

**T.C.
MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNDE
RÖLATİVİSTİK OLAN VE OLMAYAN BÖLGELERDE
SİMETRİLERİN VE KIRILMALARININ
İNCELENMESİ**

**Özden ASLAN
(Yüksek Fizikçi, MSc.)**

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Ülker ONBAŞLI**

İSTANBUL 2007

**T.C.
MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNDE
RÖLATİVİSTİK OLAN VE OLMAYAN BÖLGELERDE
SİMETRİLERİN VE KIRILMALARININ
İNCELENMESİ**

Özden ASLAN
(Yüksek Fizikçi, MSc.)
(141201420020119)

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Ülker ONBAŞLI**

İSTANBUL 2007

ÖNSÖZ

Bilgisini, emeğini bizimle paylaştığı ve aklıyla yol gösterdiği için tez danışmanım Prof.Dr. Ülker ONBAŞLI'ya, her zaman öğrenci odaklı olan rahmetli hocamız Prof.Dr. S.Işık AYTAŞ'a, XRD ölçümleri esnasında yardımlarından dolayı Yrd.Doç.Dr. S.Sinan KESKİN hocalarıma ve her zaman bana destek olan sevgili arkadaşım Zeynep GÜVEN ÖZDEMİR'e teşekkürlerimi bir borç bilirim. Ayrıca, hayatım boyunca her zaman bana maddi ve manevi destek veren ve bana güvenen aileme de en derin sevgilerimi ve saygılarımı sunarım.

Bu doktora tezi, Marmara Üniversitesi Rektörlüğü, FEN-KPS-080805/0175 nolu kapsamlı projesi tarafından desteklenmiştir.

Özden ASLAN

Mayıs 2007

İÇİNDEKİLER

	SAYFA
ÖZET	VI
ABSTRACT	VIII
YENİLİK BEYANI	X
SEMBOL LİSTESİ	XI
KISALTMALAR	XV
ŞEKİL LİSTESİ	XVI
TABLO LİSTESİ	XIX
BÖLÜM I. GİRİŞ VE AMAÇ	1
I.1. GİRİŞ ve AMAÇ	1
BÖLÜM II. GENEL BİLGİLER.....	3
II.1 SÜPERİLETKENLİĞİN KEŞFİ VE TARİHSEL GELİŞİMİ.....	3
II.2 MEISSNER OLAYI VE TERMODİNAMİK KRİTİK MANYETİK ALAN.....	6
II.2.1. London Nüfuz Derinliği.....	8
II.2.2. Pippard Denklemi	12
II.2.3. Ginzburg Landau Denklemi.....	15
II.2.3.1 Temel Denklemler.....	16
II.2.3.2. Ayar Değişmezi(İnvaryant).....	21

II.3. BEAN KRİTİK DURUM VE LAWLRANCE-DONIACH MODELLERİ.....	22
II.3.1. Bean Kritik Durum Modeli.....	22
II.3.2. Josephson Olayı ve Lawrance Doniach Modeli.....	26
II.3.2.1. d.c. ve a.c. Josephson Olaylarının Kuantum Mekaniksel Yorumu.....	26
II.3.2.1.1.d.c. Josephson Olayı.....	26
II.3.2.1.2 a.c. Josephson Olayı.....	27
II.3.3. Mikroskobik Modeller ve c-ekseni Özellikleri.....	28
II.4.BİR DIŞ MANYETİK ALANA JOSEPHSON KAVŞAĞININ YANITI.....	30
II.4.1. Ferrell Prange Denklemi.....	31
II.4.2. Josephson Kavşağına Manyetik Alanın Nüfuzu, Josephson Girdapları (Vorteksleri).....	34
II.4.3. Süperiletkenlerde Soliton Dalgası.....	39
II.4.4. Etkin Kütle ve İlgili Parametreler.....	41
II.5. PARAMANYETİK MEISSNER OLAYI(PMO) VE d-DALGA SÜPERİLETKENLİĞİ ve π KAVŞAĞI MEKANİZMASI	44
II.5.1. Paramanyetik Meissner Olayı (PMO).....	44
II.5.2. d-dalga Süperiletkenliği ve π- Kavşağı Mekanizması	46
II.5.2.1. d-Dalga Süperiletkenliği.....	46
II.5.2.2. π - Kavşağı Mekanizması.....	48
II.6. SÜPERİLETKEN SİSTEMİN HAMILTONİYENİ.....	49
II.7.MEVCUT PARADİGMALARA GÖRE BAŞLICA SİMETRİLER.....	51
II.7.1.Simetri Kırılmaları, Kendiliğinden Simetri Kırılması ve İkinci Dereceden Faz Geçişleri.....	53
II.7.2.Süperiletkenlerde Simetri ve Simetri Kırılmaları.....	56
II.7.2.a.Sonlu Kristalografik Nokta Grubu, X	56
II.7.2.b Spin Rotasyon(Dönme) Simetri Grubu, R	58
II.7.2.c Uzay Inversiyon Operasyonu, I	58
II.7.2.d. Zaman Geri Dönüşüm Simetrisi, T	59
II.7.2.e Bir Boyutlu Global Ayar Simetrisi, $U(1)$	59
BÖLÜM III. TEZ ÇALIŞMALARI	61
III.1. Hg-Ba-Ca-Cu-O SÜPERİLETKENİNE AİT SİMETRİ VE KIRILMALARININ İNCELENMESİ.....	61
III.1.1. Manyetizasyonun Uygulanan Manyetik Alanla Değişim Verilerinden Hesaplanan Fiziksel Parametreler.....	62
III.1.2. Manyetik Duygunluğun Uygulanan Manyetik Alanla Değişim Verilerinden Elde Edilen Fiziksel Parametrlr.....	62
III.1.3. Simetri ve Kırılmaları Bakımından Süperiletken Sistemin Analizi.....	63
III.1.4. Etkin Kütle ve Faz Bağıntısı.....	64
III.1.5.Oksijenle Isıl İşlem Süreçleri.....	66
III.1.6. Hg-1223 Örneğinin Temel Özellikleri.....	67
III.2. OPTİMUM OLARAK OKSİJENLE KATKILANDIRILMIŞ NUMUNE(NUMUNE 1) İÇİN $M-H$ VERİLERİNDEN ELDE EDİLEN PARAMETRELER.....	68
III.3. İLERİ DERECEDE OKSİJENLE KATKILANDIRILMIŞ	

NUMUNE(NUMUNE 2) İÇİN <i>M-H</i> VERİLERİNDEN ELDE EDİLEN PARAMETRELER.....	76
III.4. MANYETİK ALANDAKİ ARTIŞIN VE OKSİJENLE FARKLI ORANLARDA KATKILANDIRMANIN ETKİLERİNİN İNCELENMESİ.....	82
III.4.1. Optimum olarak oksijenle katkılandırılmış numune(numune 3) için 1 Gaussluk d.c. manyetik alan altında elde edilen deneysel veriler.....	83
III.4.2. Hava ortamında oksijenle katkılandırılmış numune(numune 4) için 10 Gaussluk d.c. manyetik alan altında elde edilen deneysel veriler.....	87
III.5. X- IŞINI KIRINIM (XRD) ÖLÇÜMLERİNİN DEĞERLENDİRİLMESİ.....	95
III.5.1.Hg-1223 örneklerine ait XRD Grafikleri.....	97
BÖLÜM IV. SONUÇLAR.....	101
IV.1. CUPRATELERDE OPTİMUM VE İLERİ DERECEDE KATKILANDIRMANIN ETKİN KÜTLE VE SİMETRİ BAĞLAMINDA İRDELENMESİ.....	102
IV.1.1. Oksijenle Katkılandırmanın Etkin Kütle ve Diğer Parametreler Bağlamında İncelenmesi.....	102
IV.1.2. Manyetik Duygunluk-Sıcaklık ($\chi-T$) Grafiğinin Simetri ve Kırılmaları, Kuantum Mekaniksel ve Kaotik Geçişler Bağlamında İrdelenmesi.....	107
IV.1.2.1. Simetri ve Kırılmalarının Manyetik Duygunluk-Sıcaklık Grafiği Yardımıyla İrdelenmesi.....	107
IV.1.2.2. Kuantum Mekaniksel İrdeme.....	110
IV.1.2.3 Süperiletken Sistemin Kaotik Geçişler Bağlamında İrdelenmesi.....	112
IV.2. MANYETİK ALANDAKİ ARTIŞIN VE OKSİJENLE KATKILANDIRMA İŞLEMİNİN ÇEŞİTLİ PARAMETRELER ÜZERİNE ETKİSİ.....	113
IV.3. HAVA ORTAMINDA KATKILANDIRILMIŞ ÖRNEĞE AİT (NUMUNE 4) HİSTEREZİS EĞRİSİNİN İRDELENMESİ.....	114
IV.4. XRD VERİLERİ YARDIMIYLA KRİSTAL YAPININ İRDELENMESİ.....	115
BÖLÜM V. TARTIŞMA VE DEĞERLENDİRMELER	116
KAYNAKLAR	119
EKLER.....	129
EK A. Kuantum Mekaniğinde Ayar Simetrisi.....	129
EK B. Aharonov-Bohm Olayı.....	131
EK C. İkinci Dereceden Faz Geçişleri ve Düzen Parametresi.....	132

EK D. Alt ve Üst Kritik Manyetik Alanlar, H_{c1} ve H_{c2}'nin Tayini.....	133
EK E. Optimum olarak Katkılandırılmış Numune (numune 1) için Yapılan Hesaplamalar.....	136
EK F. $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ ve $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ Süperiletkenlerine ait XRD Çıktıları.....	138
EK G. Numune 3 ve 4'e ait XRD Çıktıları.....	140
EK H. Elektromanyetik Spekturum.....	144
EK I. Oksijenle az katkılandırılmış numuneye (numune 4) ait 7K'de elde edilmiş histerizis verisi.....	145
ÖZGEÇMİŞ.....	150

ÖZET

YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNDE RÖLATİVİSTİK OLAN VE OLMAYAN BÖLGELERDE SİMETRİLERİN VE KIRILMALARININ İNCELENMESİ

Simetri ve kırılmaları kavramı, Yoğun Madde Fiziği, Temel Parçacıklar Fiziği, Yüksek Enerji Fiziği, Astrofizik gibi fiziğin hemen hemen her alanında, incelenen sistemi hem matematiksel açıdan basitleştirmekte hem de sistemin asli özelliklerini belirlemekte kullanılan çok önemli bir unsurdur. Bu nedenle, bu tez çalışmasında simetri ve kırılmaları kavramı, bir yüksek sıcaklık süperiletkeni olan $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ süperiletkeni baz alınarak incelenmiştir. İncelenen malzeme tez danışmanı Prof.Dr. Ülker Onbaşlı tarafından sentezlenmiş olup, normal atmosferik basınçta şimdiye kadar en yüksek kritik geçiş sıcaklığı, T_c , kritik akım yoğunluğu, j_c ve termodinamik kritik alan, H_c değerlerine sahip bir numunedir.

İlgili simetri ve kırılmaları, manyetik moment-sıcaklık eğrileri yardımıyla elde edilen ve kritik kuantum kaos noktaları olarak nitelendirilebilen, Meissner kritik geçiş sıcaklığı, T_c ve paramanyetik sinyalin maksimum olarak gözlemlendiği sıcaklık, T_{PMO} yardımıyla incelenmiştir. Bu bağlamda;

- 1) Meissner kritik geçiş sıcaklığında, bir boyutlu global ayar simetrisi kırılmaktadır. Ayrıca, rölativistik süperiletken sistemin bu sıcaklıkta, artık sadece kristal bir yapı olarak değil, “Segâh Soliton” adı verilen çift heliks (sarmal) şeklindeki kuantum mekaniksel bir dalga olarak da betimlenebildiği anlaşılmıştır.
- 2) Paramanyetik Meissner sıcaklığında ise zaman geri dönüşüm ve spin rotasyon simetrilerinin kırıldığı belirlenmiştir.
- 3) Süperiletken sistemde korunan tek simetrisinin ise inversiyon simetrisi olduğu bu tez çalışmasında ortaya çıkmıştır.
- 4) T_{PMO} ’nun oldukça altındaki sıcaklıklarda, süperiletken sistemin kuantum mekaniksel sayılarının (yörünge kuantum ve manyetik kuantum sayıları) aynı olduğu anlaşılmıştır. Bu durumda sistemi, iç dinamikleri, simetri ve kırılmaları bağlamında

incelemek oldukça zordur. Bu doktora tez çalışmasıyla bahsedilen zorluk aşılarak, sistemi betimleyen tek değişken olan faz farkının değişimi ve sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* arasında “Onguas denklemi” adı verilen bir bağıntı türetilmiştir. Etkin kütle niceliği ile elde edilen bazı sonuçlar aşağıda maddeler halinde listelenmiştir.

4.a) Sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* ’ın sıcaklıkla değişiminin birinci türevinden maksimum bir değer (zenith, vertex) saptanmıştır. Optimum olarak oksijenle katkılanırılmış numune bu olayın sıvı azot sıcaklığında vukû bulduğu anlaşılmıştır. Bu tezde bu özel sıcaklık değeri, limit sıcaklık olarak adlandırılmaktadır.

4.b) Optimum olarak katkılanırılmış süperiletken numune için bu özel limit sıcaklık değeriinde sistemin plazma frekans değeri, mikrodalgadan kızıl ötesine (infrared) kaymaktadır.

4.c) Genel rölativite prensiplerine göre, gravitasyonel bir çekim alanında elektromanyetik dalga frekansının mikrodalgadan infrared bölgeye kaydığı bilindiğinden, ilgili vertexin bir kuantum çekim alanı oluşturduğu sonucuna varılmıştır.

5) Bunların yanı sıra, soliton olarak nitelendirilen Josephson girdaplarına ait serbest enerji değeri hesaplanmış ve bu enerji değeriine karşılık gelen frekans değeriinin mor ötesi (ultraviyole) bölgede olduğu anlaşılmıştır.

Ayrıca, kritik geçiş sıcaklığı üzerine oksijenle az katkılanırmanın ve d.c.(doğrusal akım) manyetik alanın değişim etkileri, manyetik moment-sıcaklık verileri yardımıyla incelenmiş ve bu bağlamda kritik geçiş sıcaklığının azaldığı tespit edilmiştir.

Tezin en son bölümü ise, sistemi kristalografik simetri bağlamında ele almak için sistemin X-ışını kırınım desenleri (XRD) bakımından incelenmesine ayrılmıştır. XRD yardımıyla optimum ve az düzeyde oksijenle ısıt işlem geçirmiş süperiletken örneklerin kristal yapıları bu bağlamda incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar doğrultusunda, her iki numunenin de baskın olarak $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ ve azınlık olarak da $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ fazlarını ihtiva ettiği saptanmıştır.

ABSTRACT

INVESTIGATION OF THE SYMMETRIES AND THE BREAKAGES IN RELATIVISTIC and NON-RELATIVISTIC REGIONS IN HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

The concept of symmetry and its breakages are very important components of physics and it is used not only to simplify the system mathematically but also to determine the intrinsic properties of the system in almost every field of physics, such as Condensed Matter Physics, Elementary Particle Physics, High Energy Physics and Astrophysics. In this doctorate thesis, the concept of symmetry and its breakages were investigated by means of the $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ high temperature superconductor. The investigated material, which was synthesized by Prof. Dr. Ülker Onbaşlı, has the highest critical transition temperature, T_c , the current density, j_c , and thermodynamic critical magnetic field, H_c under the normal atmospheric pressure until now.

The related symmetries and their breakages were investigated by means of the critical Meissner temperature, T_c and the temperature observed as a maximum of Paramagnetic Meissner Effect, T_{PME} . These temperatures correspond to the critical quantum chaos points that were obtained via magnetic moment versus temperature curves. From this point of view, the following conclusions were reached:

- 1) The one dimensional global gauge symmetry is broken at Meissner critical transition temperature. At this temperature, the relativistic superconducting system can be described as not only a crystal structure, but also the double helix quantum mechanical wave named as “Segâh Solitons”.
- 2) At Paramagnetik Meissner temperature, both of the time reversal and the spin rotation symmetries are broken.
- 3) The inversion symmetry is the only symmetry which is conserved.

4) The quantum mechanical numbers (orbital quantum and magnetic quantum numbers) of the superconducting system are the same at temperatures lower than T_{PME} . In this situation, the investigation of the system is difficult from the point of view of intrinsic dynamics, symmetries and their breakages. This difficulty was overcome by the introduction of the concept of the relation between the phase difference being the only variable of the system and the effective mass of the quasi-particles, m^* which was so called as “Onguas Equation”. Some findings, which were determined by means of the effective mass quantity, are listed as follows.

4.a) The maximum value by means of the effective mass of the quasi-particles with respect to temperature, so called zenith (vertex) of the system, was obtained from the first derivative of m^* -T relationship. It was found that this maximum value occurs in liquid nitrogen temperature for optimally doped sample. In this thesis, special temperature value was called as the limit temperature.

4.b) The plasma frequency value of the system shifts from microwave to infrared region at the special limit temperature for optimally doped superconducting sample.

4.c) According to the principles of the general relativity that the frequency of the electromagnetic wave shifts from microwave to infrared region under the attractive gravitational field. Hence, it was concluded that the related vertex must be attributed to the presence of the quantum gravitational field.

5) The free energy values of the Josephson vortex which is defined as solitons was calculated and understood that these energy values correspond to ultraviolet region.

The effects of under-doping with oxygen and the variation of d.c. (direct current) magnetic field on the transition temperature were investigated by magnetic moment-temperature data and it was observed that T_c was decreased.

The last chapter of the thesis has been devoted to the examination of the superconducting system in the context of crystallographic symmetry by means of the X-ray diffraction (XRD) pattern. The crystal structures of the optimally doped and the under-doped superconducting samples were investigated. Hence, it was determined that both of the samples consist of $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ in major phase and $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ in minor phase.

YENİLİK BEYANI

YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLERİNDE RÖLATİVİSTİK OLAN VE OLMAYAN BÖLGELERDE SİMETRİ VE KIRILMALARININ İNCELENMESİ

Bu tez çalışmasında, fiziğin çözölemeyen problemleri arasında yer alan ve araştırmaya açık bir konusu olan simetri ve kırılmaları kavramı, rölativistik bir sistem olan cıva bazlı bakır oksit katmanlı yüksek sıcaklık süperiletkenleri temel alınarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçların, kavramsal olarak hem fiziğin diğer alanlarına yol gösterici, hem de ultra hassas detektörler (bolometreler, gravite dalga detektörleri, kaos sensörleri, Aharonov Bohm detektörleri vb.) gibi süperiletkenlerin uygulamaya yönelik bazı araştırmaları için önemli olacağı düşünülmektedir.

Elde edilen başlıca yenilikler aşağıdaki gibi sıralanabilir.

1. Simetri ve kırılmaları kavramı için kritik geçiş sıcaklığı, T_c ve Paramanyetik Meissner Olayının gözlemlendiği sıcaklık T_{PMO} temel alınmış ve bu sıcaklıkların kritik kuantum kaos noktaları olarak göz önüne alınabileceği tespit edilmiştir.
2. Süperiletken sistemde tek değişken faz olduğundan, sisteme ait dalga fonksiyonu enerji terimi içermez. Bu nedenle sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* için faza bağımlı bir denklem elde edilmiş olup, bu denkleme bu tez çalışmasında “Onguas Denklemi” adı verilmiştir.
3. Etkin kütle kavramı yardımıyla başlangıç koşullarına bağlı olarak, sistemde belli bir sıcaklıkta kuantum mekaniksel bir çekim (gravitasyonel) alanı olduğu tespit edilmiştir.
4. Kritik geçiş sıcaklığı altında rölativistik bir sistem olan söz konusu süperiletken sistem artık, sadece kristal bir yapı olarak değil, “Segâh Soliton” adı verilen kararlı bir dalga olarak da ele alınabileceği anlaşılmıştır.

Mayıs 2007

Prof.Dr.Ülker ONBAŞLI

Özden ASLAN

SEMBOL LİSTESİ

$\mathbf{a}$	: x-ekseni yönündeki örgü vektörü
$\mathbf{A}$	:Alan
$\vec{A}$	:Manyetik vektör potansiyeli
$\vec{A}_n$	: Süperiletken yüzeye dik olan vektör potansiyeli
A_{1g}	: s-dalga simetrisinin grup teorik gösterimi
A_{2g}	: g-dalga simetrisinin grup teorik gösterimi
$a(\mathbf{r})$	: Konuma bağlı genlik
$\mathbf{b}$	: y-ekseni yönündeki örgü vektörü
$b_{vq}^\dagger$	: v branşlı, q dalga vektörlü ve ω_{vq} frekanslı bir fononun yaratma (ya da (b_{vq}) yok etme) operatörü
B_{1g}	: $d_{x^2-y^2}$ -dalga simetrisinin grup teorik gösterimi
B_{2g}	: d_{xy} -dalga simetrisinin grup teorik gösterimi
c	: Işık hızı(m/sn veya cm/sn)
$\underline{c}$	: z-ekseni yönündeki örgü vektörü
C	: Isı kapasitesi
C	: Pippard denkleminde kullanılan integrasyon sabiti
$c_{k,\sigma}^\dagger$	: k , dalga vektörlü, σ spin gösterimli bir parçacığın yaratma (ya da $(c_{k,\sigma})$ yok etme) operatörü
d	: İki süperiletken katman arasındaki mesafe
$\underline{d}$	: Akım tarafından nüfuz edilen bölge ve yalıtkan katmanın toplam kalınlığı
$d_{x^2-y^2}$	: Kartezyen uzayda süperiletken durumu x^2-y^2 ile betimleyen d-dalga simetri grubu
d_{xy}	: Kartezyen uzayda süperiletken durumu xy ile betimleyen d-dalga simetri grubu
D_{2h}	: Ortorombik nokta grup simetrisi
D_{4h}	:Tetragonal nokta grup simetrisi
e	: Elektron yükü(Coulomb)
e^*	: G.L. teorisindeki Cooper çifti elektron yükü(Coulomb)
E_k	: Sanki- parçacığın uyarılma enerjisi (Joule)
$\vec{E}$	: Elektrik Alan (Newton/Coulomb)

E_b	: Süperiletkenlik yoğunlaşma enerjisi
$\mathcal{F}$	: Toplam serbest enerji
F	: Serbest enerji
f	: Frekans (Hertz veya 1/saniye)
f_p	: Plazma frekansı
$\underline{f}$	: Normal merkezdeki birim uzunluk başına enerji(Joule/metre)
F_n	: Normal fazdaki birim hacim başına Helmholtz serbest enerjisi(Joule/m ³)
$F(H)$	: Manyetik alana bağlı enerji yoğunluğu
$F(\vec{M})$	: Manyetizasyonun fonksiyonu olan serbest enerji
F_s	: Süperiletken fazdaki birim hacim başına Helmholtz serbest enerjisi(Joule/m ³)
G	: Gibbs serbest enerjisi
$g_v(q)$	: Sadece q 'ya bağlı olduğu farzedilen etkileşim fonksiyonu
$\mathcal{G}$	: Normal durumu temsil eden simetri grubu
H	: Manyetik alan(Tesla veya Gauss)
$H(0)$	: Josephson girdabının merkezindeki alan(Tesla veya Gauss)
H_u	: Uygulanan manyetik alan(Tesla veya Gauss)
H_c	: Termodinamik kritik manyetik alan(Tesla veya Gauss)
$H_c(0)$	: 0 K'de ki termodinamik kritik manyetik alan(Tesla veya Gauss)
H_{c1}	: Alt kritik manyetik alan(Tesla veya Gauss)
$\underline{H}_{c1}$	: Josephson kavşağının alt kritik manyetik alanı(Tesla veya Gauss)
H_{c2}	: Üst kritik manyetik alan(Tesla veya Gauss)
H^*	: Süperiletken numunenin merkezine ilk kez nüfuz etmeye başlayan akıya ait alan
H_e	: Yük taşıyıcılarının hamiltoniyeni
H_{ee}	: Elektron-elektron etkileşiminin hamiltoniyeni
H_{eL}	: Elektron-örgü etkileşiminin hamiltoniyeni
H_L	: Örgü titreşimlerinin hamiltoniyeni
$H_{eL}^{(2)}$	: İkinci dereceden elektron-fonon kuplajını gösteren hamiltoniyen
H_{in}	: İndüklenen manyetik alan(Tesla veya Gauss)
H_m	: Maksimum manyetik alan(Tesla veya Gauss)
$\underline{H}_Q$	: Deneysel olarak bulunmuş Bean Kritik Durum modeli parametresi
H_o	: Josephson kavşağının içinde bulunduğu manyetik alan(Tesla veya Gauss)
H_{sc}	: Süperiletkenlik oluşumunu sağlayan hamiltoniyen
$\tilde{H}$	: Dönüştürülmüş hamiltoniyen
$\mathcal{H}$	:Elektron çifti durumunu temsil eden simetri grubu
h	:Planck sabiti (Joule.saniye)
$\hbar$	: Heisenberg sabiti (Planck sabiti/2 π)(Joule.saniye)
I	: Akım (Amper)
$\underline{I}$	: Uzay inversiyon operasyonu
j_c	: Kritik akım yoğunluğu (Amper/m ² veya Amper/cm ²)
$j_o(T)$	: Sıfır alandaki kritik akım yoğunluğu (Amper/m ² veya Amper/cm ²)
j	: Akım yoğunluğu (Amper/m ² veya Amper/cm ²)
k	: Dalga vektörü
L	: Josephson kavşağının uzunluğu
L	: Açısal momentum
l	: Yörüngesel kuantum sayısı

μ	: Yörüngesel manyetik moment sayısı
m	: Elektron kütlesi (kilogram)
$\mathbf{m}$	: Manyetik moment
$\mathbf{m}'$	: Manyetik momentin gerçek kısmı (emu)
$\mathbf{m}''$	: Manyetik momentin sanal kısmı (emu)
M	: Manyetizasyon (emu/cm ³)
M_i	: Manyetizasyonun yöne bağımlı kombinasyonları ($i : x,y,z$)
m^*	: Sanki parçacıkların etkin kütlesi
$\underline{m}^*$	: G.L. model parametresi (kilogram ya da gram)
m_{ab}^*	: ab -düzlemindeki etkin kütle
m_c^*	: c - yönündeki etkin kütle
m_{pol}^*	: Polaron etkin kütlesi
$\left(\frac{1}{\tilde{m}} \right)$	: Ters etkin kütle tensörü
n	: Elektron yoğunluğu (cm ⁻³)
n_s	: Süper yük taşıyıcılarının yoğunluğu (cm ⁻³)
s	: Spin kuantum sayısı
$\vec{p}$	: Momentum (kg.m/sn)
q	: Dalga vektörü
$\underline{q}$	: Yük
R	: Spin rotasyon simetri grubu
R^2	: Grafik programındaki doğruluk faktörü
W_j	: Josephson kavşağının birim alanı başına depolanan enerji değeri (Joule/m ²)
W_H	: Kavşağının birim alanı başına manyetik enerjisi
W	: Manyetik alanın yönü boyunca birim uzunluğu başına kavşağın toplam enerjisi
W_o	: Sonsuz bir kavşaktaki her bir Josephson girdabının serbest enerjisi
ω_p	: Plazma açısal frekansı
X	: Sonlu kristalografik nokta grubu
$\underline{T}$	: Zaman geri-dönüşüm simetrisi
T	: Sıcaklık (K)
T_c	: Kritik geçiş sıcaklığı (K)
T_{cr}	: Curie geçiş sıcaklığı (K)
T_L	: Limit sıcaklık
t	: Yalıtkan katmanın kalınlığı (Å)
U	: İki elektron arasındaki itici Coulomb enerjisi
$U(I)$	: Bir boyutlu global ayar simetrisi
v_F	: Fermi hızı (m/sn)
v	: Hız (m/sn)
$\dot{v}$	: Hızın zamana göre türevi
V	: Gerilim şiddeti (Volt)
$\hat{\alpha}$	: b ve c örgü vektörleri arasındaki açı
$\hat{\beta}$	: a ve b örgü vektörleri arasındaki açı

