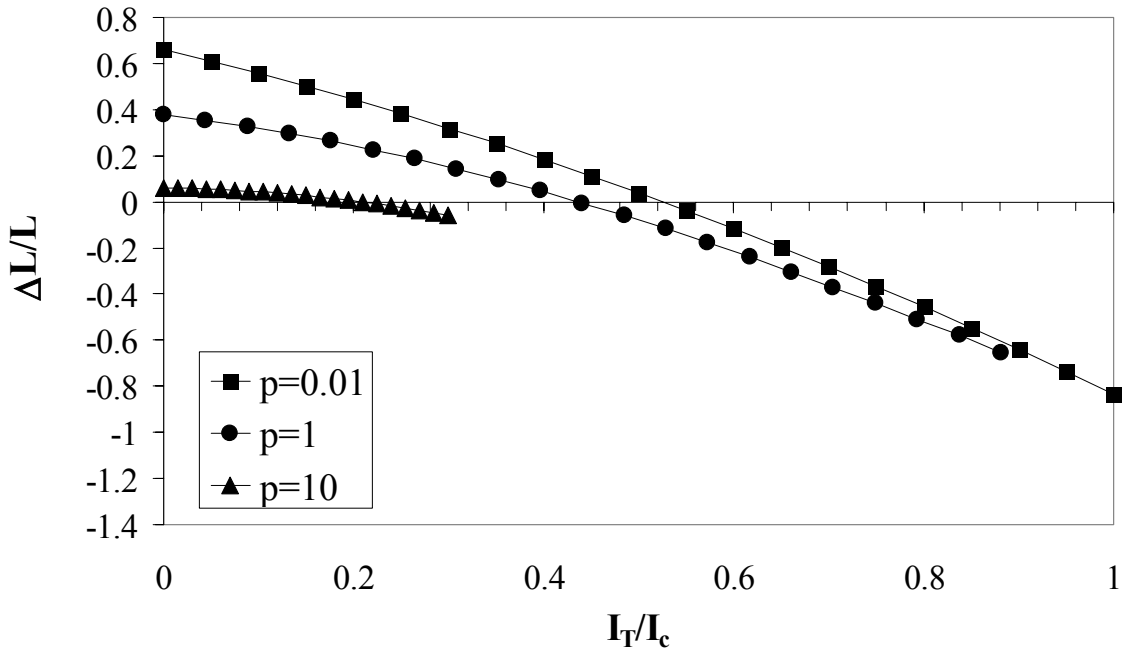
Şekil 53. Başlangıçta tamamıyla akı nüfuz etmiş kalıcı kritik haldeki dilime alternatif transport akımın uygulanması sonucu numune içerisinde ortaya çıkan akı profili

En son durumda oluşan akı profili ifadeleri aşağıdaki gibi verilmiştir:

$$\begin{aligned}
h_1(x) &= -\frac{1}{p} \ln[1 + px], \\
h_2(x) &= -\frac{1}{p} \ln[1 + (W_1 - x)], \\
h_3(x) &= \frac{1}{p} \ln[e^{\frac{ip}{2}} - p(W_2 - x)], \\
h_4(x) &= \frac{1}{p} \ln[1 + p(2 - x)].
\end{aligned} \tag{109}$$

Bu durumda meydana gelen akı cephelerinin formülleri ise şu şekilde olur:

$$\begin{aligned}
W_1 &= \frac{1}{p} (1 + pW_2 - e^{\frac{ip}{2}}), \\
W_2 &= \frac{1}{p} (1 + 2p - e^{\frac{ip}{2}}), \\
W_0 &= \frac{W_1}{2}.
\end{aligned} \tag{110}$$



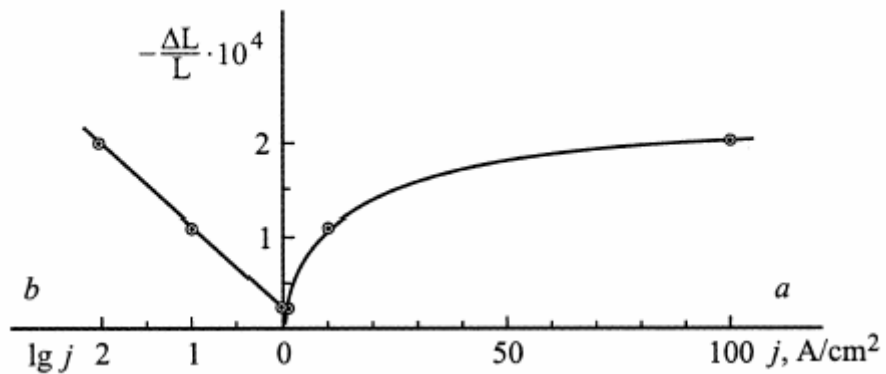
Şekil 54. Kalıcı durumdan sonra dilime uygulanan alternatif akım sonucu ortaya çıkan manyetik zorlanım

Şekil 54'te manyetik alan vasıtasıyla süperiletken dilim içerisinde belli bir miktar girdap tuzaklandıktan sonra numuneden geçirilen alternatif transport akım yüzünden

oluşan manyetikzorlanım eğrileri verilmiştir. $i=0$ iken numune içerisinde girdap tuzaklandığı için numune orijinal boyundan bir miktar daha uzundur. Akım arttıkça indüklenen alan yüzünden numunenin sağında girdaplar uzaklaşmaya başlar. Sonuç olarak numunedeki uzama miktarı azalarak, numune hızlı bir şekilde orijinal boyuna kavuşur. Akım daha da arttırılırsa numune boyu kısalmaya başlar ve akım kritik değerine ulaşıncaya kadar boydaki kısalma devam eder. Uygulanacak akımın maksimum değeri p parametresine bağlı olarak Denk. (98) kullanılarak bulunabilir. Şekil 54'ten de görüleceği gibi, numunede tuzaklanan alanın yarısı uygulanan akım vasıtasıyla uzaklaşacağı için maksimum akıma ulaşıldığında boydaki uzama miktarı kadar büzüşme meydana gelmektedir.

2.4.5 Deneysel Verilerle Karşılaştırma

Süperiletken $PbMo_6S_8$ telinde akım geçirilmesi ile oluşan iç stres Goldacker vd. (1991) tarafından bahsedilen yaklaşımdan farklı bir yaklaşımla hesaplanmıştır. Goldacker vd. (1991), yaklaşımlarında, akım geçirilen numunedeki stresin akımın indüklediği alan tarafından meydana gelebileceğini ileri sürmüşlerdir. Ancak stres ve manyetikzorlanım arasında hiçbir bağlantı kurmamışlardır.



Şekil 55. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ malzemesi için uygulanan transport akıma karşı manyetikzorlanım eğrisi. Sağ taraf, süperiletkene uygulanan akıma karşı manyetikzorlanım eğrisidir. Sol taraf, akım yoğunluğunun doğal logaritmasının alınmış biçimidir. Grafik Dulk'in (2001)'den alınmıştır

Şekil 55'te 77K'de DC akım "puls"ları yardımı ile $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ süperiletkeninde "bulk" manyetikzorlanım ölçümü gösteriliyor. Ölçümler 10^{-7} 'den daha düşük bir hataya sahip diferansiyel dilotometre yardımı ile gerçekleştirilmiştir. Şekil 55'ten görüleceği üzere, akımın artmasıyla 10^{-4} mertebelerinde negatif bir manyetikzorlanım ortaya çıkmıştır. Manyetikzorlanım ile akım yoğunluğu arasında $\Delta L/L = -0.9 \ln(j) 10^{-4}$ biçiminde bir bağıntı çıkarılmıştır. Deneyin yapılışı Kesim 2.4.1'de tasarlanan durumla aynıdır. Bu çalışmada öngörüldüğü gibi, süperiletkenden geçirilen akım negatif bir manyetikzorlanıma neden olmaktadır. Teorik öngörü ile uyuşan bir diğer durum ise akım arttıkça malzemenin boyunun kısılmasıdır.

3. SONUÇLAR

3.1. Meissner Akımının II. Tip Süperiletkenlerin Manyetikzorlanıma Etkisi

II. tip süperiletkenler için akı çivilenmesi sonucu oluşan manyetikzorlanıma yüzeyde dolanan Meissner akımı dikkate alınarak yapılan modelleme çalışmasında şu sonuçlar çıkartılmıştır:

1. İlk alan artışı boyunca B_a uygulanan dış alan B_{c1} 'e kadar λ , ($\lambda \ll W$), nüfuz derinliğinde dolanan Meissner akımı yüzünden, hiçbir suretle süperiletkene nüfuz edemez ve bu süreç boyunca numune boyundaki değişim $\Delta L/L \propto -B_a^2$ biçiminde ve tamamen tersinir bir karaktere sahip olmaktadır.
2. Kritik akım yoğunluğuna Meissner akımının etkisi dikkate alınarak çizilen $\Delta L/L - B_a$ histerezislerinde, negatif bölgede kalan manyetikzorlanımın alanı pozitif bölgedeki alandan daha büyüktür.
3. B_{c1} 'den sonra Meissner akımın miktarı arttıkça numunede meydana gelen büzüşme miktarı da artmaktadır. Bu oran aynı zamanda aynı B_{c1} değeri için genel üs yasası modelinde B_0 ve eksponensiyel modelde p parametresine de bağlıdır.
4. Ikuta vd. (1993) tarafından sunulan kritik hal modellerinin öngörüsüne göre dış alan B_m , belli bir maksimum değerden itibaren azaltıldığında, malzemenin boyutu hızlı bir şekilde genişlemeye dönüşmelidir. Meissner etkisini dikkate alan kritik hal modeli, süperiletkenin boydaki kısalmadan uzamaya dönüş çok yavaş olmaktadır. Beklenildiği gibi $\Delta L/L - B_a$ eğrileri yarı tersinir bir davranış sergilemektedir.
5. Alan azaltılma işleminde $\Delta L/L - B_a$ eğrilerinde I. tip alan çevrimi için $B_a = B_*$ 'da ve II ve III. tip alan çevrimlerinde ise $B_a = B_{c1}$ 'de bir minimum ortaya çıkmaktadır.
6. Alan azaltılma sürecinde dış alan $B_a < B_{c1}$ iken $\Delta L/L$, I. tip alan çevrimlerinde uygulanan alan ile II. ve III. tip alan çevrimlerinde ise daha çok lineer olarak hareket etmektedir.
7. Manyetikzorlanım deneysel verilerini yeniden türetmede eksponensiyel model diğer modellere göre daha başarılı olmaktadır.