$\hat{\gamma}$	: a ve c örgü vektörleri arasındaki açı
γ	: Anizotropi faktörü
Δ	: İletim elektron spektrumunun enerji aralığı (eV)
$\Delta_{\vec{k}}$	: Momentum uzayındaki aralık fonksiyonu
ΔM	: Histerisiz eğrisi yardımıyla hesaplanan magnetizasyon farkı
δ	: $t=0$ anındaki faz ($^{\circ}$)
ϵ	: Dielektrik sabiti (N/A^2)
ϵ_o	: Serbest uzayın elektrik geçirgenliği ($C^2/N.m^2$)
ϵ_d	: Bir elektronun enerjisi
ϵ_j	: Josephson kuplaj enerjisi (katmanlar arası Josephson parametresi)
θ	: Elektron çiftine ait dalga fonksiyonunun fazı
λ	: Etkin nüfuz derinliği ($\text{\AA}$)
$\underline{\lambda}$	: Elektromanyetik dalganın dalga boyu ($\text{\AA}$ veya nm)
λ_{ab}	: ab düzleminde manyetik alanın nüfuz derinliği
$\lambda_{\underline{c}}$	: Josephson nüfuz derinliği (λ_j)
λ_L	: London nüfuz derinliği
μ	: Fermi enerjisi
μ_o	: Serbest uzayın manyetik geçirgenliği (N/A^2)
ξ_o	: Eşyuyum uzunluğu ($\text{\AA}$)
ξ_{ab}	: ab -düzlemindeki eşyuyum uzunluğu
$\xi_{\underline{c}}$	: $\underline{c}$ -yönündeki eşyuyum uzunluğu
ρ	: Öz direnç (ohm.m)
τ	: İki çarpışma arasındaki zaman farkı
σ	: $\uparrow$ ve $\downarrow$ değerlerine sahip spin gösterimi
ΣL_z	: Toplam açısal momentumun z bileşeni
$\Phi(\mathbf{r})$	: Konuma bağlı faz
Φ_0	: Manyetik akı kuantı ($Tesla.m^2$ veya $Gauss.cm^2$)
φ	: Elektron çiftlerine ait dalga fonksiyonunun faz farkı
χ	: Manyetik duygunculuk
ψ	: Makroskobik dalga fonksiyonu
ψ^*	: Dalga fonksiyonunun kompleks eşleniği
$\psi(\vec{k})$	: Momentum uzayındaki dalga fonksiyonu
ψ^s	: Spin-singlet (tekil) dalga fonksiyonu
ψ^t	: Spin-triplet dalga fonksiyonu
$\vec{\nabla}$	: Üç boyutlu türev operatörü vektörü
π	: 3,141592654 değerindeki sabit
$\in$	: Eleman
$\forall$	: Her bir
$\odot$	: Küme çarpımı
$ \rangle$	: Ket vektörü

KISALTMALAR

AA	: Alan altında
$\text{\AA}$	: Angstrom(10^{-10}m)
a.c.	: Alternatif akım
BCS	: Bardeen, Cooper, Schrieffer
BSCCO-2212	: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ süperiletkeni (Bi-2212)
CGS	: cm-gr-sn birim sistemi
CHKD	: Çift heliks (sarmal) kuantum dalgası
d.c.	: Doğrusal akım
G.L.	: Ginzburg-Landau
Hg-1212	: $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ süperiletkeni
Hg-1223	: $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ süperiletkeni
JKBH	: Josephson kavşağı birim hücresi
KdV	: Korteweg-de Vries
L.D.	: Lawrance Doniach
LSCO	: $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ süperiletkeni
PMO	: Paramanyetik Meissner Olayı
SAA	: Sıfır alan altında
SQUID	: Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı
Tl-2201	: $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ süperiletkeni
Tl-2201	: $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ süperiletkeni
YBCO-123	: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ süperiletkeni
YSS	: Yüksek sıcaklık süperiletkenliği
XRD	: X-ışını kırınımı
ZGD	: Zaman geri dönüşüm simetrisi

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil II.1	Cıvanın 4,15 K de Sıfır Dirence Sahip Olması ve Süperiletkenlik Olgusu.....	3
Şekil II.2	Yıllara Göre Süperiletkenlik Geçiş Sıcaklığının Değişim Grafiği.....	5
Şekil II.3	Manyetik Alan Çizgilerinin Süperiletken Örnek İçinden Dışarı Atılması.....	6
Şekil II.4	II. Tip Süperiletkenler İçin Kritik Alanların Sıcaklıkla Değişim Grafiği.....	7
Şekil II.5	a) I.ve b) II. Tip Süperiletken İçin Uygulanan Manyetik Alana Karşı Manyetizasyonun Değişimi.....	8
Şekil II.6	I.Tip Süperiletken Bir Örnek İçin Manyetik Duygunluğun Sıcaklıkla Değişimi.....	12
Şekil II.7	a) $T > T_c$ ($\alpha > 0$) ve b) $T < T_c$ ($\alpha < 0$) İçin G.L. Serbest Enerji Fonksiyonları.....	17
Şekil II.8	Bean Modeli (a)Sabitliğini Koruyan Bir Dış Alan H_a' 'nın Uygulanmasından Sonraki Akı Dağılımı (b). Akının Örneğin Merkezine Ulaştığı Durum (c). Uygulanan Alanın Azalmasının Etkisi.....	24
Şekil II. 9	a) II.Tip Süperiletkendeki H Alanına Karşı Manyetizasyon Grafiği. b) Manyetizasyon Farkının, ΔM 'nin Bulunuşu	25
Şekil II.10	Josephson Kavşağı ve d.c. Josephson Olayının Şematik Gösterimi.....	27
Şekil II.11	Bir H_0 Manyetik Alanındaki Temel Josephson Kavşağı.....	31
Şekil II.12	Josephson Kavşağı Kenarı Civarındaki Kesit.....	32
Şekil II.13	Bir Josephson Girdabı İçin Faz Farkı, $\phi(x)$, Manyetik Alan, $H(x)$ ve Süper Akım, j_s	36
Şekil II.14	Uzun Bir Josephson Kavşağındaki Solitonun Şematik Gösterimi....	40
Şekil II.15	II. Tip Bir Süperiletken İçin(Bi-2212) SAA ve AA Soğutma Esnasında Manyetik Momentin(Duygunluğun) Sıcaklıkla Değişim Eğrisi.....	46
Şekil II.16	a) Süperiletkenlerde s-Dalgası ve b)d-Dalgasının Şematik Gösterimi.....	48
Şekil III.1	Oksijenle Isıl İşleminin Şematik Gösterimi	67
Şekil III.2	Bakır-Oksit Katmanlı Hg-1223 Süperiletkeninin Birim Hücresi.....	68
Şekil III.3	Numune 1 İçin Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyan Matematiksel Fonksiyonu.....	70
Şekil III.4	Numune 1 İçin Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesinin Sıcaklığa göre Birinci, İkinci ve Üçüncü Türevleri.....	71
Şekil III.5	Numune 1 İçin Plazma Frekansının Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Bu Grafiğin Uyduğu Lorentz Fonksiyonunun Sıcaklığa Bağlı 1. ve 2. Türevi.....	72
Şekil III.6	Numune 1 İçin m_{ab}^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Gauss Fonksiyonu.....	74

Şekil III.7	Numune 1 İçin m_c^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Lorentz Fonksiyonu.....	74
Şekil III.8	17 ve 25 K Sıcaklıkları İçin Elde Edilen Manyetik Histerisiz Eğrileri.....	76
Şekil III.9	Numune 2 İçin Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiğine Uyan Fonksiyonun Grafiği ve Denklemi.....	78
Şekil III.10	Numune 2 İçin Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesinin Birinci, İkinci ve Üçüncü Türevleri.....	78
Şekil III.11	Numune 2 İçin m_{ab}^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Lorentz Fonksiyonu.....	80
Şekil III.12	Numune 2 İçin m_c^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Gauss Fonksiyonu.....	81
Şekil III.13	Optimum Olarak Katkılandırılmış Numune (Numune 3) İçin 1 Gauss'luk d.c. Manyetik Alan Altında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Grafiği.....	83
Şekil III.14	Sıfır Alan Altında Soğutmada Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyonu.....	84
Şekil III.15	Alan Altında Soğutma Esnasında Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyon.....	84
Şekil III.16	Numune 3 İçin PMO'nun Uyduğu Matematiksel Fonksiyon.....	85
Şekil III.17	SAA ve AA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment Değerlerine Uyan Eğrilerin Türevleri	86
Şekil III.18	Numune 3 İçin Manyetik Moment-Sıcaklık Grafiğinin Detaylı İncelenmesi.....	86
Şekil III.19	Hava Ortamında Isıl İşlem Geçirmiş Numune (Numune 4) İçin 10 Gauss'luk d.c. Manyetik Alan Altında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Grafiği.....	88
Şekil III.20	SAA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyon.....	89
Şekil III.21	AA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyon.....	89
Şekil III.22	SAA Soğutma Esnasında Manyetik Moment Değerlerinin Sıcaklık Eksenini Kestiği Noktalar.....	90
Şekil III.23	Numune 4 İçin 7 K'de Elde Edilen Histerisiz Eğrisi.....	91
Şekil III.24	Kritik Parametrelerin Üç Boyutta Temsili Gösterimi	92
Şekil III.25	Numune 4 İçin Etkin Kütle Değerinin Mesafeyle Değişim Grafiği ve Uyan Matematiksel Fonksiyon.....	93
Şekil III.26	Numune 1(Optimum Olarak Katkılandırma, 4,2 K'de) İçin Elde Edilen Etkin Kütle Değerlerinin Mesafeyle Değişim Grafiği.....	94
Şekil III.27	Numune 2 (İleri Derecede Katkılandırma, 5 K'de) İçin Elde Edilen Etkin Kütle Değerlerinin Mesafeyle Değişim Grafiği	94
Şekil III.28	Birbirlerinden d Kadar Ayrılmış İki Paralel Kristal Düzleminden Yansıyan X-Işını Demetinin İki Boyuttaki Gösterimi.....	96
Şekil III.29	Numune 3'e Ait XRD Grafiği ve (hkl) Düzlemleri.....	98
Şekil III.30	Numune 4'e Ait XRD Grafiği ve (hkl) Düzlemleri.....	99
Şekil IV.1	Bakır-Oksit Katmanlı Süperiletkenlerinin Asli Yapısal Özellikleri...	109

Şekil IV.2	Hg-1223 Örneği İçin Elde Edilen Manyetik Duygunluk-Sıcaklık Grafiği.....	109
Şekil IV.3	Manyetik Duygunluk - Sıcaklık Grafiğinin Kuantum Mekaniksel Olarak İncelenmesi.....	111

TABLO LİSTESİ

Tablo II.1	Bazı I.Tip Süperiletkenlerin Süperiletkenlik Geçiş Sıcaklıkları.....	4
Tablo II.2	I ve II. Tip Süperiletkenleri Tanımlayan İfadeler.....	15
Tablo II.3	D _{4h} Nokta Gruplu Tetragonal Kristalindeki Spin-Singlet ve Çift Parite Çiftlenim Durumları	57
Tablo II.4	Ortorombik Bir Kristaldeki (D _{2h} Nokta Grubu) Spin-Singlet(Tekil) ve Çift Pariteli Çiftlenim Durumları	57
Tablo III.1	Numune 1 İçin Sanki Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişimi.....	69
Tablo III.2	Numune 1 İçin Hesaplanan Plazma Frekansı Değerleri.....	72
Tablo III.3	Numune 1 İçin Düzlemdeki Nüfuz Derinliği, λ_{ab} , Düzlemdeki Etkin Kütle, m_{ab}^* , c-Eksenindeki Etkin Kütle, m_c^* ve Süperiletkenlik Yük Taşıyıcı Yoğunluğu, n_s 'nin Sıcaklıkla Değişimi.....	73
Tablo III.4	Numune 1 İçin Sonsuz Bir Kavşaktaki Her Bir Josephson Girdabının Serbest Enerjisi, W_0 Girdabın Merkezindeki Alan, $H(0)$ ve Alt Kritik Alan Değeri, H_{cl} 'in Sıcaklıkla Değişim Tablosu.....	75
Tablo III.5	Numune 2 İçin a) Josephson nüfuz derinliği, λ_j değerleri ve b) Sanki Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişimi Değerleri.....	77
Tablo III.6	Numune 2 İçin Hesaplanan Plazma Frekans Değerleri.....	79
Tablo III.7	Düzlemdeki Nüfuz Derinliği, λ_{ab} , Düzlemdeki Etkin Kütle, m_{ab}^* , c-Eksenindeki Etkin Kütle, m_c^* ve Süperiletkenlik Yük Taşıyıcı Yoğunluğu, n_s 'nin Sıcaklıkla Değişimi Değerleri.....	80
Tablo III.8	Sonsuz Bir Kavşaktaki Her Bir Josephson Girdabının Serbest Enerjisi, W_0 Girdabın Merkezindeki Alan, $H(0)$ ve Alt Kritik Alan Değeri, H_{cl} 'nın Sıcaklıkla Değişim Tablosu.....	82
Tablo III.9	Numune 4 için SAA ve AA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Eğrilerine Uyan Matematiksel Fonksiyonlar.....	90
Tablo III.10	H_{cl} 'in Altındaki Bir Manyetik Alan Değerinde Numuneye Ait Kritik Akım Yoğunluğu, j_c , Josephson Nüfuz Derinliği, λ_j , Anizotropi Faktörü, γ ve Plazma Frekansı, f_p Değerleri	91
Tablo III.11	Numune 4 İçin Etkin Kütle, m^* Değerlerinin x Mesafesiyle Değişimi (7 K Değerindeki $M-H$ Eğrisinden)	92
Tablo III.12	Optimum Olarak Oksijenle Katkılandırılmış Numuneye (Numune1) Ait Etkin Kütle Değerlerinin, m^* Mesafeyle Değişim Tablosu (4,2 K Değerindeki $M-H$ Eğrisinden)	93
Tablo III.13	İleri Derecede Oksijenle Katkılandırılmış Numuneye(Numune 2) Ait Etkin Kütle Değerlerinin, m^* Mesafeyle Değişim Tablosu (5 K Değerindeki $M-H$ Eğrisinden)	93
Tablo IV.1	Numune 1(Optimum Katkılandırma) İçin Josephson Girdabının Alt Kritik Manyetik Alan Değeri H_{cl} İle Numuneye Ait Alt ve Üst Termodinamik Kritik Alanlar.....	107
Tablo IV.2	Numune 2 (İleri Derecede Katkılandırma) İçin Josephson Girdabının Alt Kritik Manyetik Alan Değeri H_{cl} İle Numuneye Ait Alt ve Üst Termodinamik Kritik Alanlar	107

Tablo IV.3	Simetri Kırılmalarının Gerçek ve Sanal Manyetik Duygunluk Yardımla Analizi.....	110
Tablo IV.4	Bölgelere Göre Kuantum Mekaniksel Bilgiler.....	112
Tablo IV.5	Numune 3 ve 4'e Ait Kristal Örgü Vektörleri.....	115

BÖLÜM I

GİRİŞ VE AMAÇ

Fizikte çözülemeyen problemlerin önemli bir kısmı, simetri, simetri kırılmaları ve kuantum gravitasyonel alan konularını temel almaktadır. Bu nedenle, bu problemlerin çözümüne yönelik ihtiyaçlar göz önüne alınarak, bu tez konusu seçilmiştir.

Doğadaki birçok olay ve olguyu anlamanın ve açıklamanın en kolay yolu, sistemi betimleyen simetrinin belirlenmesi üzerine kurulmuştur. Örneğin, fizikteki enerji ve momentumun korunması kavramları, sırasıyla zaman ve uzay simetrilerinin temel sonuçlarıdır. Bunun yanı sıra, doğadaki dört temel kuvvet olan gravitasyonel, elektromanyetik, zayıf ve kuvvetli çekirdek kuvvetlerini anlamak için ilgili lokal ayar simetrileri temel alınmaktadır. Ancak bilindiği gibi, gözlemlenen evren, ayna simetrisine sahip değildir [1]. Bu nedenle, doğadaki düzen ve işleyiş yasalarını anlamak için sistemin bütünü tasvir eden, uzun mesafe düzen simetrilerini incelemek gerekir. Ayrıca, kuantum mekaniğinde bazı standart problemler hariç (örneğin, harmonik osilatörler, hidrojenik atomlar vs.) pek çok kuantum problemi ancak, sistemin simetri özellikleri kavramının yorumlanmasıyla basitleştirilerek (Ek A) çözülebilir [2]. Aynı durum, rölativistik sistemler olan yüksek sıcaklık süperiletkenleri için de geçerlidir. İkinci dereceden faz geçişine sahip olan süperiletkenlerde, geçişe çeşitli simetri kırılmaları eşlik eder. Başlıca kırılan simetriler, bir boyutlu global ayar simetrisi, $U(1)$ ve zaman geri dönüşüm simetrisi, T 'dir. Süperiletken durumda ise sistem artık rölativistik bir sistem olduğundan, sadece kristallografik bir yapı olarak değil, Segâh Soliton adı verilen bir dalga olarak da betimlenebilmektedir.

Kuantum Mekaniğinin laboratuvarı konumundaki süperiletken sistemde, simetri ve kırılmaları güvenilir bir biçimde gözlemlenebilmektedir. Bu çalışma da, ilgili simetri ve kırılmalarının incelenmesinde, bir düzenden başka bir düzene geçiş olarak nitelendirilen ve kritik kuantum kaos noktaları olarak adlandırılan iki sıcaklık noktası tespit edilmiştir. Bunlar sırasıyla, kritik Meissner geçiş sıcaklığı, T_c ve Paramagnetik Meissner Olayı (PMO) esnasında paramanyetik sinyalin maksimum olarak gözlemlendiği sıcaklık olan, T_{PMO} 'dur [3]. Bu kaotik geçişler sırasında sistemdeki tek değişken, sıcaklık niceliğidir. PMO, zayıf manyetik alanlarda süperiletken örneğin toplam manyetik moment çıktısı olarak göz önüne alınabilmekte ve zaman geri dönüşüm simetri kırılması için güvenilir bir deneysel araç olarak işlem görmektedir. Ayrıca, söz konusu yüksek sıcaklık süperiletkeni için PMO sıcaklık bölgesi, uzay araştırmalarında kullanılan ve mikrodalga detektörler olarak adlandırılan bolometreler için, duyarlı ve güvenilir bir çalışma bölgesidir [4].

Süperiletkenlerle yapılan kuantum girişim cihazları, Astrofizikte, Yüksek Enerji fiziğinde, Elementer parçacıklar fiziğinde güvenilir tek araç olarak problemlerin çözülmesinde kullanılmaktadır. Bilindiği üzere; süperiletkenler kullanılarak yapılan SQUID'lerle(Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı) gravitasyonel fizikte manyetik akı değişimine duyarlı, son derecede hassas ölçümler yapılmaktadır. Ayrıca, SQUID, gravite dalga detektörlerinde meydana gelen sinyalleri görüntülemekte ve süperiletkenlik gravite gradyometreleri ise ters kare kanununun geçersiz olduğu durumlarda kullanılabilmektedir [5]. Elektromanyetizmadaki yükün hareketinden meydana gelen manyetik alanla benzer olarak, gravitomanyetik alan da maddenin hareketinden meydana gelir. Tüm bunların yanı sıra; son zamanlarda yapılan bazı araştırmalarda, Bose-Einstein yoğuşmasındaki bazı düzenlenişlerin kara deliklerin davranışlarına benzediği de önerilmiştir [5]. Bu nedenlerden dolayı, bu tez çalışmasında simetri ve kırılmaları, fiziksel bir nicelik olan sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* bakımından da incelenecektir. m^* 'ın sıcaklıkla değişiminden elde edilen kuantum gravitasyonel çekim alanının tespiti, hem bilimsel hem de yukarıda bahsedilen teknolojiye yönelik uygulamalar (gravite dalga detektörleri, kaos sensörleri ve Aharonov Bohm (Ek B) detektörleri gibi ultra hassas detektörler) nedeniyle bu tez çalışmasını önemli ve güncel kılmaktadır.

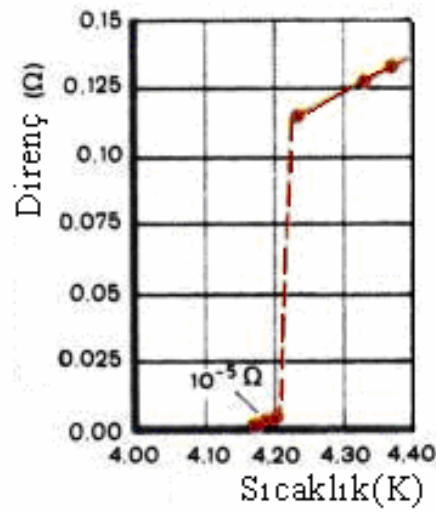
Tüm elde edilen veriler ışığında, tezin vardığı en son nokta ise, rölativistik süperiletken sistemlerin, evren ve kaos kavramlarının anlaşılmasında önemli bir araç olduğudur.

BÖLÜM II

GENEL BİLGİLER

II.1 SÜPERİLETKENLİĞİN KEŞFİ ve TARİHSEL GELİŞİMİ

Süperiletkenlik olgusu, ilk kez 1911 yılında Hollandalı bir fizikçi olan H. Kamerlingh Onnes tarafından keşfedilmiştir. Onnes, yeterince saf olan maddelerde sıcaklık azaldıkça maddenin elektrik akımına karşı direncinin ne kadar azalacağını incelemek isterken; cıva için 4,15 K'lık kritik geçiş sıcaklığının (T_c) altında elektriksel direncin kendiliğinden sıfıra gittiğini tespit etmiştir. Cıva için direncin sergilemiş olduğu bu davranışın sıcaklığın bir fonksiyonu olarak değişimi Şekil II.1'de verilmektedir [6].



Şekil II.1 Cıvanın 4,15 K'de Sıfır Dirence Sahip Olması ve Süperiletkenlik Olgusu

Direncin tersi olan iletkenlik ise, kritik geçiş sıcaklığı altında sonsuza gitme eğilimindedir. Bundan dolayı, bu olgu süperiletkenlik olarak adlandırılmaktadır. Bazı I.tip (düşük sıcaklık) süperiletkenler için bu geçiş sıcaklığı Tablo II.1’de verilmektedir [7].

Tablo II.1 Bazı I.Tip Süperiletkenlerin Süperiletkenlik Geçiş Sıcaklıkları

Element	$T_c(K)$	Element	$T_c(K)$	Element	$T_c(K)$	Element	$T_c(K)$
Al	1,14	Sn	3,7	Nb	9,5	Ir	0,14
Ti	0,39	La	6	Mo	0,92	Hg	4,15
V	0,38	Hf	0,12	Tc	7,8	Tl	2,39
Zn	0,87	Ta	4,48	Ru	0,51	Pb	7,19
Ga	1,09	Re	1,4	Gd	0,56	Th	1,37
Zr	0,54	Os	0,65	In	3,4	Pa	1,4

Süperiletkenlerle ilgili diğer dikkat çekici özellikler ise, 1920 ve 1930’lu yıllarda araştırılmaya başlanmıştır. Süperiletkenlerle ilgili diğer bir büyük buluş ise 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından ortaya çıkarılmıştır. Meissner ve Ochsenfeld, süperiletkenlerin belli bir eşik değerinden daha düşük olan manyetik alanları dışarıladığını ve sistemin mükemmel bir diamagnetizma sergilediğini göstermişlerdir. Bu olay, Meissner Olayı olarak bilinmektedir ve süperiletkenliğin termodinamik davranışlarını incelemek yönünde bir temel teşkil etmiştir. Daha sonra, bu olgu üzerindeki çalışmalar Abrikosov tarafından geliştirilmiştir.

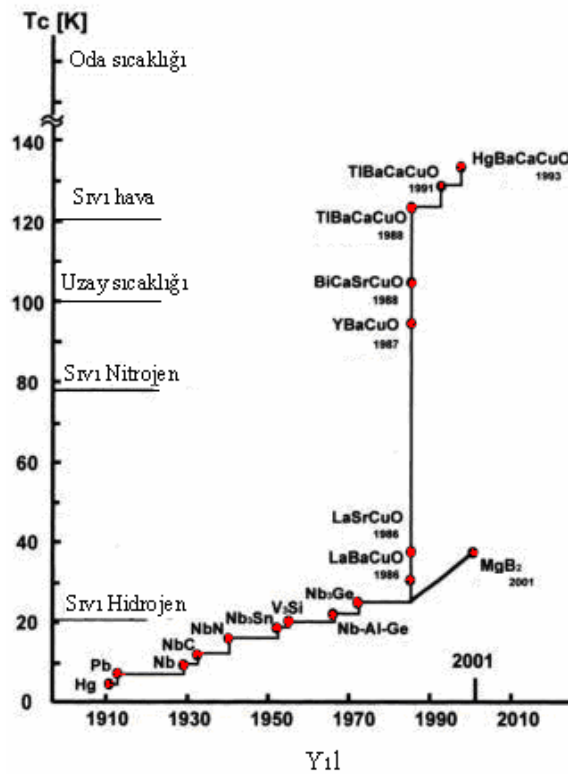
Bu gelişmelerin yanı sıra, 1957 yılında, Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından BCS teorisi olarak bilinen süperiletkenliğin mikroskobik teorisi kurulmuş ve süperiletkenliğin bazı şaşırtıcı özellikleri açıklanmıştır [8,9]. BCS teorisinin temeli, kristal örgünün elastik dalgaları(fonon) ile sistemdeki iletkenlik elektronlarının harmonik etkileşimleri sonucu oluşan ve elektron çifti adı verilen sanki(quasi)-parçacıkların teşekkülüdür. Vakum ortamında iki elektron birbirlerini Coulomb kuvveti ile iterlerken; süperiletkenlerde kritik sıcaklık altındaki kristal örgü ortamında iki elektron arasında Cooper çiftini oluşturan net bir çekici kuvvet oluşur. Dolayısıyla, Cooper çiftindeki iki elektron tek bir parçacık gibi davranır. Bu durum ise ancak, iki elektron zıt spine ve momentuma sahip olduğundan gerçekleşir. Böylece, iki elektrondan müteşekkil, sıfır spinli Cooper çifti, bosonik bir parçacık gibi davranır. Sonuç olarak, aynı enerjili aynı kuantum durumunda çok sayıda Cooper çifti bulunabilir [10,11]. BCS teorisinin önerilmesinden birkaç yıl sonra da,

Josephson, homojen olmayan süperiletkenlerin fiziksel özellikleri ile ilgili tahminlerini açıklayarak, a.c. (alternatif akım) ve d.c. (doğrusal akım) Josephson olaylarını önermiştir.

Tarihsel gelişim süreci içerisinde, Meissner geçiş sıcaklığı açısından önemli bir adımın atılması ise Bednorz ve Müller tarafından yaklaşık 25 yıl sonra olmuştur. Bu gelişme, yüksek sıcaklık süperiletkenleri (II. tip süperiletkenler) olarak adlandırılan yeni bir süperiletkenlik sınıfının bulunmasıyla yaşanmıştır [9,12].

1986'da $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ 'de yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin keşfinden sonra, bir çok bakır-oksit katmanlı (cuprate) yüksek sıcaklık süperiletkenleri sırasıyla keşfedilmiştir [13]. Süperiletkenliğin meydana geldiği CuO_2 düzlemlerinden oluşan katmanlı bir yapıya sahip olan diğer cuprate süperiletkenleri [14] sırasıyla, Y-Ba-Cu-O, Bi-Ca-Sr-Cu-O, Tl- Ba-Ca-Cu-O ve Hg-Ba-Ca-Cu-O'dir. Hg ailesine ait ve şimdiye kadar normal atmosferik basınçta gözlemlenen en yüksek kritik geçiş sıcaklığına ($T_c=138$ K) sahip süperiletken ise Ü.Onbaşlı tarafından sentezlenmiştir[15].

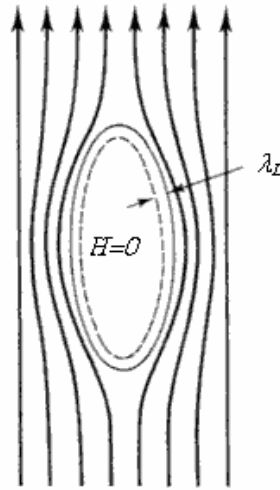
Şekil II.2'de yıllara göre, süperiletkenlik geçiş sıcaklığının değişim grafiği verilmektedir[16].



Şekil II.2 Yıllara Göre Süperiletkenlik Geçiş Sıcaklığının Değişim Grafiği

II.2 MEISSNER OLAYI ve TERMODİNAMİK KRİTİK MANYETİK ALAN

Süperiletkenlerin en temel özelliği, elektrik akımına karşı neredeyse hiçbir direnç göstermemeleridir. Bu özelliğinin yanı sıra, süperiletkenler mükemmel bir diamagnetizma karakterine sahiptirler. Mükemmel diyamanyetizma özelliği, ilk kez 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından keşfedilmiştir. Meissner Olayı olarak bilinen bu olayda, sadece dış manyetik alanın örnek içine girmesinin engellenmesinin yanı sıra, manyetik alan, H , örnek içerisinden de dışarı atılmaktadır. Şekil II.3’de süperiletkenin içinden manyetik alan çizgilerinin dışarılanması sonucu, süperiletken içinde manyetik alanın sıfır olduğunu gösteren bir diyagram görülmektedir. Şekil II.3’deki λ_L ifadesi ise, London nüfuz derinliği olup, manyetik alanın e^{-1} değerine düştüğü uzaklıktır [17].



Şekil II.3 Manyetik Alan Çizgilerinin Süperiletken Örnek İçinden Dışarı Atılması

Meissner Olayı, süperiletken numuneye göre değişen belirli bir kritik alan değeri altında oluşur. Kritik alan kavramı şu şekilde yorumlanabilir: Belirli bir $T < T_c$ sıcaklığında, uygulanan manyetik alana paralel, silindirik süperiletken bir numune göz önüne alınsın. Numuneye sıfırdan başlayarak bir manyetik alan uygulandığında, süperiletkenliğin termodinamik kritik manyetik alan, H_c olarak adlandırılan bir dış

manyetik alan değerinde bozulduğu görülür. Bu alan, sıcaklık bağımlı deneysel (ampirik) bir denklemle,

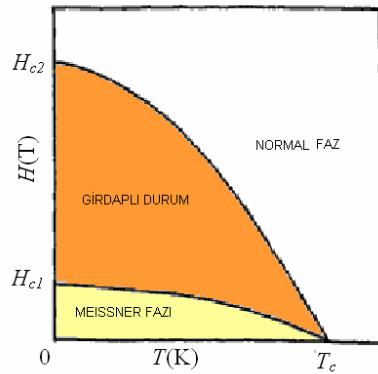
$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (\text{II.1})$$

tanımlanır. Burada $H_c(0)$, 0 K'deki manyetik alan değeridir. Ayrıca, Meissner Olayı bağlamında tespit edilen H_c ile normal ve süperiletken durumlar arasındaki serbest enerji farkı (süperiletken durum yoğunlaşma enerjisi) arasında,

$$\frac{H_c^2(T)}{8\pi} = F_n(T) - F_s(T) \quad (\text{II.2})$$

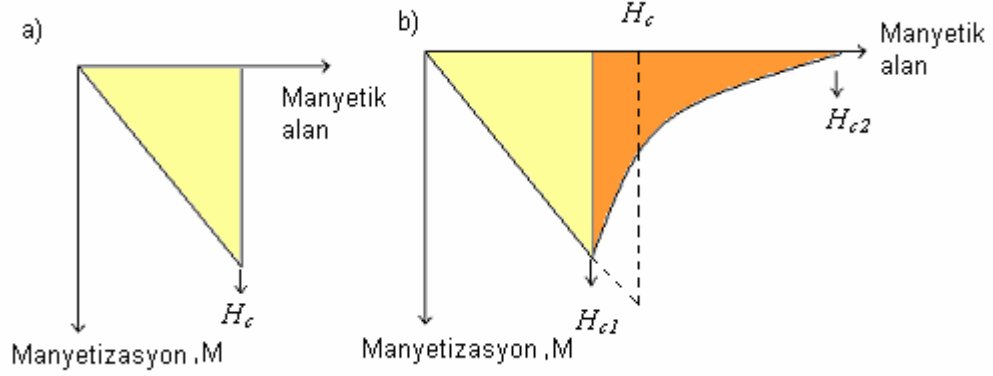
ile verilen bir bağıntının tanımlanması mümkündür. Burada F_n ve F_s , sırasıyla normal ve süperiletken fazlardaki birim hacim başına Helmholtz serbest enerjileri olarak adlandırılır. Bu bağıntı ayrıca, termodinamik manyetik alan değeri aşıldığında süperiletkenliğin yok olduğuna da işaret etmektedir [17].

II. tip süperiletkenlerde ise iki kritik manyetik alan değeri vardır. Bunlar sırasıyla, alt kritik manyetik alan, H_{c1} ve süperiletkenliğin bozulduğu üst kritik manyetik alan, H_{c2} değerleridir. Bu her iki manyetik alan değerleri arasında, manyetik alan kısmen numunenin içine girmekte ve manyetik akı numune içinde tuzaklanmaktadır. Bunun sonucu olarak, süperiletken içinde girdap (vorteks) adı verilen normal bölgeler oluşmaktadır. şekil II.4'de, II. tip süperiletkenler için kritik alanların sıcaklıkla değişim grafiği verilmektedir [18].



şekil II.4 II. Tip Süperiletkenler için Kritik Alanların Sıcaklıkla Değişim Grafiği

I. ve II. tip süperiletkenler için uygulanan manyetik alanın manyetizasyonla (mıknatıslanmayla) değişim grafikleri Şekil II.5’de verilmektedir [18].



Şekil II.5 a) I. ve b) II. Tip Süperiletkenler İçin Uygulanan Manyetik Alana Karşı Manyetizasyonun Değişimi

II.2.1. London Nüfuz Derinliği

Bu bölümde, süperiletkenlerin manyetik özelliklerini tanımlamada sıkça kullanılan London denklemlerinin incelenmesi yapılmaktadır. İlk kez F.London ve H.London (1935) tarafından kullanılan yaklaşım, bir metaldeki elektronlar için hareket denklemi olan Drude- Lorentz denklemi ile başlar. $\vec{E}$, elektrik alanındaki, e elektron yükü, m elektron kütlesi ve $\vec{v}$ hızıyla $\frac{\vec{v}}{\tau}$ ile orantılı sürüklenme hızı terimleriyle Newton Kanunu,

$$m \left(\frac{\dot{\vec{v}}}{\tau} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) = e \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

şeklinde yazılır. Burada, $\dot{\vec{v}}$ hızın zamana göre türevini, τ ise iki çarpışma arasındaki zaman farkını temsil etmektedir. Mükemmel bir iletken için $\tau \rightarrow \infty$ ’dur. Burada,

parantez içindeki ikinci terim limit halde sıfır olur. Elektron yoğunluğu, n olmak üzere, akım yoğunluğu denklemi, $\vec{j} = ne\vec{v}$ yardımıyla denklem (II.3),

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{ne^2}{m} \vec{E} \quad (\text{II.4})$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklem, birinci London denklemi olarak bilinir. Maxwell'in dördüncü denkleminin (cgs birimleriyle) zamana göre türevi;

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{II.5})$$

biçimindedir. Burada, ε , dielektrik sabiti; c , ışık hızıdır. Denklem (II.5)'in rotasyoneli alınıp, (II.4) denklemi de kullanılırsa,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}) = (\frac{4\pi ne^2}{mc} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (\text{II.6})$$

yazılabilir. $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\left(\frac{1}{c}\right) \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ eşitliği kullanılırsa,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}) + (\frac{1}{\lambda_L^2} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.7})$$

denklemi bulunur. Burada, λ_L London nüfuz derinliğidir ve

$$\frac{1}{\lambda_L^2} = \frac{4\pi me^2}{mc^2} \quad (\text{II.8})$$

şeklinde yazılır. Elde edilen (II.7) denkleminin, deneysel olarak gözlemlenmiş Meissner Olayını tarif edebilmesi için, zamana bağlı bölümü integre edildikten

sonra, zamandan bağımsız çözümlerinin göz ardı edilmesi gerekmektedir. Böyle yapılarak,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) + \left(\frac{1}{\lambda_L^2} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{H} = 0 \quad (\text{II.9})$$

denklemini yazılır. Bu denklem, ikinci London denklemi olarak bilinir [19].

Akım yoğunluğu, manyetik vektör potansiyeli $\vec{A}$ 'ya göre,

$$\vec{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{A} \quad (\text{II.10})$$

şeklinde yazılabilir. Her iki tarafın rotasyoneli alınır,

$$\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{II.11})$$

bulunur. Burada, $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{H}$ eşitliği kullanılırsa, manyetik indüksiyon, $\vec{H}$ için,

$$\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{H} \quad (\text{II.12})$$

denklemini elde edilir. İlgili Maxwell denklemleri yardımıyla,

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (\text{II.13})$$

ve

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = -\frac{4\pi}{c} \vec{\nabla} \times \vec{j} \quad (\text{II.14})$$

denklemleri yazılabilir. Buradan da, (II.12) denklemi (II.14) denkleminde yerine konularak,

$$\nabla^2 \vec{H} = -\frac{H}{\lambda_L^2} \quad (\text{II.15})$$

denklemini bulunur. Bu denklemin çözümü ise,

$$\vec{H} = H_o e^{-x/\lambda_L} \quad (\text{II.16})$$

şeklindedir. Bu son denklem, manyetik alanın süperiletken numune içinde eksponansiyel olarak azaldığını göstermektedir. Bu denklemden hareketle, manyetik alanın belli bir mesafede e^{-1} değerine düştüğü söylenir. Bu mesafe, London nüfuz derinliği olarak bilinir ve (II.10) denkleminde gösterilmektedir [7]. Diamagnetizma, manyetik indüksiyon $\vec{H}$ 'nın zamanla değişiminin sıfır olduğunu vurgular. Bu ifade matematiksel olarak,

$$\frac{d\vec{H}}{dt} = 0 \quad (\text{II.17})$$

denklemini ile verilir. Maxwell denklemlerinden $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ ifadesi, denklem

(II.17)'de kullanılırsa $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$ eşitliği yazılabilir. Bu durumda, $\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E}$ bağıntısı

uyarınca, öz direnç $\rho = 0$ bulunur. Böylece, mükemmel diamagnetizmanın sıfır direnç ile tutarlı olduğu ispatlanabilir. Süperiletken içindeki manyetik indüksiyon, H_{in} ,

$$\vec{H}_{in} = \vec{H}_u + 4\pi M \quad (\text{II.18})$$

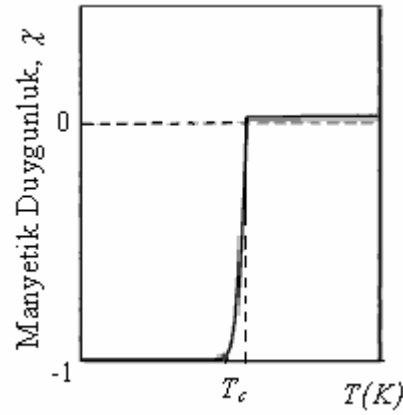
şeklinde tanımlıdır. Burada H_u , dışarıdan uygulanan manyetik alandır. Eğer alan içeride sıfır ise,

$$\vec{H}_u = -4\pi M \quad (\text{II.19})$$

olur ya da,

$$\chi = \frac{M}{H_u} = -\frac{1}{4\pi} \quad (\text{II.20})$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitlik, sıfır indüksiyon için manyetik duygunluğun (susceptibility) negatif yani diamanyetik olduğunu betimlemektedir [7]. Şekil II.6'da, mükemmel bir diamagnetizma sergileyen I.tip bir süperiletken örneğe ait olan, manyetik duygunluk-sıcaklık eğrisi verilmektedir.



Şekil II.6 I.Tip Süperiletken Bir Örnek İçin Manyetik Duygunluğun Sıcaklıkla Değişimi, χ -T

II.2.2. Pippard Denklemi

Süperiletkenlerin ısı kapasitesi $T < T_c$ durumunda eksponansiyel bir azalış sergiler, $C \approx e^{-\Delta/k_B T}$. Burada Δ , enerji aralığı olup, elektronların taban durumundan uyarılmış durumlara geçebilmesi için gereken ısı enerjisinin bir ölçüsüdür. Normal metaldeki elektronların enerji seviyeleri Fermi enerjisi, μ civarında sürekli

(aralıksız, gapless) bir dağılıma sahipken, süperiletkenlik bir enerji aralığı oluşturmaktadır. Enerji aralığı, Δ 'dan ve Fermi hızı, v_F 'den uzunluk boyutunda yeni bir nicelik olan, eşyuyum (eşfaz, coherence length) uzunluğu türetilir. Eşyuyum uzunluğu, ξ_o ,

$$\xi_o = \hbar v_F / \pi \Delta \quad (\text{II.21})$$

ile tanımlanır. Burada $\hbar$, Heisenberg sabitidir. Eşyuyum uzunluğu London nüfuz derinliği, λ_L ile herhangi bir benzerlik taşımaz. Bundan dolayı, süperiletkenlerin davranışlarını etkileyen farklı bir uzunluk skalası olarak göz önüne alınır ve süperiletkenin uzaysal cevabının bir ölçüsü olan karakteristik bir uzunluk olarak yorumlanabilir. Bu çeşit uzunluk skalaları, birbirinden bağımsız olarak Ginzburg-Landau (1950) ve Pippard(1953) tarafından ortaya atılmıştır¹. Pippard'ın olgusal teorisini tartışmak için, ilk önce London denklemini yazmak gereklidir. London denkleminde Maxwell denklemlerinden biri olan $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \left(\frac{4\pi}{c}\right) \vec{j}$ ifadesi yazılırsa,

$$\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \vec{H} = -\frac{ne^2}{mc} \vec{H} \quad (\text{II.22})$$

elde edilir. Ayrıca, $\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ denklemi kullanılarak $\vec{A}$, manyetik vektör potansiyeli için,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 \quad (\text{London Ayarı}) \quad (\text{II.23})$$

ile tanımlı ayar yapıldığında,

$$\vec{A}_n = 0 \quad (\text{II.24})$$

şeklinde bir sınır şartı oluşur. Burada $\vec{A}_n$ süperiletken yüzeye dik olan $\vec{A}$ 'nın

¹ Bu uzunluk skalaları özdeş değildir. Pippard'ın uzunluğu sıcaklıktan bağımsız iken, G.L. uzunluğu sıcaklığa bağlıdır. Pippard'ın eşyuyum uzunluğu BCS eşyuyum uzunluğu ile ilgilidir

bileşenidir. Böylece, London denklemi,

$$\vec{j} = -\frac{ne^2}{mc} \vec{A} \quad (\text{II.25})$$

şeklinde yazılır [19].

Bu koşul, süperakımın normal bileşeninin sınırdaki sıfır olacağını bildiren sınır koşuludur (Bu durum, süperiletken-yalıtkan sınırında iyi bir sınır şartıdır. Ama metal-süperiletken ya da süperiletken-süperiletken sınırlarında düzeltmelere ihtiyaç duyar).

(II.25) denklemini genelleştirmek için, Pippard, $\vec{j}$ ve $\vec{A}$ arasındaki bağıntının lokal olmaması gerektiğini düşünmekteydi. Bu da, bir r noktasındaki $j(r)$ akımının, r 'yi çevreleyen ξ_o mertebeli yarıçaplı bir hacimde yerleşmiş r' komşu noktalarındaki $\vec{A}(r')$ 'den katkılar içereceği anlamına gelmektedir.

Daha önce, 1952'de Chambers tarafından geliştirilmiş olan elektrik alan $E(r)$ ve akım yoğunluğu, $j(r)$ arasındaki lokal olmayan bir bağıntı, Pippard'ın seçtiği matematiksel forma yol gösterdi. Pippard tarafından çalışılan bu denklem [19],

$$\vec{j}(r) = -C \int \frac{\left[\vec{A}(r') \cdot \vec{R} \right] R}{R^4} e^{-R/\xi_o} d^3 r' \quad (\text{II.26})$$

şeklindeydi. Burada $R = r - r'$ 'dür. C sabiti, (II.26) denklemini aynı form (uniform) limitindeki (II.25)'e indirmek için gerekli olan sabittir. Burada, gerekli integral hesapları yapılarak C sabiti için,

$$C = 3ne^2 / 4\pi\xi_o mc \quad (\text{II.27})$$

ifadesi bulunur. Böylece, London denkleminin Pippard genelleştirilmesi,

$$\vec{j}(r) = -\frac{3ne^2}{4\pi\xi_0 mc} \int \frac{[\vec{A}(r') \cdot \vec{R}]}{R^4} R e^{-R/\xi_0} d^3r' \quad (\text{II.28})$$

ile ifade edilebilir. Bu denklem sadece hacim(bulk) süperiletkenlere uygulanabilir.

Pippard limitinde, etkin nüfuz derinliği olan λ , London derinliğinden, λ_L büyük olarak bulunmuştur, $\lambda/\lambda_L > 1$. Aynı zamanda λ , eşuyum uzunluğundan daha küçük olur, $\lambda/\xi_0 < 1$.

Bir süperiletkenin dış manyetik alana cevabı, $\lambda \geq \xi_0$ ya da $\lambda \leq \xi_0$ durumlarına bağlıdır. Bu durumlar Tablo II.2'de gösterilmektedir. I.tip süperiletkenler, H_c kritik alanına kadar tam bir Meissner etkisi (akı dışarlanması) sergilerken, bu kritik alan üzerinde normal iletken durumuna gelirler. II. tip süperiletkenlerin manyetik cevabı ise daha kompleks bir yapıdadır [19].

Tablo II.2 I ve II. Tip Süperiletkenleri Tanımlayan İfadeler

I. tip(ya da Pippard)	$\lambda_L < \xi_0$
II. tip (ya da London)	$\lambda_L > \xi_0$

II.2.3 Ginzburg- Landau (G.L.) Denklemleri

London teorisinde kullanılan temel varsayımlar, süperiletken elektron yoğunluğunun uzaysal olarak değişmez (invariant) ve manyetik alandan bağımsız olmasıdır. Bu varsayımlar, sadece manyetik alanın küçük ve homojen olduğu durumlarda kanıtlanmıştır. Fiziğin ve teknolojinin çoğu uygulamasında bu sınırlamalar geçerliliğini yitirir. Özellikle Pippard, $T < T_c$ durumda, süperiletkenlerin elektromanyetik özelliklerinin, eşuyum mesafeleri üzerinden genişleyen uzun mesafe düzeninin varlığında, anlaşılabilir olabileceğini söylemiştir. Ginzburg ve Landau (1950) ise, süperiletkenlik elektron yoğunluğunun mümkün uzaysal değişimini hesaba katmak üzere, Landau'nun düzen parametresi kavramını içeren ikinci dereceden faz geçişlerini ifade eden genel teorisi yardımıyla London teorisini genişletmişlerdir [20].

II.2.3.1. Temel Denklemler

1937’de Landau, ikinci dereceden faz geçişlerini(Ek C) tanımlamak için bir model geliştirdi. Bu teorinin merkezinde, düzen parametresi kavramı bulunmaktadır. Düzen parametresi, yüksek sıcaklıklarda sıfıra giden, ancak geçiş sıcaklığı altında ($T < T_c$) sıfırdan farklı bir değer alan bir fonksiyondur. Düzen parametresi, ikinci dereceden geçişin doğası yardımıyla tespit edilebilir [19].

Ferromanyetik bir numune, ikinci dereceden faz geçişlerinin temel özelliğini meydana çıkarttığından, öncelikle böyle bir sistemin incelenmesi daha uygundur.

Ferromanyetik geçiş için düzen parametresi, kendiliğinden olan $\vec{M}$, manyetizasyonunu tanımlamak için kullanılmaktadır. Sistemde kendiliğinden manyetizasyon geliştiğinden, sistemin simetrisinde bir azalma, başka bir deyişle simetri kırılması meydana gelmektedir. Örneğin, demir materyalinin yüksek sıcaklık (manyetik olmayan) fazı, cisim merkezli kübik yapıya sahip bir fazdadır. Geçiş (Curie) sıcaklığında ($T_{cr} = 1043$ K) maddenin manyetizasyonu değişirken, simetri eşdeğer kristal eksenlerinden birini seçer. Çeşitli yönlerden birini seçmek (demir için manyetizasyon, en kolay şekilde üç temel eksen boyunca gelişir, yönleri ise küp eksenleri olup $\pm \hat{x}$, $\pm \hat{y}$, $\pm \hat{z}$ şeklinde altı tanedir) kristalin simetrisini azaltır. Bu duruma, kendiliğinden simetri kırılması denir. Bu, ikinci dereceden faz geçişlerinin temel özelliğidir. Böyle geçişlerde, sistemin düşük sıcaklık fazı daima daha düşük simetriye sahiptir.

Düzen parametresi, sıfırdan T_{cr} ’ye kadar sürekli olarak yavaşça değiştiğinden, serbest enerjinin açılımı yazılabilir. Serbest enerji skalerdir, ama düzen parametresi daha yüksek boyutlu olabilir (örneğin, bir vektör, tensör, kompleks sayı). Örnek olarak, incelenen ferromanyet için düzen parametresi vektöreldir. Böylece, manyetizasyon, $\vec{M}$ ’nin fonksiyonu olan serbest enerji, $F(\vec{M})$ ’nin açılımında sadece

M_i ’nin (M_i , manyetizasyonun yöne bağımlı kombinasyonlarını göstermekte olup $i: x, y, z$ ’dir) simetri değişmez kombinasyonları kabul edilir. Çünkü manyetizasyon kristal eksenlerinin herhangi biri boyunca gelişir. Serbest enerji açılımı, yüksek sıcaklık fazının tüm simetrisini korumalıdır. Kübik bir ferromanyet için yukarıdaki belirtilen gereksinimleri sağlayan serbest enerji açılımı,

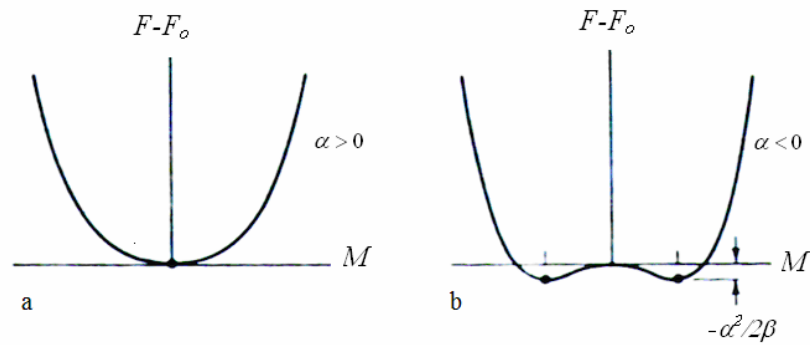
$$F(\vec{M}, T) = F(0, T) + \alpha(M_x^2 + M_y^2 + M_z^2) + \frac{1}{2}\beta_1(M_x^2 + M_y^2 + M_z^2)^2 + \frac{1}{2}\beta_2(M_x M_y + M_y M_z + M_z M_x)^2 \quad (\text{II.29})$$

formuna sahip olur. (II.29) ifadesi, bir küpün tüm simetri operasyonları altında değişmez olarak kalır. İncelemeyi kolaylaştırma adına izotropik bir ferromanyet göz önüne alındığında, sadece rotasyonel (döngüsel) değişmez skala, manyetizasyon vektörlerinin çift kuvvetlerini $(\vec{M} \cdot \vec{M})$ oluşturabilir. Böylece (II.29) denklemi [19],

$$F(M) = F(M = 0) + \alpha M^2 + \frac{1}{2}\beta M^4 \quad (\text{II.30})$$

şeklinde basitleşir. Dördüncü mertebeden açılım limiti, ferromanyetizmanın uygun bir tanımına gider. Termodinamik denge nedeniyle, $\beta > 0$ olmalıdır. Ancak, α pozitif yada negatif işarete de sahip olabilir. Eğer, $\alpha > 0$ ise (II.30) denkleminin minimumu $M = 0$ 'da, $\alpha < 0$ olduğunda ise minimum $M \neq 0$ 'da meydana gelir. Bu ilgili iki durum sırasıyla Şekil II.7 a ve b'de gösterilmektedir. Bundan dolayı, T_{cr} 'de α 'nın işaretini değiştirecek şekilde ikinci dereceden faz geçişi basit bir şekilde modellendirilebilir;

$$\alpha(T) = a(T - T_{cr}) \quad (\text{II.31})$$



Şekil II.7. a) $T > T_{cr}$ ($\alpha > 0$) ve b) $T < T_{cr}$ ($\alpha < 0$) İçin G.L. Serbest Enerji Fonksiyonları

β 'yı ise bir sabit olarak göz önüne almak yeterlidir. $\frac{\partial F}{\partial M} = 0$ ifadesi yardımıyla,

$$[\alpha(T) + \beta M^2]M = 0 \quad (\text{II.32})$$

elde edilir. Bu denklem yukarıda tartışılan iki çözüme sahiptir.

$$\alpha > 0 \quad M = 0 \quad (T > T_{cr}) \quad (\text{II.33a})$$

$$\alpha < 0 \quad M^2 = -\alpha/\beta \quad (T < T_{cr}) \quad (\text{II.33b})$$

(II.31) ve (II.33) denklemleri yardımıyla,

$$M^2 = 0 \quad (T > T_{cr}) \quad (\text{II.34a})$$

$$M^2(T) = -\frac{\alpha(T - T_{cr})}{\beta} \quad (T < T_{cr}) \quad (\text{II.34b})$$

elde edilir. Kristal durumu, bağımsız kristal eksenlerinin (ya da yönlerinin) sayısı ile ilgili olarak dejeneredir ve manyetizasyonun hangi eksen boyunca olduğu saptanabilir (cisim merkezli küp durumunda, $\langle 100 \rangle$ temel eksen ile 6 yöne sahiptir).

Yukarıdaki modelde, ikinci dereceden faz geçişinin önemli bir yönü olan dalgalanmalar ihmal edilmekteydi. Dalgalanmalar, geçiş sıcaklığı yakınında sistem üzerinde büyük bir etkiye sahiptir. Bundan dolayı, Landau modeli dalgalanma etkilerinin ihmal edilebildiği sıcaklığın, geçiş sıcaklığından yeteri kadar uzakta olduğunu farz eder. Bu durum, ortalama alan modeli olarak bilinir.