3.2. Normal Durum Katkısının II. Tip Süperiletkenlerin Manyetikzorlanımına Etkisi

Kesim 2.2’de, bazı II. tip süperiletkenlerin süperiletken durumdaki manyetikzorlanım deneylerinde ZFC işleminden sonra, B_{c2} ’ye yakın yüksek alanlara çıkıldığında, manyetikzorlanımın işaret değiştirmesi incelenmiştir. Toplam manyetikzorlanım, süperiletken bileşen ve normal-durum benzeri bileşen olarak ele alınmıştır. Manyetikzorlanıma normal durum katkısının oranı G normal durum parametresi ile sağlanmıştır. Pozitif G değerleri manyetikzorlanımı negatif bölgede artırırken; negatif G değerleri, eğrilerin pozitif bölgeye geçmesini sağlamaktadır. Manyetikzorlanıma bu ilave katkı, ya II. tip süperiletkenlere uygulanan alandaki homojensizlikten, ya da düşük alanlarda etkin olmayan ancak yüksek alanlara çıkıldığında etkin olan süperiletkenlerin yapısındaki paramanyetik ya da diğer safsızlıklardan kaynaklanabilir.

3.3. II. Tip Süperiletkenlerdeki Manyetikzorlanıma Balık Kuyruğu Etkisinin Yüksek Alan Piki İçin Modellenmesi

Kesim 2.3’te II. Tip süperiletkenlerin manyetikzorlanımındaki balık kuyruğu etkisini betimlemek için “Lorentzian” terim eklenilmiş Kim modeli ve “Gaussian” terim eklenilmiş ekponensiyel model birbiri ile karşılaştırılmıştır. Manyetikzorlanım gözlemlerinde ortaya çıkan birtakım özellikleri üretmede ekponensiyel tabanlı model Kim tabanlı modele göre daha başarılıdır ve örnek olarak seçilen Eremenko vd. (2001) tarafından yayınlanan deneysel verileri oldukça iyi bir şekilde üretmektedir. İncelenen modeller aynı etkinin ortaya çıktığı manyetizasyon ölçümlerinin sonuçlarını tayin etmede başkaları tarafından yaygın bir şekilde kullanılmıştır (Johansen vd., 1997; Chadran, 1998; Ravikumar vd., 2000).

3.4. Transport Akımın Manyetikzorlanıma Etkisi

Kesim 2.4’de II. tip bir süperiletkenden akım geçirildiğinde oluşan manyetikzorlanım, kritik hal modelleri çerçevesinde incelenmiş ve süperiletken içerisindeki akı dağılımını, manyetikzorlanımı teorik olarak türetebilecek formüller sunulmuştur. Dört farklı akım durumu dikkate alınmış ve şu sonuçlar çıkartılmıştır:

1. ZFC işleminden sonra süperiletkenden akım geçirildiğinde, malzemenin boyu tekdüze olarak kısalmaktadır. Bu kılalmanın mertebesi ve biçimi kritik akımın alan bağılılığına çok bağılıdır.
2. Alan aktivasyon işleminden sonra transport akım geçirildiğinde ise, alan aktivasyonu yüzünden pozitif olan malzemenin boyu gittikçe azalarak negatif olmaktadır.
3. Her bir alan aktivasyonundan sonra süperiletkenden geçirilen akıma malzemenin manyetikzorlanımsal tepkileri birbirinden farklıdır.

Bu tez çalışmasının en önemli sonucu olarak şu çıkartılabilir: II. süperiletkenlerin manyetikzorlanımının modellenmesinde eksponensiyel model diğer modellere göre daha başarılıdır.

5. KAYNAKLAR

- Abrikosov A. A., 1957. On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group, Sovyet Phys.- JETP, 5, 1174.
- Arendt R. H., Garbaskas M. F., Meyer C. A., Rotella F. J., Jorgensen J. D. ve Hitterman R. L., 1991. Magnetic Self-Field Entry into a Current-Carrying Type-II Superconductor, Physica C, 182, 73-79.
- Bean C. P., 1962. Magnetization of Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 8, 250-253.
- Bean C. P., 1964. Rev. Mod. Phys., Magnetization of High-Field Superconductors, 36, 31-54.
- Bean C. P., 1970. Rotational Hysteresis Loss in High-Field Superconductors, J. Appl. Phys., 41, 2482-2483.
- Blatter, G., Feigelman, M. V., Goshhenbein, V. B., Larkin, A. I., ve Vinokur, V. M., 1994. Vortices in High-Temperature Superconductors, Rev. Mod. Phys., 66, 1125-1388.
- Bobyl A V, Stantsev D V, Galperin Y M, Johansen T H, Baziljevich M ve Karmanenko S F, 2002. Relaxation of Transport Current Distribution in a YBaCuO Strip Studied by Magneto-optical Imaging, Supercond. Sci. Technol., 15, 82-89.
- Brand R. A., 1972. Doktora Tezi, Cornell Üniversitesi.
- Braden M., Böhm G., Seidler F., Kalenborn H., Wohlleben D., 1990. Modelling Nonlinearity and Hysteresis due to Critical-State Flux Penetration in Hard Superconductors, Z. Phys. B, 79, 173.
- Braden M., Böhm P., Kalenborn H. ve Wohlleben D., Z., 1990. Structural analyses on $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-x}$ crystals, Phys. B, Condes matter, 79, 173-179.
- Brändli G., 1970. Magnetostriction of Superconductors, Phys. Kond. Mater., 11, 111-113.
- Brändli G., 1970. Magnetostriction Analysis under the Thermodynamical conditions, Phys. Kondens Materie, 11, 93-96.