Makroskobik bir kuantum durumu olan süperiletkenlik ise, Ginzburg ve Landau tarafından, makroskobik bir dalga fonksiyonu olan, ψ düzen parametresi ile ikinci dereceden faz geçişi teorisine uygun olarak formüle edilmiştir. Dalga fonksiyonları kompleks olabileceğinden, serbest enerji açılımına sadece $\psi\psi^*$ skaler terimleri yazılabilir. Burada ψ^* , dalga fonksiyonunun kompleks eşleniğidir. Böylece,

$$F = F(T) + \alpha |\psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi|^4 \quad (\text{II.35})$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade aşağıdaki gibi,

$$|\psi| = 0 \quad (T > T_c) \quad (\text{II.36})$$

$$|\psi| = \left[\frac{\alpha(T_c - T)}{\beta} \right]^{1/2} \quad (T < T_c) \quad (\text{II.37})$$

minimize edilebilir.

Süperiletken durumun homojen olmadığı durumları tanımlamak için (II.35) denkleminde ilave terimler katılabilir. O zaman, F serbest enerji yoğunluğu $\mathcal{F}(r)$ gibi yorumlanır ve

$$\begin{aligned} F &= F_o + \int \mathcal{F}(r) d^3r \\ &= F_o + \int d^3r \left[\alpha |\psi(r)|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi(r)|^4 \right] \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

denklemini yazılır. Burada, F toplam serbest enerjidir. Mevcut (II.38) denklemi, eşyayın uzunluğu ile ilgili etkiler gibi düzen parametresindeki uzaysal dağılımlarla ilişkili olan enerji artışlarını modellendiremez. Böyle etkileri hesaba katmak için Ginzburg ve Landau, Denklem (II.38)'e $\underline{m}^*$ etkin kütlelerini içeren gradyent enerji terimini eklemiştir.

$$F_G = \int \frac{\hbar^2}{2\underline{m}^*} \left| \vec{\nabla} \psi(r) \right|^2 d^3r \quad (\text{II.39})$$

Burada, $\underline{m}^* = 2m$ 'dir. Bu denklemde, $\frac{\hbar^2}{2\underline{m}^*}$ katsayısının tercih edilme sebebi, bu ifadenin denkleminin kuantum mekaniksel olarak kinetik enerjiyi içermesi gerekliliğidir. Denklem (II.39), süperiletkenlik elektronlarının Hamiltoniyen yoğunluğuna katkıda bulunan ek bir kinetik enerji terimi olduğundan, Ginzburg ve

Landau, elektromanyetik alanla elektronların etkileşiminin incelenmesinin sistemin Hamiltoniyeni yardımı ile yapılabileceğini öngörmüşlerdir. Hamiltoniyen yazılımında alan momentumu için $\vec{P} \rightarrow \vec{P} - (e^*/c)\vec{A}$ ifadesi yazılabilir. $\vec{P} \rightarrow (\hbar/i)\vec{\nabla}$ ise, $\vec{\nabla} \rightarrow \vec{\nabla} - (ie^*/\hbar c)\vec{A}$ şeklinde olur. Burada, BCS teorisine göre $e^* = 2e$ olarak alınmaktadır. Çeşitli hesaplamalardan sonra,

$$F_G = \int \frac{\hbar^2}{2m^*} \left| \left[\vec{\nabla} - \frac{ie^*}{\hbar c} \vec{A}(r) \right] \psi(r) \right|^2 d^3r \quad (\text{II.40})$$

elde edilir. Sonuç olarak, enerji yoğunluğuna manyetik alanın katkısı da eklenmelidir.

$$\mathcal{F}(H) = \frac{1}{8\pi} H^2(r)$$

Denklemler basitleştirilirse,

$$F = F_o + \int d^3r \left\{ [\alpha |\psi(r)|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi(r)|^4 + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left| \left[\vec{\nabla} - \frac{ie^*}{\hbar c} \vec{A} \right] \psi(r) \right|^2] + \frac{1}{8\pi} H^2(r) \right\} \quad (\text{II.41})$$

ifadesi yazılabilir. G.L.'nin ilk denklemi aşağıdaki gibidir.

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\vec{\nabla} - \frac{ie^*}{\hbar c} \vec{A} \right]^2 \psi(r) + \alpha \psi(r) + \beta |\psi(r)|^2 \psi(r) = 0 \quad (\text{II.42})$$

Denklem (II.41)'in $\vec{A}$ ile değişimi ise Amper yasasından bulunur.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(r) = \frac{4\pi}{c} \vec{j}(r) \quad (\text{II.43})$$

$j(r)$ terimi ise,

$$\vec{j}(r) = \frac{e^*}{2\bar{m}^*} \left\{ \psi^*(r) \left[-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right] \psi(r) + \psi(r) \left[+i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right] \psi^*(r) \right\} \quad (\text{II.44})$$

ya da eşdeğeri olarak,

$$\vec{j}(r) = \frac{-ie^*\hbar}{2\bar{m}^*} [\psi^*(r) \vec{\nabla} \psi(r) - \psi(r) \vec{\nabla} \psi^*(r)] - \frac{e^{*2}}{\bar{m}^* c} |\psi(r)|^2 \vec{A}(r) \quad (\text{II.45})$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (II.45), ikinci G.L. denklemi olarak bilinmektedir [19].

II.2.3.2 Ayar Değişmezi (İnvaryantı)

Denklem (II.42)'nin en basit çözümü, daha önce (II.36) ve (II.37) denklemlerinde de verildiği gibi $\vec{A} = 0$ 'lı $\psi \neq \psi(r)$ şeklinde, aynı formlu (homojen, uniform) süperiletken durumlar içindir. Buna rağmen, (II.42) denklemi aynı serbest enerjiye sahip, diğer çözümlerin devamını sağlar. Herhangi bir kompleks fonksiyonda olduğu gibi $\psi(r) = a(r)e^{i\Phi(r)}$ yazılabilir. Burada $a(r)$ ve $\Phi(r)$ sırasıyla konuma bağlı genlik ve fazdır. Bu denklemi sağlayan çözümlerin bir kısmı aşağıdaki gibidir.

$$\left(\vec{\nabla} - \frac{ie^*}{\hbar c} \vec{A}(r) \right) \psi(r) = 0 \quad (\text{II.46})$$

Bu denklem iki reel çözüme sahiptir:

$$\vec{\nabla} a(r) = 0 \quad (\text{II.47a})$$

$$\left(\vec{\nabla} - \frac{e^*}{\hbar c} \vec{A} \right) = 0 \quad (\text{II.47b})$$

(II.47) denklemlerinden elde edilen ve sadece (II.46) denklemini sağlayan bu çözümlerin sabit bir a genliği içerdiği görülür. Bu durumda,

$$\vec{A} = \frac{\hbar c}{e} \vec{\nabla} \Phi \quad (\text{II.48})$$

denklemini ile ilgili olarak, serbest enerjiyi etkilemeyen vektör potansiyelini ve konuma bağlı fazı içeren bazı çözümler bulunabilir.

Denklem (II.48)'i sağlayan vektör potansiyeli, akım yoğunluğunun sıfır olmasına neden olur.

Yukarıdaki ele alınan örnek temel alınarak, süperiletkenlerde kırılan simetrisinin, ayar simetrisi ya da başka bir deyişle olarak faz simetrisi olduğu anlaşılmıştır. Farklı $\Phi(r)$, faz fonksiyonlarına, sahip olan süperiletkenler ise fiziksel olarak farklıdır [19].

II.3 BEAN KRİTİK DURUM VE LAWRENCE-DONIACH MODELLERİ

II.3.1. Bean Kritik Durum Modeli

Bean kritik durum modeli, süperiletkenlerde dinamik manyetizasyon eğrilerinde gözlemlenen histerezisi (manyetik alanın artış ve azalış yönlerinde farklı manyetik moment değerlerinin elde edilişi) açıklamaya çalışan bir modeldir. Bu modelde, alt kritik manyetik alan civarındaki kritik akım yoğunluğu tayin edilebilmektedir [21].

Kritik akım yoğunluğu, j_c genellikle hem $\vec{r}$ hem de $\vec{H}$ 'ya bağlıdır. Bu durum, kritik akım yoğunluğu analizini karmaşık hale getirmektedir. Bu gibi hallerde, basitleştirilmiş modellerden yararlanmak oldukça kullanışlıdır. Bean, belirli koşullar

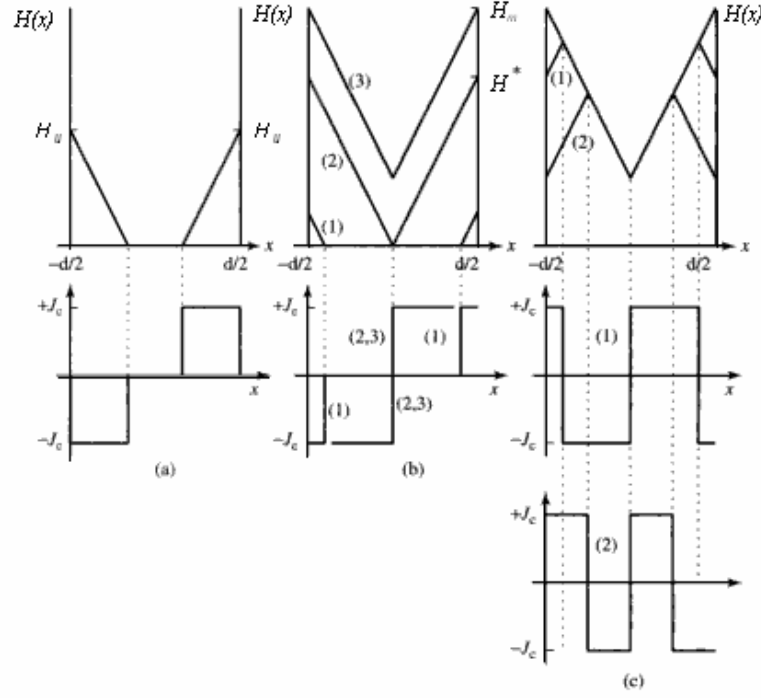
altında $\vec{j}_c = \mu_0^{-1} (d\vec{H}/dx)$ şeklinde bir sabit değer olarak $\vec{j}_c$ 'yi modellendirmeyi

başarmıştır [9,21-23]. Şekil II.8'de çeşitli durumlarda, $\vec{j}_c$ ve akı gradyenti $\partial\vec{H}/\partial x$ arasındaki benzerlikler gösterilmektedir. Şekil II.8'den ayrıca, merkeze nüfuz etmeye başlayan akıya ait olan H^* alanından daha büyük bir H_m maksimum değerine

ulaşıldıktan sonra, uygulanan H_u alanının azalmasıyla, akı gradyentinin tersinir bir şekilde değiştiği de görülmektedir. Tüm grafiklerde $|j_c|$, uzay ve zamanda bir sabit olarak alınmıştır. Bu durum, Bean modelinin en basit formunun özelliklerini yansıtmaktadır. Akı merkeze ulaştığında ise, akım yoğunluğu her yerde j_c 'ye eşit olur ve durum “Bean Kritik Durumu” olarak adlandırılır. Bu model, dışarıdan uygulanan alanın değişmesiyle süperiletken örnekteki değişimin neler olacağını analizlemek için kullanılan basit bir modeldir. Şekil II.8’de gösterildiği gibi Bean Modeli, ideal olarak j_c 'yi H 'den bağımsız alır. Bu, gerçekte doğru olmayan bir şarttır. Sabitleme kuvvetinin (pinning) H 'den bağımsız olduğu durumlarda; j_c , H^{-1} ile orantılı olacaktır. Ayrıca, daha yüksek sıcaklıklar j_c 'yi negatif yönde etkilemektedir ve madde sabitleme kuvvetine ginceye kadar mükemmel olarak homojen olmadıkça, j_c 'nin uzaysal bağımlılığı devam edecektir. Yapılan çalışmalar, Bean modelinin basit değişimlerle daha karmaşık durumları açıklayabileceğini göstermektedir. Kim-Anderson Modeli olarak adlandırılan bir değişim, H_{c1} 'in üzerindeki manyetik alanlarda j_c hesabı için kullanılmaktadır ve j_c aşağıdaki ifade ile tanımlanmaktadır.

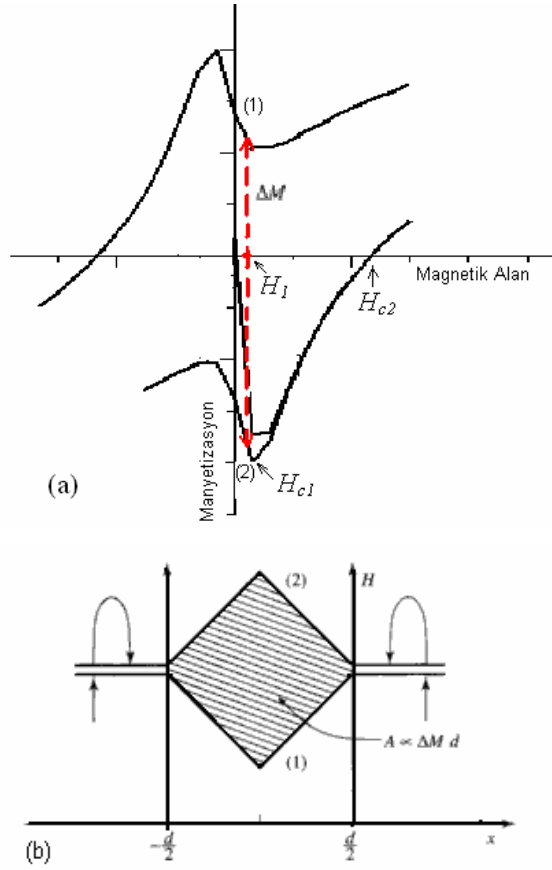
$$j_c(T, H) = \frac{j_o(T)}{1 + \frac{H}{H_o}} \quad (\text{II.49})$$

Bu ifadenin bazı durumlardaki deneysel sonuçlar ile oldukça tutarlı olduğu gösterilmiştir. Burada, $j_o(T)$, sıfır alandaki kritik akım yoğunluğu ve H , yerel akı yoğunluğudur. H_o , deneysel olarak bulunmuş model parametresidir.



Şekil II. 8. Bean Modeli **a)** Sabitliğini Koruyan Bir Dış Alan H_u 'nin Uygulanmasından Sonraki Akı Dağılımı (en üst kısım) ve İlgili Akım Dağılımı (alt kısım) **(b)** (a) Durumuna Benzer Bir Durum(1) Olarak Etiketlendirilmiştir. H_u, H^* 'a Ulaştıktan Sonra (akımın örneğin merkezine ulaştığı durum) ise (2) Olarak Etiketlendirilmiş, Durum Kritik Durum Olarak İfade Edilmiştir. H^* 'nın Üstünde H_u, H_m 'ye Yükseldikten Sonra (3) İle İşaretlendirilmiştir. **(c).** Uygulanan Alanın Azalmasının Etkisini Göstermektedir, Farklı Miktarlar İçin (1) ve (2) Durumları.

Şekil II.9'da olduğu gibi j_c ve manyetizasyon arasındaki bir bağıntı aşağıdaki gibi türetilir. Şekil II.9.a'da uygulanan manyetik alana karşı numunenin manyetizasyonunun değişimi verilmektedir Şekil II.9.b'de ise $A = \Delta M \cdot d$ ile verilen bir alanın Şekil II.9.a'da ki (1) ve (2) noktaları arasındaki ΔM manyetizasyon farkını tarif edişi gösterilmektedir. H_1 'deki manyetizasyon farkı, $\Delta M = M_{\uparrow} - M_{\downarrow} = \Delta M(H_1)$ 'dir, H_1 'e (1) ve (2) noktaları vasıtasıyla olan her iki yaklaşım, iki farklı manyetizasyonla $M_{\uparrow}$ ve $M_{\downarrow}$ ile $M_{\uparrow} - M_{\downarrow}$ farkının bulunmasını sağlar. Bu yorum ancak, Bean Modelindeki grafik gösterimiyle de yapılabilir. Böylece, $j_c = \frac{M(x)}{x}$ yazılarak Bean Modelindeki $M(x) = j_c \cdot x$ 'i elde edilir.



Şekil II. 9 a) II. Tip Bir Süperiletkendeki H Alanına Karşı Manyetizasyon Grafiği. Manyetizasyon Sıfırdan Başlamaktadır. (1) ve (2) Noktaları Farklı Manyetizasyonlu Aynı Manyetik Alanı Göstermektedir. b) Manyetizasyon Farkının, ΔM Nasıl Elde Edildiğini Göstermektedir.

Buradan,

$$M_{\downarrow} = -\frac{1}{d} \int_0^{d/2} j_c x dx = -\frac{1}{4} j_c d \quad (\text{II.50})$$

eşitliği hesaplanabilir. Benzer olarak, $M_{\uparrow} = \frac{1}{4} j_c d$ elde edilir. Manyetizasyon farkı, o

zaman $\Delta M = M_{\uparrow} - M_{\downarrow} = \frac{1}{2} j_c d$ ya da

$$j_c = 2 \frac{\Delta M}{d} \quad (\text{II.51})$$

şeklinde bulunabilir. Böylece, manyetizasyon ölçümleriyle, j_c tahmin edilebilir (manyetizasyon j_c). Diğer basit geometrilerde, Denklem (II.51)'un sağ tarafı değişecektir. Bean'in önerdiği kritik durum modeliyle kritik akım yoğunluğunun manyetizasyon yardımıyla tayini, transport (iletim) metodundan daha kolay olduğu için Bean modeli kritik akım yoğunluğunun tayininde sıkça kullanılmaktadır [9].

II.3.2. Josephson Olayı ve Lawrance- Doniach Modeli

Yüksek sıcaklık cuprate süperiletkenleri, yüksek anizotropik elektriksel özelliklere sahip iletkenler olarak bilinirler. Tüm yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde (YSS), anizotropi ve katmanlar arası kuplajın (çiftlenimin) geniş bir şekilde gözden geçirilmesi, Cooper ve Gray tarafından yapılmıştır [24].

Kleiner, Müller ve çalışma arkadaşları ilk defa bir yüksek sıcaklık süperiletkeni olan $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO-2212) kristallerinin neredeyse ideal, iç Josephson katmanlarının bir dizisi şeklinde göz önüne alınabileceğini gösterdiler. Süperiletken madde, her bir atomik katman boyunca d.c. ve a.c. Josephson etkileri göstermektedir [24, 25].

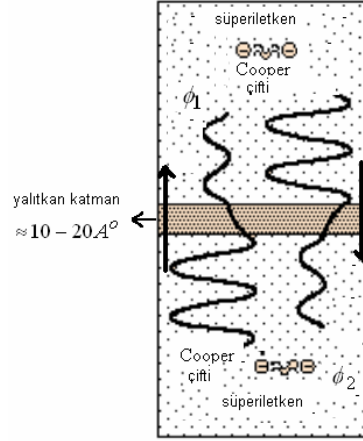
II.3.2.1 d.c. ve a.c. Josephson Olaylarının Kuantum Mekaniksel Yorumu

Süperiletkenliğin kuantum doğasının başka bir belirtisi de Josephson Olayıdır. Josephson Olayı, 1962 yılında Brian Josephson tarafından öngörülmüş ve kısa bir süre sonra da deneysel olarak doğrulanmıştır. Josephson Olayında, ince yalıtkan bir katmanla ayrılmış iki süperiletken katmandan oluşan sistemde, elektron çiftlerinin yalıtkan katmanı kuantum mekaniksel olarak tünellemesi söz konusudur. Böyle bir yapı, Josephson kavşağı olarak bilinmektedir (Şekil II.10) [26].

İki farklı Josephson Olayı vardır: d.c. Josephson Olayı ve a.c. Josephson Olayı.

II.3.2.1.1. d.c. Josephson Olayı

d.c. Josephson Olayında, kavşağa dışarıdan herhangi bir voltaj uygulamadan elektron çiftleri, kavşağı tünelleme yoluyla geçerler ve kavşak içinden doğru akım akar.



Şekil II.10 Josephson Kavşağı ve d.c. Josephson Olayının Şematik Gösterimi [27].

Kavşağın her iki tarafındaki elektron çiftlerinin olasılık genlikleri, sırasıyla ψ_1 ve ψ_2 ile betimlenmektedir. Eğer süperiletkenler özdeş ve sıfır potansiyelde iseler, süperiletken çift arasındaki kavşaktan geçen j akımı, δ faz farkına,

$$j = j_c \sin(\delta) = j_c \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (\text{II.52})$$

şeklinde bağlıdır.

Burada, j_c kavşaktan geçebilecek maksimum kritik akım, φ_1 ve φ_2 ise sırasıyla kavşağın her iki tarafındaki elektron çiftlerine ait dalga fonksiyonlarının fazlarıdır. Bir voltaj uygulamadan kavşaktan geçen d.c. akımı, $\varphi_2 - \varphi_1$ faz farkına bağlı olarak $-j_c$ ile j_c arasında bir değerde olacaktır. Buna, d.c. Josephson Olayı denir [28]. j_c 'nin değeri, süperiletkenlerin temas yüzeylerinin alanına bağlıdır ve oksit tabakasının kalınlığı ile azalır [29].

II.3.2.1.2. a.c. Josephson Olayı

a.c. Josephson Olayında kavşağa bir d.c. potansiyel farkı, V uygulanır. Uygulanan bu d.c. voltajı numunede,

$$j = j_c \sin(\delta - 2\pi ft) \quad (\text{II.53})$$

ile tanımlı bir a.c. akım oluşturur. Burada, δ , $t=0$ anındaki faz farkı olup, sabittir. Denklem (II.53)'deki f , frekansı ise,

$$f = \frac{2eV}{h} \quad (\text{II.54})$$

bağıntısı ile verilir ve Josephson akımının frekansını tarif eder. Süperiletken kavşağa $1 \mu\text{V}$ 'luk bir d.c. potansiyel farkı uygulandığında, 483,6 MHz'lik a.c. bir akım oluşur. Denklem (II.54)'e göre bir elektron çifti Josephson kavşağındaki yalıtkan katmanı tünellediğinde, enerjisi $\hbar\omega = 2eV$ olan bir foton salınır. Uygulanan gerilim farkı ve akımın frekansı hassas bir şekilde ölçülürse $e/\hbar$ ($\hbar = h/2\pi = 1,054.10^{-34} \text{Joule.sn}$) değeri iyi bir yaklaşıklıkla tayin edilebilir [26,28,29].

II.3.2.3. Mikroskopik Modeller ve c -ekseni özellikleri

Cıva bazlı bakır oksit katmanlı yüksek sıcaklık süperiletkenleri, bakır oksit düzlemleri yani ab düzlemlerinde bulunan süperiletken katmanlar ile bu katmanlar arasındaki yalıtkan katmanların bir araya gelmesiyle oluşmuş sistemlerdir ve böyle yapılar, kristal yapıları ile birlikte neredeyse mükemmel Josephson kavşakları sağlamaktadırlar. Süperiletken CuO_2 katmanlarının her bir çifti arasındaki Josephson tünelleme karakteristiklerini belirlemek mümkündür [24].

Yüksek anizotropiye sahip süperiletkenlerin anizotropi faktörü ve ilgili elektrodinamik nicelikleri hakkında bilgi sahibi olmak için, oksit süperiletkenlerin sanki-iki boyutlu (quasi two dimensional), katmanlı yapılarının Lawrance-Doniach Modeli ile incelenmesi gerekmektedir. Bu model ile, Josephson kuplaj enerjisi, kavşakların özellikleri, d.c. ve a.c. Josephson etkileri ve Josephson kavşaklarının $V-I$ (voltaj-akım) karakteristiklerini tanımlamak mümkündür. Belirtilen tüm özellikler ve sistemin katmanlı yapısı nedeniyle, sistemin kendiliğinden içerdiği Josephson kavşakları dizisine sahip yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin elektrodinamik modeli bu bölümde anlatılmaktadır. Lawrance-Doniach Modeli kullanılarak, Josephson nüfuz derinliği, plazma frekansı ve bu özelliklerle ilgili olarak Josephson kuplaj enerjisi gibi çeşitli nicelikler bu tez çalışmasında tanıtılmaktadır. İki bakır-oksit katmanı arasındaki kuplaj çok zayıf olduğundan, normal durum ve süperiletkenlik özellikleri,

ideal-iki boyutlu iletken duruma ulaşır. Düzlemler arası kuplajın zayıf olmasına rağmen, söz konusu süperiletkenler 3-boyutlu süperiletkenlerdir; ancak oldukça anizotropik, karakteristik süperiletken uzunluklara sahiptirler. Anizotropik II.tip süperiletkenleri tanımlamak için anizotropik G.L. Modeli, anizotropi faktörü, γ ile kullanılır. Anizotropi faktörü,

$$\gamma = \frac{\lambda_{\underline{c}}}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_{\underline{c}}} = \frac{H_{c2,ab}}{H_{c2,c}} = \frac{H_{c1,\underline{c}}}{H_{c1,ab}} = \left(\frac{m_{\underline{c}}^*}{m_{ab}^*} \right)^{1/2} \quad (\text{II.55})$$

ifadesi ile betimlenmektedir. Burada, m_{ab}^* ve $m_{\underline{c}}^*$ sırasıyla ab düzlemindeki ve $\underline{c}$ -yönündeki etkin kütleleridir. İlgili nüfuz derinlikleri, λ_{ab} ve $\lambda_{\underline{c}}$, sırasıyla düzlemdeki ve $\underline{c}$ -ekseni yönündeki nüfuz derinlikleridir. Benzer olarak kritik alanlar ve eşuyum uzunlukları da ilgili yönlerdeki niceliklerdir [24].

Sanki iki boyutlu, yüksek anizotropili süperiletkenler için $\underline{c}$ -ekseni boyunca serbest elektron durumları içeren tam dolu üç boyutlu bant modeli, elektronlar CuO_2 katmanlarında lokalize olduğundan dolayı uygun değildir [24]. Bu nedenle süperiletkenlerde, Lawrance–Doniach modelini kullanmak daha uygundur. Bu modelde, aralarında zayıf bir Josephson kuplajı olan süperiletken bakır oksit katmanlarında süperiletkenliği tanımlamak için, G.L. denklemlerinin iki boyutlu bir formu kullanılmaktadır. Bu modelde kritik akım yoğunluğu, $j_c = \varepsilon_j \frac{2\pi}{\Phi_o}$ denklemi ile ifade edilmektedir. Burada, ε_j katmanlar arası Josephson parametresi veya Josephson kuplaj enerjisi ve $\Phi_o (= \frac{h}{2e} = 2,067 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2)$ ise manyetik akı kuantumudur. Josephson nüfuz derinliği, λ_j ise $\lambda_j = \sqrt{\frac{\Phi_o}{2\pi j_c \mu_o d}}$ ile verilmektedir. Burada d , iki CuO_2 (bakır oksit) katmanı arasındaki ortalama mesafedir. λ_j parametresi, anizotropik kritik alanları ve süperiletkenlik parametreleri tanımlayan Denklem (II.55)'deki $\lambda_{\underline{c}}$ ile yer değiştirebilir. Josephson nüfuz derinliği, λ_j , oksijenle az katkılandırılmış BSCCO tek kristallerinde göreceli olarak uzun ($>100 \mu\text{m}$) olabilmektedir. Sıcaklık T_c 'ye yaklaştığında, kritik akım yoğunluğu sıfıra yaklaşır ve Josephson perdeleme uzunluğu (derinliği) sonsuz olur. Bundan dolayı, çok zayıf kuplajlı olsa bile, iki boyutlu süperiletkenler T_c 'de üç boyutlu hacim (bulk)

süperiletkeni olurlar (Bilimsel literatürde, Josephson uzunluğu için $\lambda_j = \gamma d$ şeklinde bir tanımda bulunmaktadır) [24].