- Brandt E H, Indenbom M., 1993. Type-II-Superconductor Strip with Current in a Perpendicular Magnetic Field, Phys. Rev. B, 48, 12893-12899.
- Brandt E. H., 1994. Thin Superconductors in a Perpendicular Magnetic AC Field : General Formulation and Stripe Geometry, Phys. Rev. B, 19, 9024-9040.
- Campbell A. M., Evetts J. E., Dew-Hughes D., 1968. Study of the Barrier against Flux Exit from Type II superconductors, Philos. Mag., 18, 313-323.
- Campbell A. M. ve Evetts J. E., 1972. Critical Current, Magnetic Irreversibility Line and Relaxation in Superconductors, Adv. Phys., 21, 199-213.
- Chabanenko V V, D'yashenko A I, Chabanenko A. V., Szymczak H., Piechota S., Nabialek A, Dung N. D., 1998. H-T Phase Diagram for The Giant Magnetic Flux Jumps in Low Temperature Superconductors and High Temperature Superconductors, J. Appl. Phys., 83, 7324-7326.
- Chabanenko V. V., D'yashenko A. I., Chabanenko A. V., Zalutsky M. V., Szymczak H., Piechota S., Nabialek A., 1998. The Range of Giant Flux Instabilities in The H-T Plane in Hard Superconductors: Calculations and Experiment, Supercond. Sci. Technol., 11, 1181-1185.
- Chabanenko V. V., D'yachenko A. I., Zalutskii M. V., Rusakov V. F. Szymczak H., Piechota S., ve Nabialek A., 2000. Magnetothermal Instabilities in Type II Superconductors: The Influence of Magnetic Irreversibility, Journal of Applied Physics, 88, 10, 5875-5883.
- Chabanenko V. V., Nabialek A., Rusakov V. F., Vasiliev S., Kabdin N. N., Szymczak H., Piechota S., Kodess B. N. ve Kononogov S. A., 2005. Giant Magnetostriction and Flux Jumps in Superconducting Nb₃Al Polycrystalline Slab, Journal of Low Temperature Physics, 139,1, 239-246.
- Chaddah P., Roy S. B., Chandran M., 1999, Inferring Equilibrium Magnetization from Hysteretic *M-H* Curves of Type-II Superconductors, Phys. Rev. B 59, 8440-8443.
- Chandran M., 1998. Field Distribution in Thin Superconductors with Secondary Peak in Magnetisation, Physica C, 304, 202-212.
- Chen D.-X ve Goldfarb R. B., 1989. Kim Model for Magnetization of Type-II Superconductors, Journal of Applied Physics, 66(6) 2489-2500.
- Clem J. R., 1979. Theory of Ac Losses in Type-II Superconductors with A Field-Dependent Surface Barrier, J. Appl. Phys., 50, 3518.

- Clem J. R. ve Zhidong H., 1993. Theory for the Hysteretic Properties of the Low-Field DC Magnetization in Type-II Superconductors, Phys. Rev. B, 48, 13774-13783.
- Coffey H. T., 1967. Distribution of Magnetic Fields and Currents in Type - II Superconductors, Cryogenics, 7, 73-81.
- Çelebi S., Öztürk A., Çevik U., 1999. Magnetic Responses of a High-Tc Semi-Reversible YBCO Superconductor, Journal of Alloys and Compounds, 288, 249-255.
- Çelebi S, LeBlanc M. A. R., Magnetic Relaxation in A Commercial Bi:2223/Ag Tape at 77 K, 2000. Superconductor Science and Technology, 13 (7), 1057-1061.
- Çelebi S, Inanir F, LeBlanc M A R 2005. Contribution of The Meissner Current to The Magnetostriction in A High T_c Superconductor ,Supercond. Sci. Technol. 18 14-17.
- Daeumling M., Seuntjens J. M., Larbalestier D. C., 1990. Oxygen-Defect Flux Pinning, Anomalous Magnetization and Intragrain Granularity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Nature 346, 332-335.
- de la Fuente C., del Moral A., Arnaud J. I. Ve Abell J. S., 1995. Flux-Pinning and Crystal-Field Magnetostrictions in $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ High- T_c Superconductors, Physica C, 244, 214-224.
- Delimova L A, Liniichuk I A, Antonov A V ve Gusev H., 1992. Hysteresis Losses in a Thin High-Temperature Superconductor Stripe Exposed to AC Transport Current and Magnetic Field, Superconductivity, 5, 1582.
- du Tremolet de Lacheisserie E, 1993. Magnetostriction: Theory and Applications of Magnetoelasticity (Boca Raton, FL: CRC Press).
- du Tremolet de Lacheisserie E., Barbara B., Henry J. H., 1988. Thermal Expansion and Magnetostriction in A Polycrystalline YBaCu_2O_7 Superconductor, J. Magn. Magn. Mater., 71, L125-L130.
- Dul'kin E. A., Bulk Pulsed-Current Magnetostriction of an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Ceramic Superconductor, 26,7 (2001) 565-568.
- Eremenko V. V., Nechiporenko I. N., ve Sirenko V. A., 1997. Pinning Aspects of Magnetostriction Effect in Superconductors, Physica C, 282, 127-132.

- Eremenko V. V., Sirenko V. A., Szymczak H., Nabialek A. ve Balbashov M. A., 1998. Magnetostriction of Thin Flat Superconductor in a Taransverse Magnetic Field, Superlattices and Microstructures, 24(3), 221-226.
- Eremenko V. V., Sirenko V. A., Szymczak H., Nabialek A., 1999. Magnetostriction of Superconductors (a review), Low Temp. Phys., 25, 4, 225-241.
- Eremenko V. V., Sirenko V. A., Schleser R., Gammel P. L., 2001. Irreversible Magnetostriction and Magnetization of Superconducting $2H-NbSe_2$ Single Crystals in a Peak-Effect Regime, Low Temp. Phys., 27, 305-309.
- Fietz W. A., Beasley M. R., Silcox J., ve Webb W. W., 1964. Magnetization of Superconducting Nb-25%Zr Wire, Phys. Rev., 136, A335-345.
- Fisher, D. S., Fisher, M. P. A., ve Huse, D. A., 1991. Thermal Fluctuations, Quenched Disorder, Phase Transitions, and Transport in Type-II Superconductors, Phys. Rev. B, 43, 130-137.
- Fisher L. M., Kalinov A. V., Savel'ev S. E., Voloshin I. F. ve Yampol'skii V. A., 1997. Paramagnetism of a Hard Superconductor in Crossed Magnetic Fields, Solid State Communications, 103(5), 313-317.
- Gammel, P. L., Schneemeyer, L. F., ve Bishop, D. J., 1991. SQUID Picovoltometry of $YBa_2Cu_3O_7$ Single Crystals: Evidence for A Finite-Temperature Phase Transition in The High-Field Vortex State, Phys. Rev. Lett., 66, 953-957.
- Gerber A., Schleser R., P. van der Linden J. E. M. ve Wyder P., 2002. Magnetostriction of the Model Type-II Supeconductos NbTi, Physica B, 319, 293-302.
- Giller D., Shaulov A., Prozorov R., Abulafia Y., Wolfus Y., Burlachkov L., Yeshurun Y., Zeldov E., Vinokur V. M., Peng J. L., Grene R. L., 1997. Disorder-Induced Transition to Entangled Vortex Solid in Nd-Ce-Cu-O Crystal, Phys. Rev. Lett., 79, 2542-2545.
- Goldacker W, Rieger C, Maurrer W.,1991. Calculated Stress-Distribution in a $PbMo_6S_8$ Wire Performing The ICVS Epsilon-Experiment, IEEE Transactions on Magnetics, 27(2), 946-949.
- Green I. M., Hlawiczka P., 1967. A General Power-Law Critical State Model of Hard Superconductors, Proc. IEEE, 114, 1326-1333.
- Hampshire R. G., Taylor M. T., 1972. The Numerical Study of Influence of Flux Creep on AC Losses in Superconductors, J. Phys. F: Metal Phys., 2, 89-92

- Heill L. K., 1995. Magnetic Properties of High Temperature Superconductors PhD Thesis NTH Trondheim.
- Houghton, A., Pelcovits, R. A., ve Sudbo, S., 1989. Flux Lattice Melting in High- T_c Superconductors, Phys. Rev. B, 40, 6763-1670.
- Hughes D., 1974. Effect of an Edge Barrier on Magnetization of Superconductor, Philos. Mag., 30, 293-97.
- Idenbom M V, Fork A., Kronmüller H ve Habermeier H U, Critical-Current in YBCO Thin-Film Bridge Studied Using Magneto-optic Technique, Journal of Superconductivity, 6(3), 173-178.
- Ikuta H., Hirota N., Nakayama Y., Kishio K., Kitazawa K., 1993. Giant Magnetostriction in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Single Crystal in the Superconducting State and Its Mechanism, Phys. Rev. Lett., 70, 2166- 2169.
- Ikuta H., Nakayama Y., Hirota N, Kishio K ve Kitazawa K., 1993. Giant Magnetostriction of Cuprates in Superconducting State, Appl. Supercond., 1, 635-643.
- Ikuta H. Kishio K. ve Kitazawa K., 1994. Critical State Models for Flux-Pinning-Induced Magnetostriction in Type –II Superconductors, J. Appl. Phys., 76, 4776-4786.
- Ikuta H., Hirota N., Heill L. K., Kishio K., Kitazawa K., 1994. Magnetostriction and Flux Creep in High- T_c Superconductor Single Crystals, Physica B, 194, 196, 1847-1849.
- Ikuta H., Hirota N., Kishio K., Kitazawa K., 1994. Superconducting and Magnetic Properties of $\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, Physica B, 194-96, 2, 1937-1938.
- Irie F., Yamafuji K., 1967. Magnetization Analysis of NbTi Superconductor Using Extended Critical State Model , J. Phys. Soc. Jpn., 23, 255-264.
- Isino M., Kobayashi T., Toyota N., Fukase T. ve Muto Y., 1988. Magnetization and Peak Effect of Several Single Crystals of V_3Si , Phys. Rev. B, 38, 4457-4467.
- İnanır F., 2002. II. Tip Süperiletkenlerde Akı Çivilenmesi Sonucu Oluşan Manyetikzorlanımın (Magnetostriction) Kritik Hal Modelleri Çerçevesinde İncelenmesi, KTÜ, Trabzon.
- İnanır F., Öztürk A., Çelebi S., 2004. Genleştirilmiş Kritik Hal Modeli ile Manyetikzorlanım Analizi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi, 8,2, 246-250.