Cuprate YSS'lerin keşfinden hemen sonra Anderson, süperiletkenlerin normal ve süperiletken haldeki anormal (beklenmedik) özelliklerinin, bakır oksit katmanları arasındaki tünellemeye bağlı olduğunu ve kritik sıcaklığın Josephson kuplaj enerjisi ile orantılı olduğunu önermiştir, $T_c \approx \varepsilon_j$.

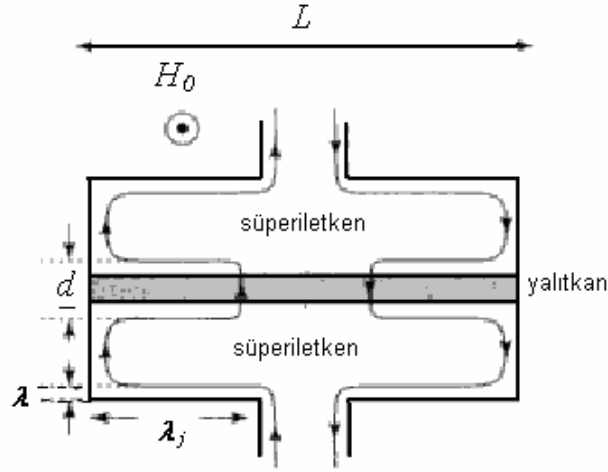
YBCO–123 ve BSCCO–2212 gibi iki katmanlı bakır oksit YSS'leri için uygun kuplaj, iki katman arasında oluşmaktadır. Anderson'ın önerdiği mekanizmanın Bi- ve Tl–2201 gibi tek bakır oksit katmanlı cuprate süperiletkenlerindeki teorik testi başarılı olmuştur. Anderson modelinde, elektron çiftlerinin aynı fazlı olmayan katmanlar arası tünellemesi, katmanlardaki uyarılmalı etkileşimleri içermektedir. c -eksen iletkenliği, spinon¹-boşluk kombinasyonun tekrarlanması ve elektron çiftlerinin katmanları kuantum mekaniksel olarak tünellemesi ile tanımlanmaktadır. Ayrıca, süperiletkenliğin oluşmasını sağlayan elektron çiftlenimi, c -eksenindeki elektron çiftlerinin tekrar yerleşimiyle kazanılan yoğunlaşma enerjisi sayesinde koherent (aynı fazlı) tünelleme olasılığının artmasına neden olur. Josephson plazma frekansı ise ışık hızı ve Josephson nüfuz derinliğine bağlı olarak $\omega_p = c/\lambda_j$ ile verilmektedir [24].

II.4. BİR DIŞ MANYETİK ALANA JOSEPHSON KAVŞAĞININ YANITI

Şekil II.11'deki gibi ince bir yalıtkan katmanla ayrılmış iki hacim süperiletken katmandan oluşan Josephson kavşağı, kavşağın düzlemine paralel bir dış manyetik alan içine yerleştirildiğinde, perdeleme süper akımı süperiletken levhaların daha dış yüzeylerinde oluşmaktadır. Bu akım, λ kalınlıklı bir yüzey katmanından akmaktadır ve böylece kritik akım yoğunluğunun çok küçük olduğu zayıf bağlantı bölgesini geçmek durumunda olur. Böylece, ilgili akım, kavşağa doğru uzanan daha geniş bir

¹ Yoğun madde fizikinde spin-yük ayrımı, bazı maddelerdeki elektronların bazı özel durumlara gösterdiği beklenmedik bir davranışı olarak açıklanabilir. Bu durum, elektronların, iki bağımsız parçacığın bağlı bir durumu gibi davranmalarına neden olur: spinon ve chargon (holon). Spinon sadece elektronların spinini taşır, yükünü taşımaz. Spin-yük ayrımı, sanki parçacıklar kavramının en sıra dışı belirtilerinden biridir [30].

alan üzerine yayılır. Bu durum, Şekil II.11’de gösterilmektedir. Bu fiziksel durum matematiksel denklemlerle Ferrel-Prange tarafından açıklanmıştır [9,26,31,32].



Şekil II.11. Bir H_0 Manyetik Alanındaki Temel Josephson Kavşağı. Perdelenen (Meissner) Süper Akım Dağılımı Oklu Çizgilerle Gösterilmiştir.

II.4.1 Ferrel-Prange Denklemi

Bu denklem ilk defa 1963 yılında, Ferrel Prange tarafından ifade edilmiştir [32]. Bu bölümde, x eksen yönünde düzlemi olan bir Josephson kavşağına z yönünde bir manyetik alan uygulandığında, akım ve manyetik alanın y eksen boyunca nüfuz etme derinliği incelenmektedir [9,26,31,32]. Böyle bir durumda y eksen boyunca nüfuz etme derinliği, d (yaklaşık olarak yalıtkan katmanın kalınlığına eşittir) ile verilmektedir (Şekil II.11). Şekil II.12’deki gibi kavşak yakınlarındaki noktaların birbirine yakın iki çifti ele alınsın. 1, 2 ve 3, 4 noktalarından oluşan ilgili noktaların tümü manyetik alanın nüfuz ettiği alan dışında seçilmiş ve aralarındaki mesafe dx olarak alınmıştır.

Bir Cooper çifti için genelleştirilmiş momentum,

$$\hbar \vec{\nabla} \theta = 2m \vec{v}_s + \frac{2e}{c} \vec{A} \quad (\text{II.56})$$

formuna sahiptir. Burada θ , dalga fonksiyonunun fazı; v_s , çift hızı; m , elektronun kütlesi; e , elektronun yükü ve $\vec{A}$, vektör potansiyeldir. Şekil II.12’de gösterilen noktalı eğriler üzerinden bu denklem integre edilebilir. Çünkü, her iki eğri de süper

akımın nüfuz ettiği alanının dışında kalmaktadır. Böylece $v_s = 0$ alınabilir. Bu durumda,

$$\hbar \left[\int_1^3 \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} + \int_4^2 \vec{\nabla} \theta \cdot d\vec{l} \right] = \frac{2e}{c} \left[\int_1^3 \vec{A} \cdot d\vec{l} + \int_4^2 \vec{A} \cdot d\vec{l} \right] \quad (\text{II.57})$$

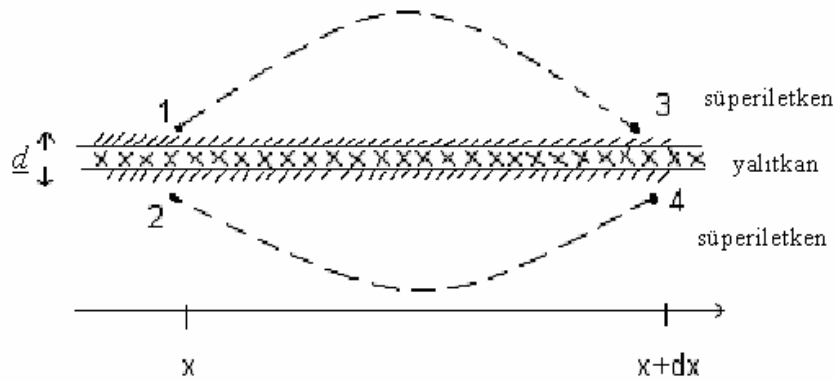
denklemini elde edilir. d mesafesinin bulk (hacim) numunenin fiziksel boyutuna göre ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu farz edilerek (II.57) denkleminin sağ tarafı için,

$$\frac{2e}{c} \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \frac{2e}{c} d\Phi \quad (\text{II.58})$$

ifadesi yazılabilir. Burada $d\Phi$, Şekil II.12'ye göre kayıp kısımlar olan 3 ile 4 ve 2 ile 1'inde katıldığı noktalı eğriler ile 1'den 3'e ve 4'den 2'ye olan kontörün kuşattığı manyetik akıdır. Sol tarafın integrali ise,

$$\hbar(\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4) = \frac{2e}{c} d\Phi \quad (\text{II.59})$$

şeklindedir.



Şekil II.12. Josephson Kavşağı Kenarı Civarındaki Kesit. Taranmış Alan, Manyetik Alanın Nüfuz Ettiği Bölgeyi Temsil Etmektedir.

$\theta_3 - \theta_4 = \varphi(x + dx)$ ve $\theta_1 - \theta_2 = \varphi(x)$ eşitlikleri yerine konularak,

$$\varphi(x+dx) - \varphi(x) = \frac{2e}{\hbar c} d\Phi \quad (\text{II.60})$$

ifadesi yazılabilir ya da $\Phi_0 = \pi \frac{\hbar c}{e}$ olduğu hatırlatılarak;

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot \frac{d\Phi}{dx} \quad (\text{II.61})$$

denklemini elde edilir. Manyetik alanın tanımı, manyetik akının ilgili yüzeyin alanına oranı şeklinde olduğundan, $(\frac{1}{d}) \cdot \frac{d\Phi}{dx}$, in kavşağın x noktasındaki manyetik alan, H 'yi ifade ettiği düşünülecek olursa, mevcut H alanı için,

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \quad (\text{II.62})$$

eşitliği elde edilir. Manyetik alan, z eksen boyuncadır. Maxwell denklemleriyle y -ekseni yönündeki kavşağın içindeki süper akım,

$$j_s = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{dH}{dx} \quad (\text{II.63})$$

ile tanımlanabilir. Elde edilen bu denkleme, (II.62) denklemini yerleştirilir ve akım ile faz farkı arasındaki $j_s = j_c \sin\varphi$ temel Josephson bağıntısı kullanılarak ve aşağıdaki adımlar izlenerek, Ferrel-Prange eşitliğine ulaşılır:

$$j_c \cdot \sin\varphi = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{\Phi_0}{2\pi d} \cdot \frac{d^2\varphi}{dx^2} \quad (\text{II.64a})$$

Burada $\frac{c}{4\pi} \cdot \frac{\Phi_0}{2\pi d} \cdot \frac{1}{j_c}$ katsayısı,

$$\lambda_j = \left(\frac{c \cdot \Phi_0}{8\pi^2 \cdot j_c d} \right)^{1/2} \quad (\text{II.64b})$$

denklemleri ile verilmektedir ve süper-akımın oluşturduğu manyetik alanın kavşağa nüfuz etme derinliği olan Josephson nüfuz derinliğini ifade etmektedir. Bu durumda (II.64a) denklemi,

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_j^2} \cdot \sin \varphi \quad (\text{II.64c})$$

halini almaktadır. (II.64c) denkleminin çözümü, kavşak üzerindeki $\varphi(x)$, faz farkı dağılımını vermektedir. Ayrıca, çok zayıf bir dış alan için, $H_o \ll \Phi_o / (2\pi \lambda_j d)$ olur. Bu durumda kavşaktaki akımlar ve faz farkı, φ küçük olacaktır. O halde (II.64) denklemi,

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_j^2} \cdot \varphi$$

gibi yazılır. Bu denklemin çözümü ise,

$$\varphi(x) = \varphi(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_j}\right) \quad (\text{II.65})$$

bağıntısı ile verilir. Bu denklem, (II.62) denkleminde yerine konulursa kavşaktaki manyetik alan için,

$$H(x) = H_o \cdot \exp(-x / \lambda_j)$$

ifadesi elde edilir [9,26,31,32].

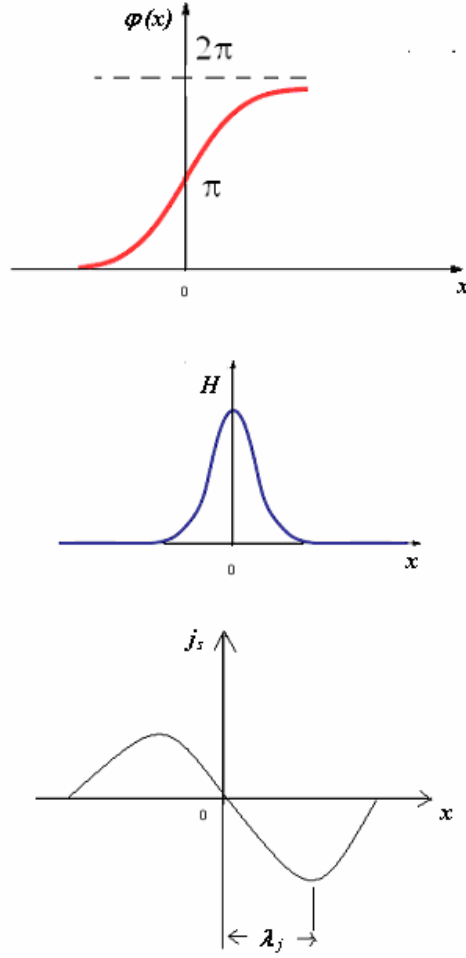
II.4.2 Josephson Kavşağına Manyetik Alanın Nüfuzu, ve Josephson Girdapları (Vorteksleri)

Bir önceki bölümde, zayıf bir manyetik alanda λ_j (Josephson nüfuz derinliği) derinliğine nüfuz eden akımın yarattığı manyetik alan çerçevesinde Josephson kavşağının davranışı incelenmişti [9,26,31,32]. Bu bölümde ise, yüksek manyetik alandaki durum incelenmektedir. Dış manyetik alanda Josephson kavşağının davranışı, II.tip bir süperiletkenin davranışına benzemektedir. II.tip süperiletkenlerdeki gibi dış alan belli bir kritik değer, örneğin H_{c1} 'i (kavşağın bir karakteristiğidir) aştığında, alan her bir manyetik akı kuantumu taşıyan süperiletken girdaplar (vorteks) şeklinde kavşağa doğru nüfuz etmeye başlar. Josephson kavşağı durumunda bunlar Josephson girdapları olarak adlandırılır.

Yüksek manyetik alan durumunda, $\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_j^2} \cdot \varphi$ ifadesiyle verilen Ferrel-Prange denklemi,

$$\varphi(x) = 4 \arctan \left[\exp\left(\frac{x}{\lambda_j}\right) \right] \quad (\text{II.66})$$

formuna sahiptir [9,26,31,32]. $\varphi(x)$, $\frac{d\varphi}{dx} \approx H$, $\frac{d^2\varphi}{dx^2} \approx j_s$ fonksiyonlarına ait grafikler sırasıyla Şekil II.13'de gösterilmektedir. Bir Josephson girdabı, soliton yada genişletilmiş bir Josephson kavşağında lokalize edilmiş tek bir uyarılma olarak tasvir edilir (Soliton hakkında genel bir bilgi bir sonraki bölümde verilecektir). Girdabın büyüklüğü, kavşağın x -ekseni boyunca, $\sim 2\lambda_j$ ve y -ekseni boyunca $\sim d \ll 2\lambda_j$ koşullarını sağlamaktadır. Böylece, H_{c1} alanının başlangıcında, Josephson girdaplarının kavşağa nüfuzu enerjitik olarak uygun hale gelir. Girdaplar lineer bir şekilde dizilmişlerdir ve kavşak karma durumdadır.



Şekil II.13. Bir Josepson Girdabı İçin Faz Farkı, $\varphi(x)$, Manyetik Alan, $H(x)$ ve Süper Akım, j_s

Abrikosov girdaplarından farklı olarak bir Josephson girdabı normal bir bölge (core) içermez. İkinci tip süperiletkenlerde, normal bölge varlığı ikincil kritik alan, H_{c2} ile bağlantılıdır. Süperiletkenlik, dış manyetik alan, normal bölgeler birbirlerine temas edecek kadar yakınken girdaplara etki yaptığında, ortadan yok olur. Josephson girdaplarında normal bölgelerin yokluğu bir Josephson kavşağı için H_{c1} dışında başka bir üst kritik alanın olmadığını işaret etmektedir.

Kavşağın kritik alanı olan H_{c1} ise, kavşağın serbest enerjisi analiz edilerek tayin edilebilir.

Kavşak içindeki akım, sıfırdan bir t zamanına kadar belli bir j_s değerine kadar artarken, bir miktar enerjinin belli bir değeri kavşakta depolanır. Kavşağın birim alanı başına depolanan bu enerji,

$$W_j = \int_0^t j_s \cdot V \cdot dt \quad (\text{II.67})$$

şeklinde yazılabilir. Burada V , t süresinde artan akım nedeniyle kavşakta oluşan potansiyel farkıdır ve $2eV = \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ genel bağıntısına uyar. Denklem (II.67)'de

$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ ifadesi ve $j_s = j_c \sin \varphi$ denklemi kullanılır ve integrali alınır,

$$W_j = \frac{\hbar}{2e} j_c (1 - \cos \varphi) \quad (\text{II.68})$$

denklemi elde edilir. Bu enerjiye ek olarak, kavşağın birim alanı başına,

$$W_H = \frac{H^2}{8\pi} d \quad (\text{II.69})$$

ile verilen bir manyetik enerjisi de vardır. (II.68) ve (II.69) denklemlerinde belirtilen birim alan başına olan enerjiler toplanıp, kavşağın L uzunluğu üzerinden (Şekil II.11) eğrisel integrali alındığında, manyetik alanın yönü (örneğin, z yönü) boyunca, birim uzunluk başına kavşağın toplam serbest enerjisi elde edilir.

$$W = \int_0^L dx \left[\frac{H^2}{8\pi} d + \frac{\hbar}{2e} j_c (1 - \cos \varphi) \right]$$

Yukarıdaki denklemde, $H = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \frac{d\varphi}{dx}$ ifadesi kullanılırsa, W için ,

$$W = \int_0^L dx \left[\frac{\Phi_0^2}{32\pi^3 d} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 + \frac{\hbar}{2e} j_c (1 - \cos \varphi) \right] \quad (\text{II.70})$$

denklemi bulunur. Ayrıca, W enerjisi minimize edilirse, Ferrel-Prange denklemi bir kez daha elde edilir.

Denklem (II.70)'den, sonsuz bir kavşaktaki her bir Josephson girdabının serbest enerjisi, W_0 kolayca türetebilir. Bunun için, denklem (II.66), denklem (II.70)'de yerine konulmalı ve integrali alınmalıdır. Sonuç olarak, tek bir Josephson girdabı için,

$$W_0 = \frac{4\Phi_0 j_c}{\pi c} \lambda_j \quad (\text{II.71})$$

ile verilen serbest enerji ifadesi bulunur.

Kavşak bir H_0 , dış manyetik alanına yerleştirilirse, Josephson girdabının Gibbs serbest enerjisi, $G = F - B \frac{H_0}{4\pi}$ formülü uyarınca,

$$G = W_0 - \Phi_0 \frac{H_0}{4\pi} \quad (\text{II.72})$$

denklemini ile ifade edilebilir. Böylece, dış alan çok zayıf olduğunda, enerji $G > 0$ olur ve kavşağın içindeki girdabın varlığı enerjilik olarak izinli (olası) değildir. Kavşağın içine doğru girdabın nüfuzu, $G=0$ 'a tekabül eden bir dış alan, H_0 'ın, belli bir değerinin başlangıcında uygun olur. Bu alan, kritik alan, $\underline{H_{cl}}$ olarak adlandırılır ve

$$\underline{H_{cl}} = \frac{2\Phi_0}{\pi^2 \lambda_j d} \quad (\text{II.73})$$

ifadesi ile verilmektedir. $\underline{H_{cl}}$ alanı açıkça girdabın merkezindeki alan olan $H(0)$ 'dan daha düşük bir değere sahiptir. (II.66) ve (II.62) denklemlerinden,

$$H(0) = \frac{\Phi_0}{\pi \lambda_j d} \quad (\text{II.74})$$

bulunur. $H(0)$ alanı ise kavşağın Meissner durumu için süper-ısıtma alanı olarak tarif edilmektedir [9,26,31,32].

II.4.3 Süperiletkenlerde Soliton Dalgası

Solitonlar; biyoloji, meteoroloji, katıhal fiziği, temel parçacıklar fiziği, kozmoloji gibi bir çok bilim dalında araştırılmaktadır. Solitonlar, kesin bir şekilde kristallerde, manyetik materyallerde (domain duvarları), süperiletkenlerde ve süper akışkanlarda (girdaplar), dünya ve diğer gezegenlerin atmosferlerinde, okyanuslarda (tsunami), galaksilerde (girdaplar) ve yaşayan organizmalarda (sinir pulsları) mevcuttur. Solitonların büyük olasılıkla evrenin ilk dönemlerinde önemli bir role sahip olduğu düşünülmektedir. Maddenin en küçük yapı taşlarıyla ilgili modern teoriler (süper stringler ya da daha karmaşık yapılar), solitonların yeni tiplerini tahmin etmektedirler, fakat bunlar henüz deneysel olarak saptanamamışlardır. Diğer taraftan bazı solitonlar, bilgi depolamada ve iletmede (fiber-optikler) hali hazırda kullanılmaktadır [33].

Solitary (tek, yalnız) dalgasının ilk bilimsel gözlemi 1834 yılında Russel tarafından su yüzeyinde yapılmıştır. Solitary dalgasını tanımlayan ilk matematiksel denklemler ise 1895 yılında formüle edilmiştir. Daha sonraları ise, solitary dalgalarının parçacık benzeri davranışlar sergiledikleri bulunmuş; elektron, proton ve diğer temel parçacıklar ile analogi kurularak soliton olarak adlandırılmaya başlanmıştır. Solitonların başlıca karakteristik özellikleri sırasıyla aşağıda verilmektedir.

- ✓ Uzayda lokalize olmuş (yerelleşmiş), lineer olmayan bir uyarımadır
- ✓ Solitonlar, birbirleriyle çarpıştıktan sonra deforme olmazlar. Hızlarını ve şekillerini korurlar.
- ✓ İzole edilmiş solitary dalgası, sabit bir hıza sahiptir ve şeklini değiştirmez.
- ✓ Lokalize edilmiş bir enerji paketidir.
- ✓ Solitonun enerjisi, merkezinden uzakta eksponansiyel olarak azalır.
- ✓ Hızlı bir şekilde enerji iletimi yapabilmektedirler.
- ✓ Parçacık benzeri özelliklere sahiptirler.
- ✓ Yeteri derecede yüksek genliğe sahip bir solitary dalgası, iki veya daha fazla, daha küçük solitary dalgasına bozunabilir. Bu yeni solitonlar, farklı genliklere ve sonuç olarak farklı hızlara sahiptirler.
- ✓ Solitary yükseltileri (elevations, humps) vardır, çukurları (kaviteleri) yoktur [34,35].

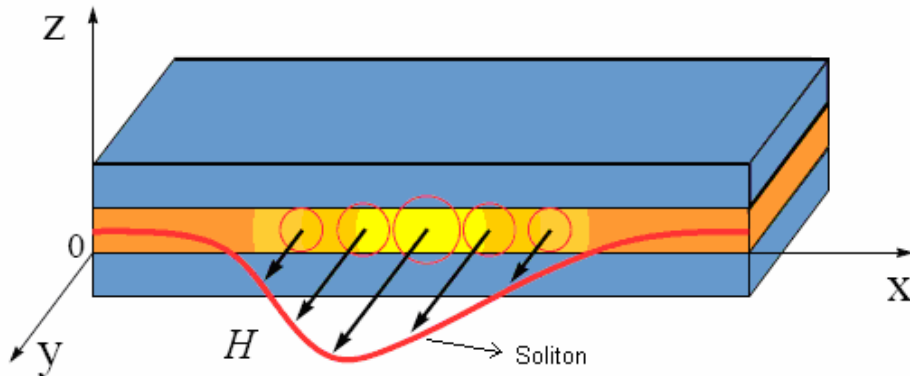
- ✓ Solitary dalgaları ya da solitonlar, lineer denklemler kullanılarak ifade edilemezler.
- ✓ Solitonlar, Korteweg-de Vries (KdV) denklemleri ile tanımlanırlar. Matematikçiler için solitonların tarihi, KdV denklemi ile başlamıştır.

Solitonlar aşağıdaki gibi üç kategoriye ayrılabilir;

- a) Russel solitonları,
- b) Frenkel-Kontoravo solitonları (topolojik solitonlar),
- c) Grup solitonları.

Frenkel ve Kontorova, teorik olarak 1939 yılında topolojik solitonları tahmin etmişlerdir. Topolojik solitonlar, sabit bir şekle sahip olup, hızları şekillerine bağlı değildir ve rölativistik parçacıklar gibi davranırlar. Topolojik solitonlar, hareketleri sonunda başlangıç durumundan daha farklı bir duruma geçerler. Girdaplar ve fluksonlar, topolojik solitondurlar. [34,35].

Solitonlar süperiletken materyallerde de bulunabilirler. Süperiletkenliğin soliton modeli ilk kez L.S. Brizhik ve A.S. Davydaev tarafından 1984 yılında düşünülmüştür. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerde (II.tip süperiletkenler); eğer uygulanan manyetik alan, alt kritik manyetik alan olan H_{c1} 'den büyükse, manyetik alan düzenli bir örgü oluşturacak şekilde girdaplar halinde süperiletkene nüfuz etmeye başlar (Şekil II.14). İlgili süperiletkenlerde karışık fazda (Shubkinov fazı) görülen hareket halindeki bu girdaplar, solitondurlar. Topolojik solitonlar, uzun Josephson kavşaklarında ($L \gg \lambda_j$) mevcuttur ve Josephson solitonları olarak adlandırılırlar.



Şekil II.14. Uzun Bir Josephson Kavşağındaki Solitonun Şematik Gösterimi

Solitonun varlığı mikrodalga emisyonu ile kolayca tespit edilebilir. Solitary dalgası, Josephson girdaplarındaki gibi normal bölgenin olmaması nedeniyle

minimum kayıptan dolayı, ışık hızına yakın bir hızda kavşak boyunca hareket eder. Solitonlar, uygulanan akım ya da voltaj kaynağıyla kavşağa sürülebilirler [9,28,34-37].

Diğer solitonlar, topolojik olmayan solitonlardır. Topolojik olmayan solitonların doğası, dalganın hareketi sonunda başlangıç durumuna geri dönmesi ile kolayca anlaşılmaktadır. Topolojik solitonlarda ise hareket sonundaki durum, sistemin ilk başlangıç durumundan farklıdır [35].

Soliton etkileşimlerini incelemek için optik uzaysal (spatial) solitonlar iyi bir örnektir. Optik solitonlar, numune içerisinde kendiliğinden tutulan optik ışık hüzmeleridir ve kırınım (saçılmaya) uğramaksızın hareket ederler. Bu durum, ortam sadece kendiliğinden odaklanma gibi bir cevaba sahip olduğunda mümkündür ve ortam ile elektromanyetik dalga arasındaki kuvvetli bir etkileşim sonucu ortaya çıkar. Lineer olmayan ortamlarda ışığın mevcudiyeti, ortamın kırılma indisi, absorbsiyon gibi özelliklerini değiştirmektedir. İki veya daha fazla solitondan oluşmuş durumda ise sistem kompozit (vektör) solitonlar olarak adlandırılmaktadır. Bu durumda iki soliton arası bağlı bir durum, soliton çiftini oluşturmaktadır. Solitonların bulk (hacim) ortamında stabil olduğuda bilinmektedir [38].

II.4.4. Etkin Kütle ve İlgili Parametreler

G.L. teorisine göre sanki-parçacık terimi, birbirleriyle etkileşen Fermi parçacıkları sistemi olarak tarif edilebilir. Başka bir deyişle, sanki-parçacık, kendisini çevreleyen parçacıklar bulutuyla etkileşen tek bir parçacık gibi göz önüne alınabilir. Sugano ve arkadaşlarına göre, G.L. parametresi olan etkin kütle, katmanlı süperiletkenler için anizotropik etkin kütle modeli kullanılarak hesaplanabilir [39].

Etkin kütle ve simetri kırılmaları arasında önemli bir bağıntı olduğu bilinmektedir [40]. Süperiletken durumda dört çeşit etkin kütle olduğu düşünülmektedir:

1. ab -düzlemdaki etkin kütle, m_{ab}^*
2. Düzlem dışındaki (c -yönündeki) etkin kütle, m_c^*
3. Etkin polaron kütlesi, m_{pol}^*
4. Sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^*

Süperiletkenliğin meydana geldiği bakır oksit katmanları arasındaki kuplaj zayıf olduğunda, $m_c^* \gg m_{ab}^*$ durumu gerçekleşmektedir. Bunun nedeni ise, katmanlı bir yapıya sahip olan yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, elektron çiftlerinin bakır-oksit düzlemlerinde teşekkül etmesi ve oluşan elektron çiftlerinin düşük anizotropiden dolayı, ab düzleminde kolaylıkla hareket etmeleridir. Buna rağmen, elektron çiftleri bakır oksit katmanları arasında yer alan yalıtkan katmanlarda yani c -ekseni boyunca daha zor hareket etmektedirler. Başka bir deyişle, c -ekseni boyunca mevcut olan anizotropi, düzlemdeki anizotropiye oranla oldukça fazladır ve bu da, elektron çiftlerinin iletim özelliklerini etkilemektedir. Bu nedenle, anizotropinin ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu süperiletken düzlemlerde elektron çiftleri kolaylıkla hareket ettiğinden, düzlemdeki etkin kütleler birbirine eşit olarak alınabilmektedir. Fakat, c -yönündeki etkin kütle sıcaklığa bağlı olup, değeri düzlemdeki etkin kütleye nazaran fazladır. Yukarıda yorumlanan ifadenin matematiksel olarak gösterimi ise,

$$\left(\frac{1}{\tilde{m}}\right) = \begin{pmatrix} \frac{1}{m_{ab}^*} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{m_{ab}^*} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{m_c^*} \end{pmatrix}$$

şeklindedir. Burada, $\left(\frac{1}{\tilde{m}}\right)$ ters etkin kütle tensörüdür [41].

Etkin polaron kütlesinin, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin temel durum doğasının anlaşılmasında önemli bir kilometre taşı olduğu bilinmektedir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin mikroskobik mekanizmasında örgünün rolü son yıllarda geniş olarak araştırılmış ve polaron (elektron-fonon etkileşimi) formasyonu için deneysel kanıtlar elde edilmiştir. Buna rağmen, polaronların yüksek kritik sıcaklıkları nasıl sağladığına ilişkin genel bir sonuca henüz tam anlamıyla ulaşılamamıştır. [42].

ab -düzlemleri arasında elektromanyetik kuplaj olduğundan, sistemde tek bir durumla (state) betimlenebilecek üç boyutlu Bose-Einstein yoğunlaşması¹ meydana gelmektedir. Bu nedenden dolayı, tek bir etkin kütle değeri ile rölativistik sistemi

¹ Parçacıkların aynı kuantum durumuna yoğunlaşmaları olgusuna, Bose-Einstein yoğunlaşması denir.

betimlemek için kritik akım yoğunluklarından, sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* niceliği türetilir [43-45].

Hesaplanan plazma frekansları [46-48] kullanılıp ve m yerine m^* değeri konularak, Hg-1223 süperiletkeni için süper-taşıyıcı yoğunluğu,

$$n_s = \frac{\omega_p^2 \cdot \epsilon_0}{e^2} m^* \quad (\text{II.75})$$

denklemleriyle hesaplanabilmektedir. Burada, e^* elektron çiftinin etkin yükü, ω_p , açılal plazma frekansı ve ϵ_0 , serbest uzayın elektrik geçirgenliğidir [28]. Etkin kütle anizotropisi Bölüm II.3.2.3’de de tanımlandığı üzere (II.55 denklemindeki gibi),

$$\gamma = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\lambda_j}{d} = \sqrt{\frac{m_c^*}{m_{ab}^*}} \quad (\text{II.76})$$

şeklinde yazılabilir. Burada, m_c^* , m_{ab}^* sırasıyla c -ekseni boyunca (düzlem dışı) ve ab -düzlemindeki etkin kütle değerleridir. ab -düzlemindeki nüfuz derinliği, λ_{ab} ise Josephson nüfuz derinliği, λ_j ve anizotropi faktörü, γ yardımıyla hesaplanabilir.

Bunların yanı sıra, m_{ab}^* ,

$$\frac{1}{\lambda_{ab}^2} = \frac{\mu_0 e^2 n_s}{m_{ab}^*} \quad (\text{II.77})$$

denklemleriyle hesaplanabilir. Burada, μ_0 vakumun manyetik geçirgenliği (permeability), e , elektronun yüküdür [49-52].

II.5 PARAMANYETİK MEISSNER OLAYI (PMO), d-DALGA SÜPERİLETKENLİĞİ ve π -KAVŞAĞI MEKANİZMASI

II.5.1. Paramanyetik Meissner Olayı (PMO)

Bednorz ve Müller tarafından yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin keşfi, seramik materyallerin araştırılmasındaki çalışmaların artmasını sağlamıştır. Bu çalışmalardan biri de, “Paramanyetik Meissner Olayının” keşfidir. Bu olay, süperiletkenin bir dış manyetik alana standart diamanyetik cevabına zıt olarak, yeterince düşük manyetik alanlarda soğutulan belli seramik süperiletkenlerinde paramanyetik bir sinyal gözlemlenmesi olarak özetlenir. Bu etki, paramanyetik Meissner Olayı (PMO) ya da Wohleben Etkisi olarak adlandırılır. PMO’nın varlığı oldukça şaşırtıcıdır. Çünkü Ginzburg-Landau’ ya göre sürekli bir ortam için en düşük serbest enerji durumları diamanyetik olmalıdır [14].

Seramik yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin ve bazı geleneksel (I.tip) süperiletkenlerin kritik geçiş sıcaklığı civarında, zayıf bir d.c. manyetik alan altında (AA) soğutulduğunda paramanyetik bir cevap verdiği gözlemlenmiştir. Bu durum sistemin dar bir sıcaklık aralığında meydana gelmektedir ve sinyalin maksimum olarak gözlemlendiği sıcaklık, paramanyetik Meissner sıcaklığı, T_{PMO} olarak adlandırılmaktadır. Sıfır alan altında (SAA) soğutma esnasında ise numune asli özelliği olan diamanyetik karakterini korumaktadır. a.c. manyetik alan altında ise manyetik alan zamanla değiştiğinden, manyetik duygunluğun sanal (imajiner) kısmında PMO görünür bir duruma gelmektedir [14].

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde Paramanyetik Meissner Olayı anomalisi aşağıda sırasıyla verilen çeşitli modeller çerçevesinde yorumlanmıştır;

- ✓ Spin-yörünge etkileşimi.
- ✓ π ve Josephson kavşaklarının varlığı.

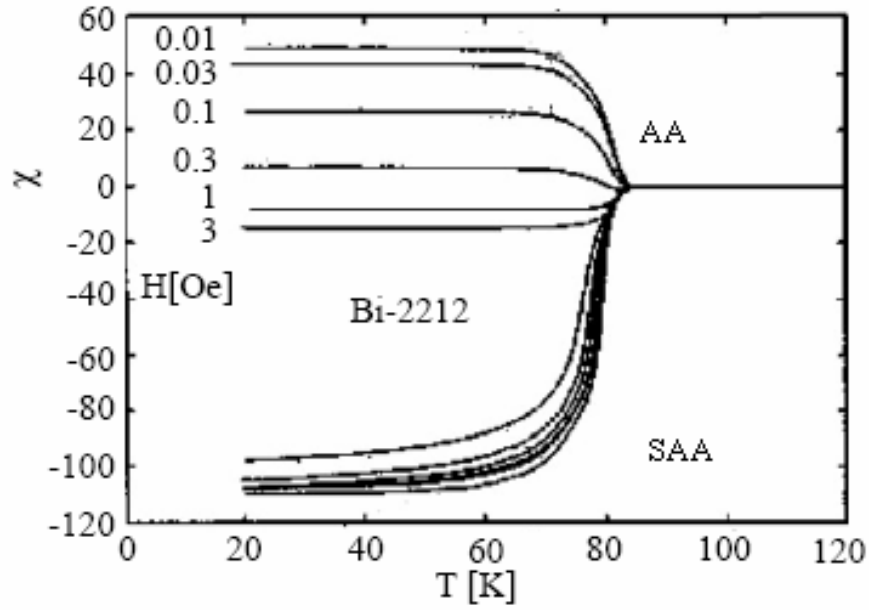
Sistemde varolan girdap akımları ile numune çevresinde akan ve dış manyetik alanı dışarılama esnasında meydana gelen kalıcı (persistent) akımların yönleri birbirine terstir. T_c ’nin hemen altındaki bir sıcaklık bölgesinde bu durum kendini paramanyetik bir yönelim olarak göstermektedir. Yeterince düşük sıcaklıklarda ise

girdap akımları, elektron çiftleri ile şebeke (örgü) etkileşimi nedeniyle bastırılmakta ve sistem sadece asli özelliği olan diamanyetik karakterde olmaktadır.

Sigrist ve Rice tarafından önerilen d-dalga mekanizmasına göre, paramanyetik davranışın doğası, negatif Josephson kuplajları¹ tarafından karakterize edilen π -kavşaklarının varlığı ile ilgilidir. Zira π -kavşaklarının, $d_{x^2-y^2}$ tipi çiftlenim simetrisinin bir sonucu olduğu düşünülmektedir. Bir döngü(loop), π -kavşaklarının tek sayısından ibaretse, ilgili döngünün çevresinde akan ve kendiliğinden oluşan akımların (ya da manyetik momentlerin) sıfır olmayacağı gösterilebilir. Bundan dolayı, π -loopu paramanyetik bir davranış sergileyerek ve dış alana paramanyetik bir cevap verir [14,53-56].

Paramanyetik Meissner Olayı ilk kez, bakır oksit katmanlı bir yüksek sıcaklık süperiletkeni olan Bi-Sr-Ca-Cu-O'da gözlemlenmiştir. PMO, Wohlleben ve arkadaşlarının uzun yıllar süren çalışmaları ve katkılarından dolayı Wohlleben Olayı olarak da anılmaktadır [54,57,58]. PMO daha sonra, Reidling ve arkadaşları tarafından başka bir yüksek sıcaklık süperiletkeni olan Y-Ba-Cu-O'da da gözlemlenmiştir [53,57]. Bu yüksek sıcaklık süperiletkenlerine ek olarak, Hg-bazlı süperiletkenlerde görülen Paramanyetik Meissner Olayı, a.c. ve d.c. manyetik alanlar altında ilk kez, tez danışmanı Prof.Dr.Ülker Onbaşlı tarafından gözlemlenmiştir [15]. Paramanyetik Meissner Olayı, Nb ve Al gibi düşük sıcaklık (geleneksel) süperiletkenlerde de gözlemlenmektedir [14,53,54,57,58]. Şekil II.15'de II.tip bir süperiletken (Bi-2212) için SAA ve AA soğutma durumlarında manyetik momentin (duygunluğun) sıcaklıkla değişim eğrisi verilmektedir [14].

¹ Geleneksel sıfır (0)-kavşakları pozitif kuplaja sahiptirler.



Şekil II.15. II. Tip Bir Süperiletken İçin(Bi-2212) SAA ve AA Soğutma Esnasında Manyetik Momentin (Duygunluğun) Sıcaklıkla Değişim Eğrisi

II.5.2 d-dalga Süperiletkenliği ve π - Kavşağı Mekanizması

II.5.2.1 d-Dalga Süperiletkenliği

Cooper çiftleri tarafından oluşturulan yüksek sıcaklık süperiletkenliği, enerji aralığının simetrilerine göre,

- ✓ s-dalga ve
- ✓ d-dalga süperiletkenliği.

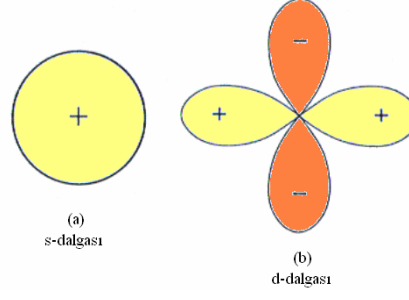
başlıkları altında sınıflandırılabilir. Her iki simetri de, D_{4h} tetragonal nokta grubunun farklı gösterimlerine aittir. YBCO ($YBa_2Cu_3O_{7-x}$), BSCCO ve TBCO ($Tl_2Ba_2CuO_6$) gibi yüksek sıcaklık süperiletkenleri d-dalga çiftlenimine sahiptirler. $L=2$ açısall momentumlu d-dalga çiftlenim terimi, çift dalga fonksiyonunun, $\psi_d(k) \sim k_x^2 - k_y^2$ (yani $\cos k_x - \cos k_y$) formuna sahip olduğunu söylemektedir. İki ana eksen boyunca işaretin farklılığı nedeniyle, çift dalga fonksiyonu (yani düzen parametresi), dâhili (iç) bir faz yapısına sahiptir. Sıradan olmayan faz yapıları, genellikle s-dalga çiftlenimi için bulunmaz. Buna rağmen, $L=0$ momentumlu genişletilmiş s-dalga çiftleniminin, $\psi_s(k) \sim \cos k_x + \cos k_y$ şeklinde olan dalga fonksiyonu bunun dışında bırakılabilir. Açık bir şekilde her iki durum simetrileriyle ayırt edilebilir. Simetriler,

düzen simetrisini doğrudan araştırmak için dizayn edilmiş cihazlarla incelenebilmektedir. Faz yapısını doğrudan gözlemleyen araştırmalar, düzen parametresinin fazını inceleyen Josephson etkisini temel almıştır. x ve y -eksenleri boyunca kavşaklardaki Josephson fazı, d -dalga süperiletkeninde π (akım akmadığı sürece) kadar farklıdır [59].

Spin dalgalanması çiftlenimi yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, $d_{x^2-y^2}$ simetrili düzen parametresine yol açarken; geleneksel BCS elektron-fonon çiftlenim etkileşimi, s -dalga süperiletkenliğine yol açar. Bundan dolayı, YSS'ne fononların ilgisi net olmadığından bu durum hâla büyük bir tartışma konusudur. Buna rağmen, cupratelerin süperiletkenliği ve fononlar arasındaki kayda değer ilişkiyi gösteren birçok deneysel kanıt vardır. Bununla birlikte, son yıllarda, cupratelerde d -dalga süperiletkenliğine neden olan elektron-fonon kuplajının önemi ile ilgili birçok teorik çalışma yapılmıştır. Örneğin, fononlar vasıtasıyla kurulan d -dalga süperiletkenliği, kısa-menzilli antiferromanyetik korelasyonların varlığında mümkün bulunmuştur. Birçok araştırmacı, düzlem dışı modlara (apikal oksijen modları) elektron-fonon kuplajının, d -dalga süperiletkenlerine önemli bir katkı yaptığı sonucuna varmıştır. Düzlemdeki modlar ise YSS için etkili değildirler [60].

Bir madde süperiletken olduğu zaman, Fermi yüzeyinde gelişen enerji aralığının dalga vektörüne bağımlılığı tayin edilebilir. Bu enerji aralığı, süperiletken durumdaki elektron çiftlerini yok etmek için gerekli enerji aralığını temsil etmektedir. Eğer elektronlar ideal s -dalgasında çiftlendiyse, enerji aralığı Fermi yüzeyindeki tüm noktalarda aynı değere sahip olacaktır. Daha realistik olarak, s -dalga çiftlenimi, bir kristaldeki gibi aynı simetriye sahip enerji aralığını verir. Ancak, elektron çiftleri, $d_{x^2-y^2}$ olarak adlandırılan d -dalga çiftlenimi formuna sahipse, k -uzayındaki aralığın şekli dört yapraklı yoncaya benzer. Bu durumda, $d_{x^2-y^2}$ dalga çiftlenimi için süperiletkenlik aralığı, k -uzayında bazı yönlerde pozitif iken diğer yönlerde negatiftir ve arasında sıfır değerini alır [61].

Şekil II.16'da s -dalgası ve d -dalgasının şematik gösterimi verilmektedir. Momentum uzayında s -dalga çiftleniminin şekli bir daire iken $d_{x^2-y^2}$ dalga çiftleniminin şematik gösterimi ise dört yapraklı bir yonca benzerdir.



Şekil II.16 a) Süperiletkenlerde s-Dalgası ve b) d-Dalgasının Şematik Gösterimi

II.5.2.2 π -Kavşağı Mekanizması

İki adet s-dalga süperiletken katman ve bunlar arasındaki ince bir yalıtkan katmandan oluşan bir Josephson kavşağındaki, manyetik safsızlıkların tünelleme akımına etkisi, ilk önce Kulik tarafından araştırılmıştır [62]. Daha sonra, Bulaevskii ve arkadaşları [63], böyle safsızlıkların varlığının fazı gerçekten π kadar kaydıran bir spin-flip (kaydırma) durumuna götüreceğini göstermişlerdir. Manyetik safsızlığın konsantrasyonu spin-flip terimini baskın yapmak için yeterince yüksek olmalıdır [14].

Bu durumda, Josephson akımı,

$$j = \begin{cases} j_c > 0 \text{ ise } j_c \sin(\varphi + 0) \\ j_c < 0 \text{ ise } |j_c| \sin(\varphi + \pi) \end{cases} \quad (\text{II.78})$$

gibi yazıldığında, π -kavşağı terminolojisinin anlamı anlaşılabilir. Yani kritik akım, $j_c < 0$ olduğu durumda, akım (ya da kavşak enerjisi) $j_c > 0$ 'lı geleneksel durumdaki gibi aynı forma sahip olmaktadır, ama faz π kadar kaymaktadır. Bu nedenle, $j_c > 0$ 'lı kavşak standart 0-kavşağına karşılık gelirken, negatif kritik akımlı bir kavşak π -kavşağı olarak adlandırılır [14].

Negatif kritik akımı oluşturabilecek diğer bir olasılık ise, Spivak ve Kivelson tarafından ortaya atılmıştır [64]. Burada, Bulaevski yaklaşımından farklı olarak, sınırlandırılmış olan manyetik momentlerin bulunduğu rejimdeki safsızlıklar ve bu durum tanımlanmıştır. Spivak ve Kivelson, kirli sistemlerde (düzensizlikler ve uygun

olmayan elektron korelasyonu nedeniyle) j_c 'nin negatif olabileceğini öngörmüşlerdir. Benzer sonuçlar daha önce de Altshuler ve ark. tarafından da elde edilmiştir [14].

II.6 SÜPERİLETKEN SİSTEMİN HAMILTONİYENİ

Elektron-örgü kuplajı ile oluşan etkin elektron-elektron etkileşimi, BCS teorisinin temelini oluşturmaktadır. Bu etkileşim Fröhlich tarafından türetilmiştir. Fröhlich, hamiltoniyene özel bir dönüşüm uygulamış ve bu dönüşümle birinci dereceden lineer elektron-fonon kuplajını göz ardı etmiştir. Hamiltoniyene, ikinci dereceden elektron-elektron etkileşimi ile daha yüksek dereceden elektron-fonon etkileşim terimlerini yerleştirmiştir. Fröhlich'in sonucu sadece zayıf kuplaj limitinde doğrudur. Fröhlich'in dönüşümüne benzer başka dönüşümlerde mevcut olup, bu dönüşümler lineer- elektron-fonon kuplajını ortadan kaldırmaya izin vermektedirler [65].

Tüm fonon kollarını içeren tek bir iletim bantlı bir süperiletkenin hamiltoniyeni,

$$H = H_e + H_L + H_{eL} \quad (II.79)$$

şeklindedir. Burada,

$$H_e = \sum_{k,\sigma} \epsilon_k c_{k,\sigma}^\dagger c_{k,\sigma} \quad (II.80)$$

olup, yük taşıyıcılarının (elektron, boşluk) hamiltoniyenidir. $c_{k,\sigma}^\dagger c_{k,\sigma}$ ise k , dalga vektörlü, σ ($\uparrow$ ve $\downarrow$ değerlerine sahiptir) spin gösterimli bir parçacığın yaratma-yok etme operatörüdür. Örgü titreşimlerinin hamiltoniyeni ise,

$$H_L = \sum_{q,\nu} \hbar \omega_{\nu q} (b_{\nu q}^\dagger b_{\nu q} + 1/2) \quad (II.81)$$

ile ifade edilmekte olup; $b_{\nu q}^\dagger b_{\nu q}$, ν branşlı, q dalga vektörlü ve $\omega_{\nu q}$ frekanslı bir fononun yaratma-yok etme operatörüdür. Lineer olan elektron-örgü etkileşimi de,

$$H_{eL} = \sum_{k,q} \sum_{\sigma,\nu} g_\nu(q) c_{k,\sigma}^\dagger c_{k+q,\sigma} b_{\nu q}^\dagger + h.c \quad (II.82)$$

şeklinde yazılabilmektedir ve burada $g_v(q)$ sadece q 'ya bağlı olduğu farzedilen elektron-örgü (fonon) etkileşim fonksiyonudur. Böylece, birinci dereceden elektron-fonon etkileşimi, iki farklı dönüşümle, önce kısmen, ikinci dönüşümden sonra ise geri kalan kısmı tamamen kaldırılmaktadır. İkinci dönüşümden sonra hamiltoniyen, $\tilde{H}$ olarak gösterilmekte ve aşağıdaki denklemlerle ifade edilmektedir:

$$\tilde{H} = H_e + H_L + H_{eL}^{(2)} + H_{ee} \quad (\text{II.83})$$

Burada H_{ee} , elektron-elektron etkileşimini, $H_{eL}^{(2)}$ ise ikinci dereceden elektron-fonon kuplajını tanımlamaktadır. Başka bir deyişle $H_{eL}^{(2)}$ terimi, ikinci dereceden elektron-örgü kuplajındaki elektron-fonon enerjilerinin tekrar normalizasyonu (renormalization) olarak göz önüne alınabilir. Bu tekrar normalizasyon, süperiletkenlik geçişi sırasında oluşan etkileri hesaba katmaz.

BCS teorisine göre süperiletkenlik, Cooper çiftlerinin oluşumuyla meydana gelmektedir. Bu durumda, ilgili süperiletkenlik duruma tekâbül eden hamiltoniyen H_{sc} ile gösterilmektedir ve aşağıdaki forma sahip olmaktadır:

$$H_{sc} = - \sum_{kk'} V_c(k, k') c_{k\uparrow}^\dagger c_{-k\downarrow}^\dagger c_{-k'\downarrow} c_{k'\uparrow} \quad (\text{II.84})$$

formuna sahiptir ($k' + q = -k$). Burada $V_c(k, k')$ Cooper çiftleri arasındaki etkileşim fonksiyonudur [65]. Böylece, süperiletken duruma ait hamiltoniyen;

$$\tilde{H} = H_e + H_L + H_{eL}^{(2)} + H_{ee} + H_{sc} \quad (\text{II.85})$$

ile verilmektedir.

II.7 MEVCUT PARADİGMALARA GÖRE BAŞLICA SİMETRİLER

Doğadaki birçok olay ve olguyu anlamanın ve açıklamanın en basit yolu, simetri kavramını açıklamak üzerine kurulmuştur. İncelenen sistemlerle ilgili problemler, sistemin simetri özellikleri kavramının yorumlanmasıyla basitleştirilebilir [1,2]. Aynı durum, rölativistik sistemler olan yüksek sıcaklık süperiletkenleri için de doğrudur.

G.L. formalizmi ile normal metal-süperiletken faz geçişi, elektron çifti dalga fonksiyonu, $\psi(r)$ gibi bir skaler kompleks düzen parametresi ile tanımlanabilir. Momentum uzayındaki gösterime göre dalga fonksiyonu $\psi(k)$ şeklindedir ve aralık (gap) fonksiyonu, Δ_k ile $\psi(k)$ arasında $\psi(k) = \Delta_k / 2E_k$ şeklinde bir bağıntı vardır.

Burada, E_k sanki- parçacığın uyarılma enerjisidir. Enerji aralığı, Δ_k , süperiletkenlik düzen parametresi ya da elektron çifti durumundaki uzun-mesafe faz koherensliğinin (eş fazlılığının) bir ölçüsü olarak ele alınabilir. Sistemin simetrisi ise, süperiletkenliğin mikroskobik orijini hakkında detaylı bilgi olmaksızın bile, deneysel olarak tayin edilebilir [14,60].

Sistemle ilgili simetri ve kırılmaları incelenmeden önce, simetri ve simetri kırılması kavramlarının açıklanması gerekmektedir. Simetri, çok basit olarak mümkün değişimlere karşı sistemin kendini koruması şeklinde tanımlanabilir. Simetriyi açıklayabilmenin en iyi yolu ise “değişikliği” tanımlayabilmektir. Tanım için, değişikliğin dikkat edilebildiği referans çerçevesini belirlemek gerekmektedir. Bu da bizi, “simetrinin, asimetriyi işaret ettiği” sonucuna götürmektedir. Örneğin, evren mükemmel olarak simetrik değildir. Çünkü evrenin tümü için herhangi bir referans çerçevesi mevcut değildir [66].

Simetri ve özellikleri, Grup Teorisi operasyonları kullanılarak matematiksel olarak incelenebilir. Grup teorisinin üç tarihsel kökeni vardır: cebirsel denklemlerin teorisi, sayı teorisi ve geometri. Grup Teorisi ilk kez, Karl Friedrich Gauss (1777–1855) ve Evariste Galois (1811–1832) tarafından, grup adı verilen soyut nesneler kullanılarak geliştirilmiştir. Grup teorisinin anlaşılması, kimyada da oldukça önemli bir yere sahiptir. Kimyada gruplar, kristal yapılarını ve moleküllerin simetrilerini sınıflandırmak için kullanılmaktadır. Fizik ve kimya dışında grup teorisinin başka bir çok yerde de uygulaması vardır; örneğin, müzikal küme teorisi, felsefedeki algılama

teorisi ve şifreleme (cryptography) [67]. Grup, oldukça basit bir şekilde, grup elemanları olarak adlandırılan nesnelerin bir kümesi olarak tanımlanmaktadır. Grup; kapalılık¹, özdeşlik², tersinirlik³ ve dağılım⁴ gibi özelliklere sahiptir. Grup kavramı ($\mathcal{G}$) ise alt grup ($\mathcal{H}$) adı verilen alt kümelerden oluşur ($\mathcal{H} \subset \mathcal{G}$) [66,67]. Üç tip grup vardır:

1. Kesikli Grup: Bu grupta grup elemanları bire bir olarak bir tam sayıyla ilişkilendirilebilir.
2. Sürekli Grup: Bu grupta elemanlar numaralandırılmazlar. Daha ziyade, elemanlar bir ya da daha fazla parametrenin sürekli bir değişimi ile oluşturulurlar.
3. Lie Grup: Bir Lie grubu sürekli bir gruptur ve elemanları sonlu sayıda parametre ile ifade edilebilir. Lie grupları, Taylor serilerinin genişlemesi ile yaratılabilirler [66].

Grup teorisi, simetrinin doğal bir dilini oluşturmakta ve bazı özellikleri aşağıdaki gibi özetlenebilmektedir.

- Sistemin durumu (state), dirac notasyonu ile ifade edilmektedirler ve ket vektörü ile gösterilmektedir, $|\psi\rangle$.
- Bu durumun üzerine herhangi bir dönüşümün etkisi, $U|\psi\rangle = |\phi\rangle$ şeklindedir (U , operatördür; örnek olarak hamiltoniyen operatörü verilebilir).
- Lineer dönüşümün dağılım özelliği vardır, $U(|\alpha\rangle + |\beta\rangle) = U|\alpha\rangle + U|\beta\rangle$. İki farklı durum (state) ile betimlenebilen sistemlerden biri de süperiletken sistemlerdir. Başka bir deyişle, girdaplar (sistemdeki süperiletken olmayan bölgeler) ve süperiletken bölgeler farklı dirac notasyonu ile betimlenmektedir. Çünkü, girdaplar fermiyonik, süperiletken bölgeler ise bosonik dağılım fonksiyonlarına uymaktadırlar.