- İnanır F. ve Çelebi S., 2004. II. Tip Süperiletken Silindir Malzemelerde Akı Çivilenmesi Sonucu Oluşan Magnetostriction Çeşitli Modeller Çerçevesinde İncelenmesi, Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi, 8,2, 236-245.
- Jirsa M., Pust L., Dlouhy D., Koblischa, 1997. Fishtail Shape in The Magnetic Hysteresis Loop for Superconductors: Interplay between Different Pinning Mechanisms, Phys. Rev. B, 55, 3276-3284.
- Johansen T. H., Bratsberg H., 1995. Critical-State Magnetization of Type-II Superconductors in Rectangular Slab and Cylinder Geometries, J. Appl. Phys., 77, 3945-3954.
- Johansen T. H., Lothe J. ve Bratsberg H., 4th Eur. Ceramics—High T_c Superconductors ed A Barone, D Fiorani, A Tampieri 1995. (Faenza: Gruppo Editoriale Faenza Editrice) part II, sayfa: 117-121.
- Johansen T. H., Bratsberg H. ve Lothe J., 1998. Flux-Pinning Induced Magnetostriction in Cylindrical Superconductors, Supercond. Sci. Technol. 11, 1186.
- Johansen T. H., Koblischka M. R., Bratsberg H., Hetland P. O., 1997. Critical-State Model with a Secondary High-Field Peak in $J_c(B)$, Phys. Rev. B, 56, 11273-11278.
- Johansen T. H., Lothe J. ve Bratsberg H., 1998. Shape Distortion by Irreversible Flux-Pinning-Induced Magnetostriction, Phys. Rev. Lett., 80, 4757-4760.
- Johansen T. H., 1999. Flux-Pinning-Induced Stress and Strain in Superconductors: Long Rectangular Slab, Phys. Rev. B, 59, 11187-11190.
- Johansen T. H., 1999. Flux-Pinning-Induced Stress and Strain in Superconductors: Case Of A Long Circular Cylinder, Phys. Rev. B, 60, 9690-9703.
- Johansen T. H., 2000. Flux-Pinning Induced Stress and Magnetostriction in Bulk Superconductors (Topical Review), Supercond. Sci. Technol., 13, R121-R137.
- Johansen T. H., 2000. Pinning-Induced Stress During Activation of Bulk HTS's as Trapped-Field Magnets, Supercond. Sci. Technol., 13, 830-835.
- Johansen T. H., Shantsev D. V., 2003. Magnetostrictive Behaviour of Thin Superconducting Disks, Supercond. Sci. Technol., 16, 1109-1114.
- Ketterson J. B. ve Song S. N. 1999. Superconductivity, Second Edition, Cambridge University Pres, Cambridge

- Kim Y. B., Hempstead C. F., ve Strnad A. R., 1962. Critical Persistent Currents in Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 9, 306–309.
- Kim Y. B., Hempstead C. F. ve Strnad A.R., 1963. Magnetization and Critical Supercurrents, Phys. Rev., 129, 528-534.
- Klein L., Yacoby E. R., Yeshurun Y., Erb R., Möller-vogt G., Breit V., Wühl H., 1994. Peak Effect and Scaling of Irreversible Properties in Untwinned Y-Ba-Cu-O Crystals, Phys. Rev. B, 49, 4403-4406.
- Kobayashi T., Kimura T. Shimoyama J., Kishio K., Kitazawa K. ve Yamafuji K., Exponential Field Dependence of Critical Current Density of Underdoped $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ Single Crystals, Physica C, 254 (1995) 213.
- Koblischka M. R., van Dalen A. J. J., Higuchi T., Sawada K., Yoo S. I., ve Murakami M., Observation of Multiple Peaks in the Magnetization Curves of $NdBa_2Cu_3O_7$ Single Crystals, Phys. Rev. B, 54, (1996) R6893-R6896.
- Koziol Z. ve Dunlap R. A. Magnetostriction of a Superconductor: Results from the Critical-State Model, J. Appl. Phys., 79 (1996) 4662-4664.
- Kramer E. J., 1973. Scaling Laws for Flux Pinning in Hard Superconductors, J. Appl. Phys., 44, 1360-1370.
- Kronmüller H. 1970. Magnetostriction of Type I Superconductor Wires, Phys. Stat.Sol., 40, 295-297.
- Kulkarni D. G., Bhagwat K. V., Sahni V. C., Karmakar D., Chandrasekhar Rao T.V., Mishra P. K., Ravikumar G., Küpfer H., 2003. Metastability and Stable Vortex State in Weakly Pinned Type-II Superconductors, Physica C, 285, 2, 346-352.
- Kundys B., Yu Bukhansev , Vasiliev S., Kunduys D., Berkowski M., Dyakonov V. P., 2004. Three Terminal Capacitance Technique for Magnetostriction and Thermal Expansion Measurements, Review of Scientific Instruments, 75,6, 2192-2196.
- Kwok J., Fendric J. A., Vinokur V. M., Koshelev A. E., Crabtree G. W., 1996. Vortex Shear Modulus and Lattice Melting in Twin Boundary Channels of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Phys. Rev. Lett., 76, 4596-4599.
- London H., 1963. Critical Current Determination of Hard Superconductor, Phys. Lett., 6,162-165.