Sistem belli bir grubun simetrilerine uyuyorsa, alt gruplarından birisinin simetrisi bu simetrilere uymayabilir. O zaman, sistemin simetrisi kırılmıştır denilebilir [66]. Simetri kırılmalarına neden olan birçok mekanizma vardır.

¹ $a, b \in G \Rightarrow a \odot b = c \in \text{Grup}$

² $g \odot e = e \odot g = g \forall g \in \text{Grup}$

³ $g \odot g^{-1} = g^{-1} \odot g = e$

⁴ $a \odot (b \odot c) = (a \odot b) \odot c$

- Eğer sistem yalıtılmamış ise çevrenin özellikleri simetriyi kırabilir (örn. dikey gravitasyonel alan) [68].
- Simetrilerin birbirleriyle çakışması (clash) simetri kırılmasına neden olabilir [68].

II.7.1. Simetri Kırılmaları, Kendiliğinden Simetri Kırılması ve İkinci Dereceden Faz Geçişleri

Temel olarak, iki farklı simetri kırılması vardır:

- 1) **Tam simetri kırılması:** Bilindiği gibi sistemin uyduğu simetriye, sisteme ait hamiltoniyen (sistemin toplam enerjisi) de uyar. Tam simetri kırılmasında, sisteme yapılan bazı etkilerden, sisteme ait hamiltoniyen de etkilenmektedir [66,69]. Tam simetride, sistem için zaman geri dönüşüm simetrisi mevcut değildir. Sistem, sistemi oluşturan bileşenlerin büyük bir miktarının bir araya gelmesinden etkilenir. Böyle sistemler, istatistiksel özelliklere sahiptirler ve bundan dolayı termodinamik kanunlar geçerlidir. Bu durumda, sistemin entropisi (düzensizliğin bir ölçümü) zamanla azalmayacaktır. Gerçekte, sistemin entropisi sürekli olarak artmaktadır, entropinin sabit kalması ise teorik olarak ideal bir durumdur. Artan entropili bir işlemin zaman geri dönüşümü ise, azalan entropili bir işlemin görüntüsünü vermektedir. Fakat bu durum termodinamiğin ikinci kanunu olan entropinin özelliklerine uymamaktadır. Bundan dolayı, doğanın sahip olabileceği herhangi bir zaman geri dönüşüm simetrisi böyle sistemler aracılığıyla anlaşılamazlar [70].
- 2) **Kendiliğinden simetri kırılması:** Kendiliğinden simetri kırılmalarının meydana geldiği numunlerden biri de ikinci dereceden faz geçişine sahip olan süperiletken sistemlerdir, İkinci dereceden faz geçişleri kavramı, 1937 yılında Landau tarafından önerilmiştir. Bu geçişlere örnek olarak, Curie sıcaklığında paramanyetik durumdan ferro ya da anti-ferromanyetik duruma manyetik maddelerin geçişleri, normal durumdan süperiletken duruma metalin geçişi gösterilebilir. Bu geçişler sırasında, sistemin simetrisi değişmektedir. İkinci dereceden faz geçişlerinde, örgüdeki atomların konfigürasyonu değişmek zorunda değildir. Bu duruma

ferromanyetik durumdan paramanyetik duruma geçiş esnasında manyetik momentlerin düzenleniş simetrilerinin değişmesi ya da numune içindeki akımlarının yok olması örnek olarak verilebilir. Süperiletkenlikte ise numunenin durumu (state) sürekli olarak değişmekte ve numune geçiş noktasında yeni bir özellik kazanmaktadır. Geçiş noktasında her iki fazın durumuda aynıdır ve numunenin simetrisi her iki fazın simetri elemanlarını da içermektedir. Ayrıca, geçiş sırasında simetri her yerde aynıdır. Daha simetrik hal ise daha yüksek sıcaklıklarda görölmektedir [71].

Doğada dört temel kuvvet olduğu bilinmektedir. Bunlar sırasıyla, elektromanyetik, kuvvetli, zayıf ve gravitasyonel kuvvetlerdir. İlgili kuvvetlerden ilk üçü, ayar prensibi olarak adlandırılan ve parçacık fiziğinde standart model olarak bilinen modelin önemli bir köşe taşını oluşturmaktadır. Zayıf ve elektromanyetik kuvvetler düşük sıcaklıklarda çok farklı kuvvetler olarak görölmektedirler. Fakat sıcaklık arttıkça, bu kuvvetler aynı kuvvet olarak göz önüne alınmakta ve elektrozayıf kuvvet olarak adlandırılmaktadır. Başka bir deyişle, düşük sıcaklıklarda simetri kendiliğinden kırılır ve elektromanyetik ve zayıf kuvvetler ayrı kuvvetler olarak ele alınırlar [29,72,73].

Ayar prensibi, simetri terimleriyle iyi bir şekilde anlaşılabilir. Ayar teorileri ile kendiliğinden simetri kırılmasının birleştirilmesi fikri, 1962 yılında Francois Englert ve Robert Brout ve birkaç ay sonrada bağımsız olarak Edinburg Üniversitesi'nden Peter Higgs tarafından keşfedilmiştir. Bu üç araştırmacı, kendiliğinden simetri kırılmasının bir sonucu olarak ortaya çıkan bir parçacığın varlığını göstermişlerdir. Bu parçacık Higgs bozonu olarak adlandırılmaktadır. Birkaç yıl sonra 1967 yılında Steven Weinberg ve Pakistanlı fizikçi Abdus Salam bağımsız olarak, ayar prensibiyle kendiliğinden simetri kırılmasının kombinasyonunu somut bir teori oluşturmak için kullanılabileceğini keşfetmişlerdir. Bu teori, elektromanyetik ve zayıf kuvvetlerin birleştirilmesi olup, elektrozayıf kuvvetin Weinberg-Salam modeli olarak bilinmektedir [29,73]. Tüm bu bilgiler parçacık fiziğinde önerilmesine rağmen, süperiletken sistemle bir analogi kurulduğunda elektrozayıf kuvvetin T_c 'de kırıldığı söylenebilmektedir.

Kendiliğinden simetri kırılmasında, işaretine bakılarak simetrinin kırıldığı ve nasıl kırıldığını gösteren fiziksel bir nicelik vardır. Bu nicelik genellikle bir alandır ve Higgs alanı olarak adlandırılmaktadır. Weinberg-Salam modeli, Higgs alanının varlığını gerektirmektedir ve kendisini Higgs bozonu olarak adlandırılan yeni bir

elementer parçacık olarak açıkca göstermektedir. Bu parçacık Higgs alanıyla ilgili olarak kuvvet taşıyıcı [29,73].

Simetri, yoğunluk ve sıcaklık gibi durumlara bağlı olarak çeşitli şekillerde kırılabilir. Ayrıca, simetriler hakkında bilgi sahibi olmak, mevcut kuvvetler hakkında bilgi sahibi olunmasını sağladığından büyük bir öneme sahiptir [73].

Kendiliğinden simetri kırılmasında, sistem etkiler nedeniyle daha önceki simetrisini artık muhafaza etmese bile, hamiltoniyen simetrik kalmaktadır [66,74]. Örneğin; süperiletken sistemde, herhangi bir enerji kaybı olmadığından sistemde simetri kırılmaları meydana gelse de, toplam enerji korunduğundan, hamiltoniyen özelliklerini korur.

Ayar prensibi, doğadaki kuvvetlerin üçünü (gravitasyonel kuvvet hariç) birleştirmek için tanımlanmıştır. Fakat iki farklı varlık olan parçacıklar ve kuvvetler hâla tam olarak birleştirilememiştir. Bu iki büyüklük, eter teorisi ve birleşik alan teorisi olmak üzere, iki farklı teori yardımıyla birleştirilmeye çalışılsa da, her biri başarısızlıkla sonuçlanmıştır. Süpersimetri ise kuvvetler ve parçacıkların birleştirilmesi ile ilgili üçüncü teşebbüstür. Kuantum teorisi, parçacıkların dalga, dalgalarınsa parçacık özelliklerine sahip olduğunu söylemektedir. Fakat bu bilgi henüz kuvvetlerle parçacıkları birleştirmek için yeterli değildir. Bunun nedeni ise fermiyonlar ve bozonlar olarak adlandırılan iki farklı elementer parçacığın mevcut olmasından dolayıdır. Elektronlar ve protonlar gibi fermiyonik parçacıklar maddeyi oluştururken, elektromanyetik ve zayıf kuvvetler ise bozonlardan (foton vb.) ibarettir. Kısacası, süpersimetri parçacıkların iki büyük sınıfını, bozonları ve fermiyonları tek bir teori altında birleştirmeyi amaçlamaktadır [73].

Zayıf Josephson kuplajlı, katmanlı süperiletkenlerde Josephson plazma uyarılmalarının iki önemli modu vardır: enine mod ve boyuna mod. Enine mod, vakumdakine benzer olarak bir süperiletkende yayılan k vektörüne dik polarizasyonlu hareket eden elektromanyetik bir dalgadır. Buna zıt olarak, Nambu-Goldstone (Anderson- Bogalibov) modu olarak bilinen boyuna mod, simetri kırılması nedeniyle süperiletkenlik faz geçişine eşlik eden elementer bir uyarılma modudur. Bir süperiletkende sonlu bir enerji aralığı boyuna plazma modunun varlığını göstermektedir. Buna rağmen, dispersiyon bağıntısının $k=0$ 'da sıfır enerji aralığına sahip olması Goldstone teoremine ters düşmektedir. Bu nedenle, aralığı oluşturmak için Higgs mekanizması olarak adlandırılan ek bir mekanizma önerilmektedir. Kısacası, plazma dalgaları sonlu bir kütleye sahiptir. Ayrıca,

vorteksler Josephson plazma modlarına önemli bir etkiye bulunmadığı bilinmektedir [75].

II.7.2 Süperiletkenlerde Simetri ve Simetri Kırılmaları

Süperiletkenliğe geçiş, ikinci dereceden olduğundan, geçişe sürekli bir simetri kırılması eşlik eder. Bu simetri kırılması, kendiliğinden simetri kırılmasına tekâbülmektedir. Elektron çifti durumunu yani süperiletken durumu temsil eden $\mathcal{H}$ simetri grubu, normal durumu tanımlayan $\mathcal{G}$ 'nin bir alt grubu olmalıdır, yani $\mathcal{H} \subset \mathcal{G}$ 'dir.

Kristaldeki elektron çiftlenimi göz önüne alınırsa,

$$\mathcal{G} = X \times R \times \underline{I} \times \underline{T} \times U(1)$$

yazılabilir. Burada; X , sonlu kristalografik nokta grubu; R , spin rotasyon simetri grubu; $\underline{I}$, uzay inversiyon operasyonu; $\underline{T}$, zaman geri-dönüşüm simetrisi ve $U(1)$, bir boyutlu global ayar simetrisidir [14,60,75].

II.7.2.a Sonlu Kristalografik Nokta Grubu (Örgü Simetrisi), X

Süperiletkenlik hakkında daha fazla bilgi, mümkün örgü simetrileri, X ile sağlanır. Elektron çift durumlarının nokta-grup simetrisinin sınıflandırması geniş olarak, süper-akışkan Helyum, ağır fermiyon süperiletkenleri ve ayrıca cuprate süperiletkenlerde de araştırılmıştır [60].

Nokta grup simetrisi bakımından cupratelerin kristal yapısı iki kategoriye ayrılabilir:

- ✓ D_{4h} nokta-grup simetrlili tetragonal bir örgü,
- ✓ D_{2h} 'lı ortorombik örgü.

$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO), $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Ti-2212), $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ (Hg-1212), $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ (Hg-1223) [77] ve bazı $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO)-tipi bileşikler gibi cuprate süperiletkenleri D_{4h} nokta-grup simetrlili tetragonal kristal yapıya sahiptirler, yani $a = b \neq c$, $\hat{\alpha} = \hat{\beta} = \hat{\gamma} = 90^\circ$ 'dır. Tetragonal süperiletkenler için izin verilen

elektron çifti durumları, standart grup-teorik sınırlamaları altında spin-tekil (singlet¹) ve çift (even)-parite çiftlenimi için aşağıdaki tabloda verilmektedir [14,60].

Tablo II.3. D_{4h} Nokta Gruplu Tetragonal Kristalindeki Spin-Singlet ve Çift Parite Çiftlenim Durumları

Dalga Fonksiyonu Adı	Grup-Teorik Gösterimi	Temel Fonksiyonlar	Düğüm Noktaları	Brillouin Bölgesinde ² $\Delta(\vec{k})$ 'nın Şematik Gösterimi
s-dalga	A_{1g}	$1, (x^2 + y^2), z^2$	Yok	
g-dalgası	A_{2g}	$xy(x^2 - y^2)$	Çizgi	
$d_{x^2-y^2}$ - dalgası	B_{1g}	$x^2 - y^2$	Çizgi	
d_{xy} - dalgası	B_{2g}	xy	Çizgi	

YBCO ve Bi-2212 gibi cuprate süperiletkenler, D_{2h} nokta-grup simetrlili ortorombik kristal yapıya sahiptirler yani $a \neq b \neq c, \hat{\alpha} = \hat{\beta} = \hat{\gamma} = 90^\circ$ 'dır. YBCO durumunda, Cu-O zincirleri tarafından oluşan örgü bozulması a ve b büyüklüklerinin (magnitüde) eşitsizliğine neden olur. Standart ortorombik süperiletkenler için izin verilen spin-singlet(tekil) ve çift-parite çiftlenimli durumların simetrik özellikleri ise Tablo II.4'de verilmektedir [60].

Tablo II.4. Ortorombik Bir Kristaldeki(D_{2h} Nokta Grubu) Spin-Singlet(tekil) ve Çift Pariteli Çiftlenim Durumları

Grup-teorik Gösterimi	Temel Fonksiyonlar	Düğüm Noktaları
A_{1g}	1	Yok
B_{1g}	xy	Çizgi
B_{2g}	xz	Çizgi

¹ Cooper dalga fonksiyonu iki kısma ayrılabilir; uzaysal koordinatlar ve spin koordinatları. Anti-simetrik Cooper durumu için dalga fonksiyonunun spin kısmı, elektron değiş-tokuşu altında zıt simetriye sahip olmalıdır. Böylece, uzaysal dalga fonksiyonu simetrik olurken, spin dalga fonksiyonu anti-simetrik olmaktadır. Bu düzenleme, spin-singlet durumu olarak bilinir [1].

² Brillouin bölgesi, katı hal fizikinde yaygın olarak kullanılan kırınım şartı durumlarını vermektedir[28].

II.7.2.b. Spin Rotasyon (Dönme) Simetri Grubu, R

Spin rotasyon simetrisi, manyetik olarak düzenli fazlarda [78] yani faz koherensliğinin (eş fazlılık) olduğu sistemlerde kırılır. Yapılan çalışmalarda ağır fermiyon sistemleri gibi kuvvetli spin-yörünge kuplajlı kristallerde spinler, kristal eksenine göre donmuş gibi düşünülebilir. Böylece, spin uzayındaki rotasyon, koordinat uzayındakine bağlanmıştır. Bundan dolayı, spin rotasyonu artık ayrı bir simetri değildir [60,79]. Seramik süperiletkenlerinde ise spin-yörünge etkileşimi oldukça zayıftır ve elektron çifti dalga fonksiyonu spin-tekil(singlet) yani spin,

$S=0$ için dalga fonksiyonu ψ^s ve $\psi(-\vec{k}) = \psi(\vec{k})$, çift pariteli veya triplet¹ yani spin,

$S=1$ için dalga fonksiyonu ψ^t ve $\psi(-\vec{k}) = -\psi(\vec{k})$, tek pariteli olabilir [14].

II.7.2.c. Uzay İncersiyon Operasyonu, I

Uzaysal incersiyonu nedeniyle, tekil (singlet) çift dalga fonksiyonu incersiyon altında değışmezken, triplet dalga fonksiyonu işaretini değıştirir [14]. Başka bir deyişle, uzay incersiyon operasyonu, spin singlet durumunda dalga fonksiyonuna etki etmezken yani dalga fonksiyonu çift pariteli kalırken, spin-triplet durumunda dalga fonksiyonu işaretini değıştirerek tek pariteli olmaktadır.

$$\begin{aligned} I\psi^s &= \psi^s \text{ spin-singlet (tekil)} \\ I\psi^t &= -\psi^t \text{ spin-triplet} \end{aligned}$$

Ağır fermiyonik süperiletkenlerde incersiyon simetrisi mevcut değildir. Yapılan çalışmalarda incersiyon simetrisine sahip olmayan CePt₃Si gibi ağır fermiyonik süperiletkenlerinin bu özelliklerinin spin-yörünge kuplajıyla ilgili olduğu saptanmıştır [79].

Ağır fermiyonik süperiletkenlerde incersiyon simetrisi olmadığından dolayı, dalga fonksiyonunun uzaysal kısmı basit bir şekilde simetrik veya anti-simetrik alınamaz. Aynı durum, dalga fonksiyonunun spin kısmı için de doğrudur. Başka bir

¹ Uzaysal dalga fonksiyonunun anti-simetrik, spin dalga fonksiyonunun simetrik olduğu durum, spin-triplet durum olarak bilinmektedir [1].

deyişle, CePt₃Si gibi örneklerde Cooper çifti, spin-singlet veya triplet durumlarının bir karışımıdır [1].

II.7.2.d. Zaman Geri-Dönüşüm Simetrisi, $\underline{T}$

Kırılmış zaman geri-dönüşüm simetrikli Cooper çiftlenim durumu ilk kez süper akışkan ^3He 'ün bir fazında saptanmıştır. Bu fazdaki Cooper çiftleri, topolojik yapılarda çeşitliliğe neden olan girdap durumları nedeniyle iç-yörüngesel açısal momentuma sahiptirler. Benzer durumların, geleneksel olmayan süperiletkenlerde de ortaya çıkabileceği önerisi, çiftlenmiş taşıyıcıların yükleriyle bağlantılı bir olgunun tartışılması gerekliliğini gündeme getirmiştir. Bu durumda zaman simetrisi, $\underline{T}$ 'nin kırılması yörüngesel manyetizma ile ilgili olmalıdır sonucuna varılmaktadır. Sistemin düzen parametresi, ψ , $U(1)$ ayarının seçilme koşulundan bağımsız olarak, $\underline{T}$ altında yeni bir duruma geçerse, süperiletken durum, zaman simetrisini kırmaktadır.

$$\psi \rightarrow \psi^* \neq \psi e^{i\phi}$$

Bilinen tüm $\underline{T}$ -ihlali durumları, süperiletken durumlu faz geçişine ek olarak, sistemde var olan girdaplarla bağlantılı olarak ortaya çıkar [80,81]. Zaman geri-dönüşüm simetrisi, uygulanan manyetik alanla ve manyetik safsızlıklar eklenmesiyle kolayca tahrip edilebilir [82]. Teorik olarak, zaman geri-dönüşüm simetrisinin lokal olarak $d_{x^2-y^2}$ süperiletkenlerinde meydana gelebileceği gösterilmiştir. Zaman geri-dönüşüm simetrisinin kırılma başlangıcının T_c 'nin altındaki bir sıcaklık değerinde olacağı tahmin edilmektedir. Gerçektende, Paramanyetik Meissner Olayının saf $d_{x^2-y^2}$ durumunda kendiliğinden akımlar oluşturduğu ve zaman geri-dönüşüm simetrisini kırdığı önerilmiştir [83].

II.7.2.e. Bir Boyutlu Global Ayar Simetrisi, $U(1)$

Fizik için ayar teorileri, elektromanyetik, zayıf ve kuvvetli kuvvetlerin kuantum alan teorilerini tanımlamak için birleştirilmiş bir çalışma çerçevesi sağladığı için

önemlidir. Standart Model olarak bilinen bu teori, doğanın dört temel kuvvetinin üçüyle ilgili deneysel tahminleri tanımlamaktadır [84]. Elektromanyetik ve zayıf kuvvetler, Glashow, Salam ve Weinberg tarafından elektrozayıf teori adı altında birleştirilmiştir. Elektrozayıf ayar simetrisi, sistemin bir enerji skalasında (T_c) kendiliğinden kırılır. Elektrozayıf simetri kırılmasıyla ilgili tüm modeller, ek bir maddeyi tahmin etmektedirler. Bir boyutlu global ayar simetrisi (elektromanyetik simetri), $U(1)$, elektrozayıf simetri grubunun kendiliğinden alt gruplara kırılması sonucu ortaya çıkmaktadır [85].

Ayar simetrisi, düzen parametresiyle birlikte kırılır [68]. BCS süperiletkenleri için ayar simetrisi, $U(1)$ köşegen dışı uzun mesafe düzeninin (off-diagonal long range order) varlığı nedeniyle süperiletken durumda kırılır. Geleneksel olmayan süperiletkenlerde $U(1)$ 'e ek olarak bir ya da daha fazla simetri kırılabilir [14]. Ayrıca, $U(1)$ simetrisinin global yük korunumu ile ilgili bilgiyi yansıttığı da bilinmektedir [86].

BÖLÜM III

TEZ ÇALIŞMALARI

III.1 Hg-Ba-Ca-Cu-O SÜPERİLETKENİNE AİT SİMETRİ ve KIRILMALARININ İNCELENMESİ

Bu bölümde, tez danışmanı Prof. Dr. Ülker Onbaşlı tarafından sentezlenen, optimum düzeyde ısıtıl işlem geçirmiş süperiletken cıva ailesinden Hg-1223 polikristal (çok kristal yapılı) numuneye (numune1) ait alternatif (a.c.) manyetik alan altında elde edilen, manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi deneysel verilerinin incelenmesi yapılmaktadır. Bu inceleme çerçevesinde numune 1 için simetri ve kırılmaları; fiziksel bir parametre olan sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* , süperiletkenlik taşıyıcı yoğunluğu, n_s , düzlemdeki nüfuz derinliği, λ_{ab} ve sırasıyla düzlemdeki ve c -eksenindeki etkin kütleler, m_{ab}^* ve m_c^* nicelikleri yardımıyla ele alınacaktır. Hesaplanan ilgili niceliklerin, sıcaklıkla değişiminin incelenmesi de amaçlanmaktadır. Optimum olarak oksijenle ısıtıl işlem sonucu elde edilen malzemelerin (numune 1), Marmara Üniversitesi, Fizik Bölümü laboratuvarlarında ileri derecede oksijenle ısıtıl işlemi yapıldıktan sonra, ilgili numune (numune 2) için de yukarıda belirtilen incelemeler tekrarlanmaktadır. Ayrıca, her iki malzeme için de, soliton olarak adlandırılan Josephson girdaplarına ait serbest enerji, W_0 , girdabın merkezindeki alan, $H(0)$ ve girdabın kritik alan, H_{c1} değerlerinin de sıcaklıkla değişimi incelenmektedir.

Tezin ileriki bölümlerinde ise, doğrusal (d.c.) manyetik alan altında, manyetik alandaki artışın ve farklı oranlarda oksijenle katkılandırma işleminin, kritik geçiş ve paramanyetik Meissner sıcaklıkları üzerine etkisi, manyetik duygunluk-sıcaklık eğrileri ($\chi-T$) temel alınarak numune 3 ve numune 4 için incelenmektedir. Bunun yanı sıra, hava ortamında oksijenle ısıtıl işleme maruz kalmış numuneye (numune 4) ait 7 K'deki manyetizasyona karşı uygulanan manyetik alan ($M-H$) eğrisi yardımıyla, sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* 'ın mesafeyle değişimi de incelenmektedir.

Tezin en son aşamasında ise, M.Ü. Mühendislik Fakültesi, Metalurji ve Malzeme Mühendisliği Bölümünde elde edilen X-ışını kırınım desenleri (XRD) yardımıyla malzemenin kristal yapısı incelenmektedir.

Tez çalışmasının tümünde, malzemeye ait tüm hesaplamalar ve yorumlar, manyetizasyonun manyetik alanla değişim ($M-H$) ve manyetik duygunluğun sıcaklıkla değişim ($\chi-T$) grafikleri temel alınarak yapılmaktadır.

III.1.1. Manyetizasyonun Uygulanan Manyetik Alanla ($M-H$) Değişim Verilerinden Hesaplanan Fiziksel Parametreler

Simetri ve kırılmaları için fiziksel bir parametre olan sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* ve diğer ilgili tüm parametrelerin hesaplanması için gerekli olan, Josephson nüfuz derinliği, λ_j , plazma frekansı, f_p gibi tüm elektrodinamik parametrelerin elde edilmesinde $M-H$ eğrisi kullanılmaktadır. Ayrıca $M-H$ grafikleri yardımıyla, sırasıyla malzemeye ait alt ve üst kritik manyetik alan değerleri de, H_{c1} ve H_{c2} 'de tespit edilebilmektedir.

III.1.2. Manyetik Duygunluğun Sıcaklıkla($\chi-T$) Değişim Verilerinden Elde Edilen Fiziksel Parametreler

$\chi-T$ grafiği yardımıyla simetri ve kırılmaları, kritik Meissner geçiş sıcaklığı, T_c ve Paramanyetik Meissner Olayının maksimum olarak gözlemlendiği, T_{PMO} sıcaklıkları temel alınarak incelenmektedir.

III.1.3. Simetri ve Kırılmaları Bakımından Süperiletken Sistemin Analizi

Bölüm II.7' de de belirtildiği üzere, süperiletkenliğe geçiş ikinci dereceden bir faz geçişi olduğundan, geçişe sürekli bir simetri kırılması eşlik etmektedir. Süperiletken sistemdeki başlıca simetriler; X , sonlu kristallografik nokta grubu(örgü simetrisi); R , spin rotasyon simetri grubu; I , uzay inversiyon operasyonu; T , zaman geri-dönüşüm simetrisi ve $U(1)$, bir boyutlu global ayar simetrisidir. Söz konusu simetri ve kırılmaları ile ilgili bilgiler ise aşağıdaki gibidir:

- Örgü simetrisi, X süperiletken durumda sadece kristalografik bir yapı olarak değil, d-dalga simetrisi sayesinde sistemin kuantum mekaniksel birim hücrelerinde çift heliks (sarmal) şeklinde kendini gösteren kuantum mekaniksel bir dalga olarak da temsil edilebilmektedir. Söz konusu dalga, periyodu sonsuz olarak alınan bir soliton dalgasıdır.
- Spin rotasyon simetrisi, R manyetik olarak düzenli fazlarda [78] yani, faz koherensliğinin (eş fazlılık) olduğu sistemlerde kırılır. R simetrisinin, T_{PMO} 'da kırıldığı saptanmıştır. Bu sıcaklık, zaman geri dönüşüm simetrisinin kırıldığı nokta olarak da adlandırılmaktadır.
- Ağır fermiyonik süperiletkenlerde inversiyon simetrisi mevcut olmamasına rağmen [87], her iki bakır oksit katmanı arasındaki 45° 'lik faz farkı nedeniyle cıva bazlı yüksek sıcaklık süperiletkeninin sekiz katmandan oluşan kuantum mekaniksel birim hücrelerinde, inversiyon simetrisi korunmaktadır.
- Zaman geri dönüşüm simetrisi, T yörünge akımlarının yöneliminin değişimi nedeniyle, Paramagnetik Meissner Olayının maksimum olarak gözlemlendiği sıcaklık olan T_{PMO} 'da kırılır.
- Bir boyutlu global ayar simetrisi, $U(1)$ normal durumdan süperiletkenlik duruma geçiş sıcaklığı olan T_c 'de yani, d-dalga süperiletkenlik fazına geçiş esnasında kırılır [4,45].