- LeBlanc M A R, 1963. Influence of Transport Current on the Magnetization of a Hard Superconductor, Phys. Rev. Letts., 11, 149-152.
- LeBlanc M. A. R. ve Lorrain J. P., 1984. Effect of Field Independent Surface Barriers on Hysteresis Losses in Type II Superconductors, Cryogenics, 23, 143-155.
- Leblanc M. A. R., Çelebi S., Wang S. X., Plechacek V., 1993. Cross-Flow of Flux Lines in The Weak-Link Regime of High- T_c Superconductors, Phys. Rev. Lett., 71 (20), 3367-3370.
- LeBlanc M. A. R., LeBlanc D., Cameron D. S. M. ve Çelebi S., 2000. Disclosure of Hidden Magnetic Moments in Low and High T_c Hysteretic and Semi-Reversible Type II Superconductors During Warming to T_c , Supercond. Sci. Technol., 13,109-126.
- Nabialek A., Komorowski P., Gutowska M. U., Balbashov M. A., Gorecka J. N., Szymczak H., Mironov O. A., 1997. Giant Magnetization and Magnetostriction Jump in Superconducting single crystalline $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$, Supercond. Sci. Technol., 10, 786-793.
- Nabialek N., Szymczak H., Sirenko V. A. ve D'yashenko A. I., 1998. Influence of The Real Shape of A Sample on The Pinning Induced Magnetostriction, J. Appl. Phys., 84, 3770-3775.
- Nabialek N., Szymczak H., Poitrowski K., Chabanenko V., Pakiela Z., 1999. Pinning Induced Magnetostriction in Ceramic High Temperature Superconductors, Physica C, 321, 49-58.
- Nabialek A., Kundys B., Yu. Bukhantsev, Vasiliev S., Wisniewski A., Jun J., Kazakov S. M., Karpinski J. ve Szymczak H., 2002. Magnetostriction in Superconducting MgB_2 , Physica B, 319, 1-4, 286-292.
- Nabialek A., Kundys B., Bukhansev Y., Wisniewski A., Kazakov S. M., Karpinski J., Szymczak H., 2003. The Correlation between The Transverse and Longitudinal Magnetostriction in A Polycrystalline MgB_2 Superconductor, Supercond. Sci. Technol., 16, 707-713.
- Nabialek A., Vasiliev S., Pytel B., Chabanenko V. V. ve Piechota S., 2004. The Influence of Fast Neutron Irradiation on the Magnetostriction of Ceramic $YBa_2Cu_3O_{7-\gamma}$ Sample, Acta Physica Polonica A, 106, 739-744.
- Nabialek A., Szymczak H., Chabanenko V. V., 2005. Pinning of the Vortex System and Magnetostriction of Superconductors, Journal of Low Temp. Phys., 139, 309-330.

- Nagamatsu J., Nakagawa N., Muranaka T., Zenitani Y. ve Akimitsu J., 2001. Superconductivity at 39 K in Magnesium Diboride, Nature (UK), 410, 63-67.
- Norris W. T., 1970. Calculation of Hysteresis Losses in Hard Superconductors Carrying AC Isolated Conductors and Edges of Thin Sheets, J. Phys. D, 3, 489- 507.
- Müller K. H., 1989. AC Susceptibility of High Temperature Superconductors in a Critical State Model, Physica C, 159, 717-726.
- Onnes K. H., 1911. Further Experiments with Liquid Helium. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metal at Very Low Temperature, Leiden Comm., 122b, 13-15.
- Oomen M P, Rieger J, Leghissa M ten Haken B ve ten Kate H H J, 1997. Dynamic Resistance in a Slab-Like Superconductor with $J_c(B)$ Dependence, Supercond. Sci. Technol., 12, 382-387.
- Oota A., Kawano K., Fukunaga T., 1997. Self Fields and Current Distribution due to DC Transport Currents on Ag-Sheathed (Bi,Pb)(2)Sr₂Ca₂Cu₃O_x Tapes, Physica C, 291, 188-200.
- Osofsky M., Cohn J. L., Skel-ton E. F., Miller M. M., Soulen, Jr. R. J., Wolf S. A., ve Vanderah T., 1992. Percolation effects and oxygen inhomogeneities in YBa₂Cu₃O_{7-δ} crystals, Phys. Rev. B, 45, 4916-4922.
- Ravikumar G., Bhagwat K. V., Sahni V. C., Grover A. K., Ramakrishnan S., Bhattacharya S., 2000. Phenomenological Model for History Effects and Metastability in Weakly Pinned Superconductors, Phys. Rev. B, 61, R6479-R6482.
- Ren Y., Weinstein R., Liu J., Sawh R. P., Foster C., 1995. Damage Caused by Magnetic Pressure at High Trapped Field in Quasi-Permanent Magnets Composed of Melt-Textured Y-Ba-Cu-O Superconductor , Physica C, 251, 15-26.
- Rose-Innes A C ve Rhoderik E. H., 1978. Introduction to Superconductivity, Second Edition, Pergamon Pres, New York,.
- Schuster T. H., Koblischka M. R., Ludescher B., Gerhauser W. ve Kronmüller H., 1992. Phy. Stat. Sol.(a), 130/2, 429-434.
- Sergeenkov S. ve Ausloos M., 1993. Magnetostriction of A Granular Superconductor, Phys. Rev. B 48, 604-606.

- Timoshenko S. ve Goodier J. N., 1951. Theory of Elasticity, New York, McGraw-Hill Pres.
- Tinkham, M., 1988. Resistive Transition of High-Temperature Superconductors, Phys. Rev. Lett., 61, 1658-1662.
- Tinkham M., 1996. Introduction to Superconductivity, Fourth Edition, McGraw-Hill, New York.
- Tochihara S., Yasuoha H., Mazaki H., 1998. Effect of Surface Barriers and Lower Critical Fields to Magnetization of Type-II Superconductors, Physica C, 295, 101-125.
- Tsuchimoto M ve Tagashima H., 2004. Stres Distribution and Shape Factor of a Disk Trapped Magnet, IEEE Transactions On Applied Superconductivity, 14, 2, 1992-1995.
- Van Dijk N. H., de Visser A. Franse J. J. M. Menovsky A. A., 1995. Thermal Expansion and Magnetostriction of Superconducting URu₂Si₂, Phys. Rev. B, 51, 12665-12672.
- Vargas J.L., Larbalestier D.C., 1992. Flux Pinning by Ordered Oxygen-Deficient Phases in Nearly Stoichiometric YBa₂Cu₃O_{7-δ} Single-Crystals, Appl. Phys. Lett., 60, 14, 1741-1743.
- Vlasko-Vladov V K, Indenbom M V, Nikitenko V I, Polyanskii A, Prozov R L, Grakhov I V, Delimova L A, Liniichuk I A, Antonov A V ve Gusev H., 1992. Direct Experimental-Study of Magnetization of HTSC Materials, Superconductivity, 5, 1582-1587.
- Watson J. H. P., 1968. Magnetization of Synthetic Filamentary Superconductors. B. The Dependence of the Critical Current Density on Temperature and Magnetic Field, J. Appl. Phys., 39, 3406-3413.
- Wyder U., van der Linden J. E. M., van der Meulen . P., Gerber A., Duyn V. H. M., Perenboom J. A. A. J. De Visser A. ve Franse J. J. M., 1995. Physica B, 11, 265-268.
- Yasuaka H., Mazaki H., Kakihana M., Fujimori H. Yashima M., Yoshimura P., 1995. Fundamental and Harmonic Susceptibilities of An Oxide Superconductor Synthesized by The Polymerized Complex Method, Physica C, 252, 275-287.
- Yasukochi K., Ogasawara T., Usui N., Kobayashi H., Ushio S., 1964. Study on the High-Field Current Transport Mechanism in Superconducting Thin Films, Phys. Soc. Jpn., 19, 1649-1660.

- Yeshurun Y., Malozemoff A. P., Shaulov A., 1996. Magnetic Relaxation in High-Temperature Superconductors, Rev. Mod. Phys., 68, 911-949.
- Yeshurun, Y., ve Malozemoff, A. P., 1988. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model, Phys. Rev. Lett., 60, 2202-2206.
- Zeldov E, Clem J R, McElfresh M, Darwin M, 1994. Magnetization and Transport Currents in Thin Superconducting Films, Phys. Rev. B, 49, 9802-9822.
- Zhukov A. A., Küpfer H., Perkins G., Cohen L. F., Caplin A. D., Klestov S. A., Calus H., Voronkova V. I., Wolf T. ve Wühl H., 1995. Influence of Oxygen Stoichiometry on the Irreversible Magnetization and Flux Creep in $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($R=Y, Tm$) Single Crystals, Phys. Rev. B, 51, 12704-12714.

ÖZGEÇMİŞ

Fedai İnanır 1976 yılında Samsun Alaçam'da doğdu. İlkokulu Yakakent Kürüz İlkokulunda, ortaokulu Yakakent 100. Yıl İlköğretim okulunda tamamladı. 1993 yılında Samsun Merkez Endüstri Meslek Lisesi motor bölümünden mezun oldu. 1997 yılında 19 Mayıs Üniversitesi Fizik bölümünü bitirdi. İki yıl İstanbul'da çeşitli okullarda öğretmenlik yaptıktan sonra 1999 yılında KTÜ Rize Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü Atom-Molekül Fiziği bilim dalına araştırma görevlisi olarak girdi. 2002 yılında KTÜ fen bilimleri enstitüsünde yüksek lisansını bitirdi. Aynı yıl aynı üniversitede doktora başladı. İngilizce bilmektedir. Evli ve bir çocuk babasıdır.