Bu tezde, Hg-1223 süperiletkenine ait $\chi-T$ ve $M-H$ grafiklerinden yararlanılarak, çeşitli oranlarda oksijenle katkılanmış numunelere ait simetri ve kırılmaları detaylı olarak incelenmektedir. Yine aynı grafiklerden faydalanılarak, simetri ve kırılmaları, fiziksel bir nicelik olan sanki-parçacıkların etkin kütlesi (m^*) ile betimlenerek detaylı olarak araştırılmaktadır.

III.1.4. Etkin Kütle ve Faz Bağıntısı

Etkin kütle ve simetri kırılmaları arasında önemli bir ilişki [40] olduğundan, bu bölümde faz farkı bağıntısı yardımıyla etkin kütle için türetmeler yapılmaktadır. Süperiletkendeki faz farkı, uygulanan manyetik alana göre yazılabilmektedir. İlgili denklemler, düşük manyetik alanlar için Denklem (II.65)'de, yüksek manyetik alanlar için denklem (II.66)'da verilmiştir. Faz farkının birinci türevinden manyetik alan, ikinci türevinden ise süper akım yoğunluğu elde edilmektedir. Bilindiği üzere,

süper-akım süper-taşıyıcıların hızlarıyla orantılıdır. Yük taşıyıcılarının dalga vektörü, k 'ya göre türevi, etkin kütle kavramı, m^* a tekabül etmektedir [43].

Süperiletken sistem, koherent (eş fazlı) bir sistemdir ve bu sistemdeki tek değişken sıcaklık faktörüdür. İncelenen sistem için x değeri, Josephson nüfuz derinliği aralığında keyfi olarak seçilen sabit bir değer olarak alınmaktadır. Numuneye uygulanan dış manyetik alan da sabit olduğundan, farklı sıcaklık değerleri için hesaplanan Josephson nüfuz derinliği yardımıyla, faz farkı değerleri ve ilgili sıcaklıklar için faz farkının üçüncü türevinden etkin kütle değerleri hesaplanabilmektedir. Böylece, sistem için etkin kütlenin sıcaklıkla değişim karakteristiği elde edilebilmektedir.

Aşağıda sırasıyla, faz farkı, faz farkının birinci türevinden elde edilen manyetik alan ifadesi, manyetik alanın türevinden akım değeri ve akımın türevinden ya da başka bir deyişle fazın üçüncü türevinden elde edilen etkin kütle ifadesi verilmektedir. Bu tez çalışmasında, sıcaklık dışındaki tüm parametreler sabit olduğundan ilgili tüm ifadeler her bir sıcaklık değerindeki söz konusu nicelikleri vermektedir. Sırasıyla, düşük ve yüksek manyetik alanlarda geçerli faz farkı bağıntıları olan, II.65 ve II.66 denklemlerinden hareketle [9,26,31,32],

Düşük manyetik alanlarda $\varphi(x) = \varphi(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_j}\right)$ ve

Yüksek manyetik alanlarda $\varphi(x) = 4 \arctan\left[\exp\left(\frac{x}{\lambda_j}\right)\right]$

'dır. Faz farkının türevinden, kavşaktaki manyetik alan değeri (Denklem II.62) hesaplanmaktadır:

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \cdot \frac{d\varphi}{dx}$$

Faz farkının konuma göre ikinci, başka bir deyişle manyetik alanın konuma göre birinci türevinden, kavşak içindeki süper-akım (Denklem II.63) hesaplanabilir:

$$j_s = \frac{c}{4\pi} \frac{dH}{dx}$$

Süper-akımın konuma göre türevinden yani fazın konuma göre üçüncü türevinden ise sanki-parçacıkların etkin kütlesi hesaplanabilir. Belirtilen hesaplamalar yapılarak sanki parçacıkların etkin kütlesi için,

$$\frac{1}{m^*} = \frac{c\Phi_o}{8\pi^2 d} \frac{d^3 \varphi(x)}{dx^3} \quad (\text{III.1})$$

denklemini bulunabilir. Bu denklem “ONGUAS denklemi” olarak adlandırılmaktadır [45]. Denklemin adı, çalışma grubumuzun soy isimlerinden türetilmiştir.

Denklem (III.1)’de verilen, sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* ; m_{ab}^* , m_c^* , m_{pol}^* gibi tüm etkin kütle kavramlarını bünyesinde barındırmaktadır. Başka bir deyişle, etkin kütle kavramı bu şekilde tek bir niceliğe indirgenmektedir. Çünkü sistemin ab -düzlemleri arasında var olan elektromanyetik kuplaj nedeniyle, Hg-1223 sistemi tek bir dalga fonksiyonuyla betimlenebilen üç boyutlu Bose-Einstein yoğunlaşması sergilemektedir. Bu nedenden dolayı, sadece etkin kütle kavramı ile rölativistik sistemi betimlemek mümkün olmaktadır. Bu inceleme için ise, kritik akım yoğunluklarından m^* niceliğinin türetilmesi yapılmaktadır [43-45].

Tez ile ilgili deneysel verilerin incelenmesine geçilmeden önce, oksijenle ısıtma işlem süreçlerine kısaca değinilmesi ve sisteme oksijen katkısının etkilerinin irdelenmesi uygun olacaktır.

III.1.5. Oksijenle Isıl İşlem Süreçleri

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin keşfinden günümüze kadar birçok önemli teori, süperiletkenliğin doğasını açıklamaya çalışmıştır. Bu teorilerden birçoğu da cupratelerin temel elektronik yapısını inceleyen teorilerdir. Bu teoriler, kuvvetli elektron-korelasyonunun, sistemin elektronik yapısında önemli bir role sahip olduğunu söylemektedir [16]. Bu nedenle bu bölümde kısaca, süperiletken sistemin

elektronik yapısında son derece etkili rol oynayan oksijenle ısıl işlem süreçlerinin, cupratelerin bazı kritik temel özelliklerini nasıl etkilediğine değinilmektedir.

Bu tez çalışmasında kullanılan malzeme, cıva ailesinden olan $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ numunesidir. $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ yazılımdaki alt indisler, numunenin yani bileşiğin içerdiği elementlerin atomik tartı oranlarına göre (stokiyometrik) ifadelerini göstermektedir. Bu nedenle, incelenen numune kısaca Hg-1223 şeklinde yazılabilir. Burada, indisler cıvadan başlamak üzere sırasıyla ikincisi baryuma, üçüncüsü kalsiyuma dördüncüsü ise bakıra aittir. Bakıra ait olan indis, bileşiğin birim hücresinde kaç tane bakır oksit katmanı içerdiğini göstermektedir. İncelenen süperiletken sistem için bu indis üç olduğundan, sistemin üç tane bakır oksit katmanı içerdiği anlaşılmaktadır. Oksijene ait indis ise $8+x$ şeklindedir. x sembolü ise, oksijen katkısını ifade etmektedir. Bu tezin konusu olmamakla beraber, araştırmalar optimum olarak oksijenle katkılanırılmış numunelerde, oksijenin apikal oksijen olarak sisteme dahil olduğunu göstermektedir. İleri derecede oksijenle katkılanırmada ise oksijen, şebeke atomlarının arasına dâhil olmaktadır. Kısaca, oksijenle katkılanırma sonucu, oksijene ait indisteki x değeri değışmektedir.

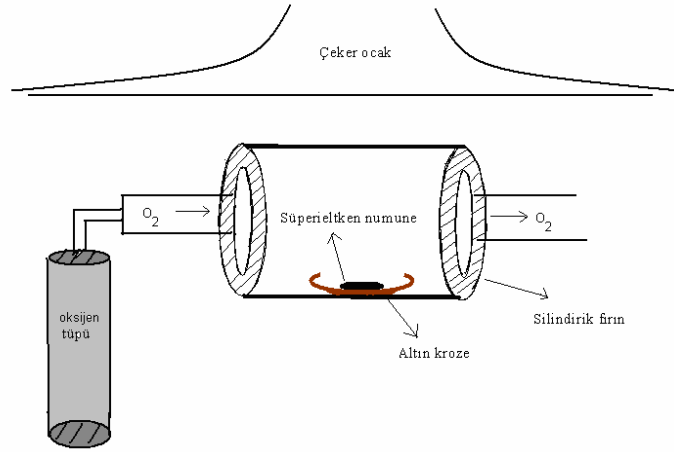
Hg-cuprate ailesine ait süperiletkenlerin, oksijenle katkılanırma işlemleri sonucu kritik geçiş sıcaklıklarında meydana gelen değışiklikler kısaca aşağıdaki gibidir.

- ✓ Hg içeren cuprate yüksek sıcaklık süperiletkenleri ailesi, Putilin tarafından keşfedilmiştir ($\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+x}$ (Hg-1201) için $T_c=94$ K) [88].
- ✓ Schiling ve arkadaşları, $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{7-x}$ (Hg-1212) ve $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ (Hg-1223) örneklerinin fazlarında T_c 'yi 134 K'e yükselttilmişlerdir [89].
- ✓ Normal atmosferik basınçta cıva cuprate polikristallerini oksijenle optimum olarak katkılanırmanın, boşluk konsantrasyonunu ve buna bağlı olarak kritik sıcaklığı artıracağı ($T_c=138$ K) ise ilk defa Onbaşlı ve arkadaşları tarafından saptanmıştır [15].

Hg-1223 süperiletkeninin optimum olarak oksijenle katkılanırılmış numunesinin ileri derecede ısıl işlemleri sonucu, kritik geçiş sıcaklığının yaklaşık 10 K kadar azalarak 136 K'den 126 K'e düştüğü ve akım yoğunluğu ile kritik manyetik alan değierlerinin de azaldığı saptanmıştır [90].

Şekil III.1'de, silindirik bir fırında süperiletken malzemenin oksijenle ısıl işlemi şeması verilmektedir. ısıl işlem süreci bağlamında, 3–5 gram civarındaki numune, altın bir kroze içine konulmaktadır. Altın kroze kullanılmasının nedeni, olabilecek

kontaminasyonu (kirliliği) önleyerek, sistemin asli özelliğini bozacak etkileri ortadan kaldırmaktır. M.Ü. Fizik Bölümü laboratuvarlarında yapılan oksijenasyon işlemlerinin her biri yaklaşık olarak 200-250 °C civarında 5'er saat sürmüştür.

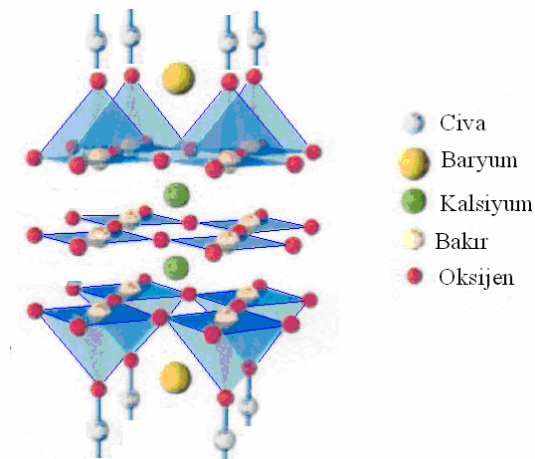


Şekil III.1. Oksijenle Isıl İşleminin Şematik Gösterimi

III.1.6. Hg-1223 Örneğinin Temel Özellikleri

Hg-1223 örneğinin başlıca özellikleri şunlardır:

- Normal atmosferik basınçta en yüksek Meissner kritik sıcaklığına, T_c sahiptir.
- Bakır-oksit katmanlı seramik süperiletkenidir (Şekil III.2).
- P4/mmm nokta grup simetrisine sahiptir.
- Yüksek akım yoğunluğuna, j_c sahiptir.
- Yüksek alt ve üst kritik manyetik alanlarına, H_{c1} ve H_{c2} ve termodinamik kritik alanına, H_c sahiptir.



- Düşük sıcaklıklarda üç boyutlu Bose-Einstein yoğunlaşması gerçekleşmektedir [47].

III.2. OPTİMUM OLARAK OKSİJENLE KATKILANDIRILMIŞ NUMUNE(NUMUNE 1) İÇİN $M-H$ VERİLERİNDEN ELDE EDİLEN PARAMETRELER

Deneysel olarak elde edilen manyetik momente karşı sıcaklık verileri yardımıyla, sisteme ait birçok özellik kolaylıkla yorumlanabilmektedir. Bu bölümde, öncelikle kritik geçiş sıcaklığı, 136 K olan optimum olarak oksijenle katkılandırılmış Hg-1223 numunesine (numune 1), c -eksenine paralel olarak, 1 Gauss'luk a.c. manyetik alan uygulanıp, Quantum Design MPMS-5S SQUID(Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı) magnetometre kullanılarak elde edilen hassas manyetik moment-sıcaklık ölçüm verileri kullanılmaktadır. İlgili manyetik moment-sıcaklık deneysel verilerinin ve dinamik histerisiz eğrilerinin (manyetizasyona karşılık uygulanan manyetik alan eğrileri) eldesi için gerekli SQUID deneyleri Florida State Üniversitesi'nde yapılmıştır.

Tez çalışmasının bu bölümünde öncelikle, simetri ve kırılmaları için önemli bir parametre olan sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* değerlerinin hesaplanması amaçlanmaktadır. Hesaplamalar için gerekli, elektrodinamik bir parametre olan Josephson nüfuz derinliği, λ_j değerleri, 46. ve 47. referanslardan alınmıştır. Numuneye ait Josephson nüfuz derinliği, λ_j , açılal plazma frekansı, ω_p , anizotropi faktörü γ , vb. elektrodinamik parametrelerin hesaplamaları için ise SQUID ile elde edilen dinamik histerisiz eğrileri kullanılmıştır. Süperiletken numunenin c -ekseni yönünde uygulanan 1 Gauss'luk manyetik alan, ab -düzleminde akan kritik akım yoğunluğu, j_c 'yi oluşturmakta ve bu akım yoğunlukları Bean Kritik Durum Modeli yardımıyla hesaplanmaktadır. Elde edilen j_c değerleri vasıtasıyla, yukarıda bahsedilen tüm elektrodinamik değerler hesaplanabilmektedir. Termodinamik kritik manyetik

alan, H_c yardımıyla ise süperiletkenlik yoğunlaşma enerjisi, E_b hesaplanabilmektedir.

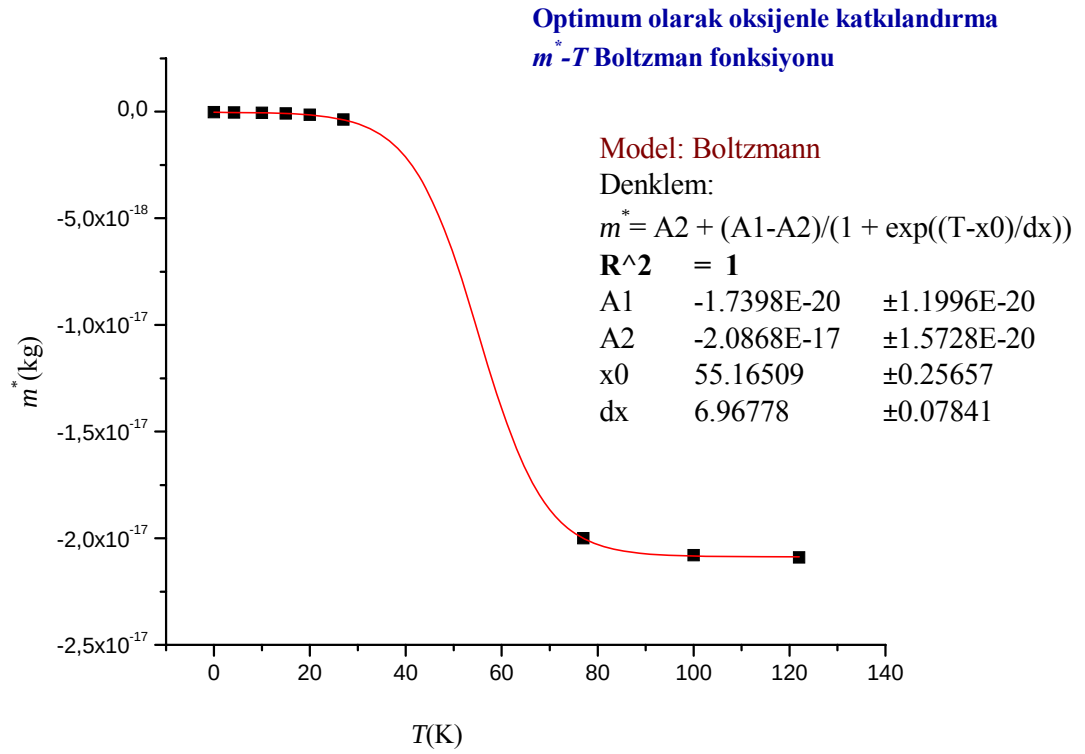
Bu numune için, tüm elektrodinamik hesaplamalar H_{c1} 'de yapıldığından, düşük manyetik alan değerlerinde kullanılan faz farkı denklemiyle etkin kütleler hesaplanabilir. Josephson nüfuz derinliği $0,575\mu\text{m}$ - $5,75\mu\text{m}$ aralığında değiştiğinden [46,47], ilgili tüm işlemlerde en küçük nüfuz derinliği değeri temel alınarak $x = 0,3\mu\text{m}$ gibi sabit bir değer olarak seçilmiştir. Böylece, söz konusu aralıkta seçilen sabit x değeri için sıcaklığın etkin kütle üzerine etkisi incelenebilmektedir.

Denklem $\frac{1}{m^*} = \frac{c\Phi_0}{8\pi^2 d} \frac{d^3 \varphi(x)}{dx^3}$ 'ye göre hesaplanan sanki parçacıkların etkin kütlesinin sıcaklıkla değişimi Tablo III.1'de verilmektedir.

Tablo III.1 Numune 1 İçin Sanki Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişimi

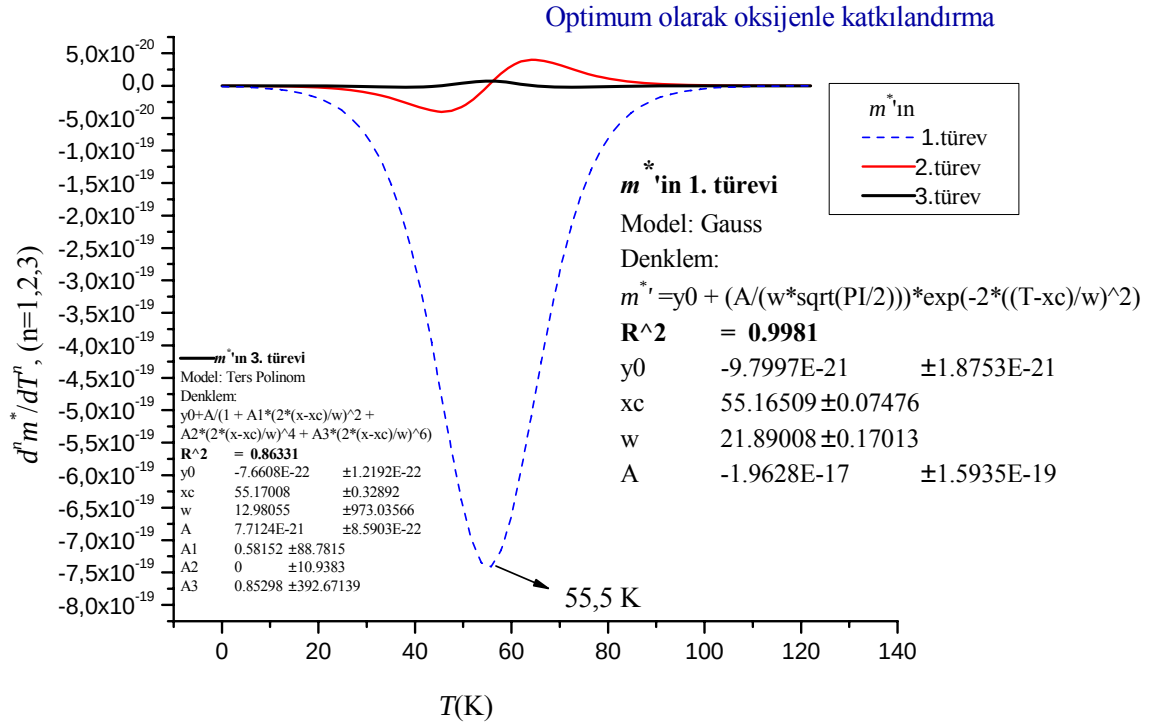
Sıcaklık (K)	m^* (kg)
0	$-2,59 \times 10^{-20}$
4,2	$-3,22 \times 10^{-20}$
10	$-4,96 \times 10^{-20}$
15	$-8,24 \times 10^{-20}$
20	$-1,49 \times 10^{-19}$
27	$-3,76 \times 10^{-19}$
77	$-2,00 \times 10^{-19}$
100	$-2,08 \times 10^{-17}$
122	$-2,09 \times 10^{-17}$

m^* 'ın sıcaklıkla değişim grafiği Şekil III.3'de verilmektedir.



Şekil III.3 Numune 1 için Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyan Matematiksel Fonksiyonu

Şekil III.3'den de görüleceği üzere, 27 K'den daha düşük ve 77 K'den daha yüksek sıcaklıklarda sanki-parçacıkların etkin kütlesinin sıcaklıkla değişimi neredeyse sabittir. Değerlerdeki ani bir değişim ise, 27–77 K değerleri arasında meydana gelmektedir. Sanki-parçacıkların etkin kütlesindeki bu ani değişimin, hangi sıcaklıkta meydana geldiğinin saptanması için m^*-T fonksiyonunun türevi alınarak, türevin yön değiştirdiği sıcaklık belirlenmektedir. Bu işlem için, Origin 7.5 grafik programı kullanılmaktadır.



Şekil III.4. Numune 1 için Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesinin Sıcaklığa Göre Birinci, İkinci ve Üçüncü Türevleri.

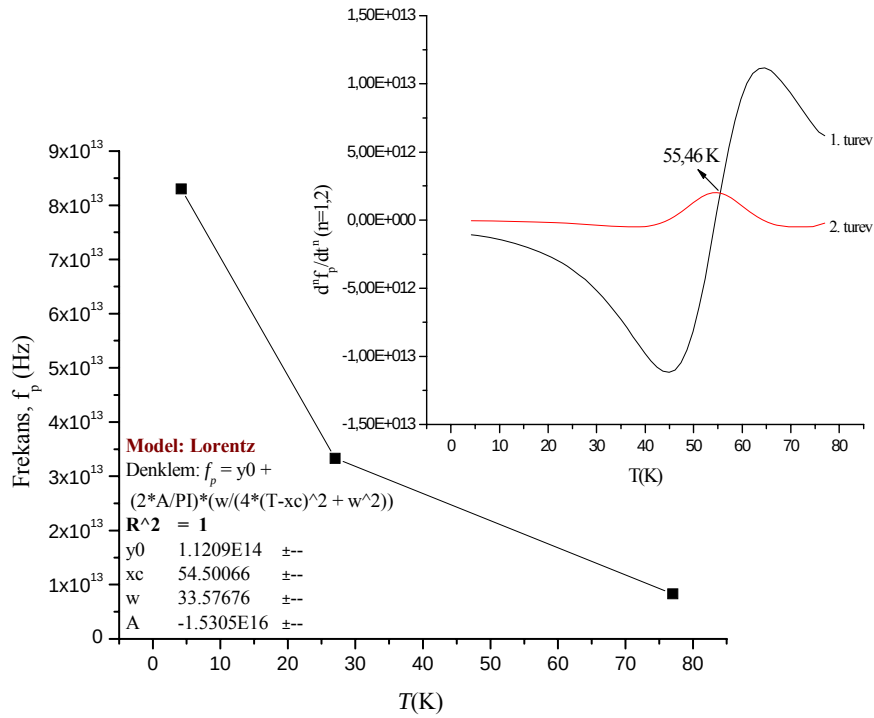
Şekil III.4'den de görüleceği üzere, sanki-parçacıkların etkin kütlesinin sıcaklığa göre birinci türevi yaklaşık 55 K'de bir maksimum(verteks) değere ulaşmaktadır. İkinci ve üçüncü türevlerde ise bu sıcaklık civarında bir salınım görülmektedir. Yaklaşık 55 K'de elde edilen bu vertex, sistemde oluşan gravitasyonel bir alanın varlığını işaret etmektedir. İlk kez bu doktora tezinde, faza hassas bir hesap sonucu saptanan sanki parçacıkların etkin kütlesinin sıcaklığa göre türevlerinde belirlenen bu vertex, süperiletkenlerdeki gravitasyonel çekime işaret etmesi nedeniyle çok büyük bir öneme sahiptir. m^* 'in dördüncü yani fazın yedinci türevinde ise sistem sıcaklık dahil dış etkilere etkilenebilmektedir ve sıfır değerinde sabit kalmaktadır.

Elektromanyetik dalgaların gravitasyonel alan etkisi altında kızıl-ötesi bölgeye kaydığı bilgisi 1960'ların başından beri bilinmektedir [91,92] Bu nedenle, sistemin plazma frekansının bu bakımdan incelenmesi oldukça gereklidir. Tablo III.2'de H_{c1} değerinde elde edilen plazma frekansı ω_p ($\omega_p = \frac{c}{\lambda_j}$) değerleri verilmektedir [46,47].

Tablo III.2. Numune 1 İçin Hesaplanan Plazma Frekansı Değerleri.

$T(K)$	ω_p (rad/sn)	$f_p(Hz)$
4.2	$5,217 \times 10^{14}$	$8,3 \times 10^{13}$
27	$2,09 \times 10^{14}$	$3,33 \times 10^{13}$
77	$5,217 \times 10^{13}$	$8,3 \times 10^{12}$

Elde edilen plazma frekansı değerleri, düşük sıcaklıklarda kızıl-ötesi(infrared) bölgede iken sıcaklık artarken mikrodalga bölgeye kaymaktadır. Plazma frekansının sıcaklıkla değişim grafiği ve bu grafiğe uyan rezonans durumlarını tanımlayan Lorentz fonksiyonundan [93] hareketle elde edilen türevler, Şekil III.5’de verilmektedir. İlgili tüm grafikler Origin Lab. 7.5 grafik programıyla çizilmektedir.



Şekil III.5. Numune 1 İçin Plazma Frekansının Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Bu Grafiğin Uyduğu Lorentz Fonksiyonunun Sıcaklığa Bağlı 1. ve 2. Türevi.

Şekil III.5’deki grafikte de görüldüğü üzere, sistemin tümünü betimleyen eğri $55,46$ K’de bir dönüm noktasına sahiptir.

Süper taşıyıcıların yoğunluğu, n_s ve ab -düzlemindeki nüfuz derinliği, λ_{ab} sırasıyla, $n_s = \frac{\omega_p^2 \cdot \epsilon_o m^*}{e^2}$ ve $\lambda_{ab} = \frac{\lambda_c}{\gamma}$ denklemleri kullanılarak hesaplanabilmektedir. Nüfuz derinliği hesabında $\lambda_j \approx \lambda_c$ olarak alınmaktadır. Tüm hesaplamalarda gerekli olan elektrodinamik parametrelerin sayısal değerleri 46 ve 47 referanslarından alınmaktadır.

Denklem $\frac{1}{\lambda_{ab}^2} = \frac{\mu_o e^2 n_s}{m_{ab}^*}$ ve n_s ile λ_{ab} değerleri yardımıyla ab -düzlemindeki etkin kütle, m_{ab}^* değerleri hesaplanabilmektedir. Hg-1223 numunesindeki c -ekseni boyunca olan etkin kütle, m_c^* değerleri ise $\gamma = \sqrt{\frac{m_c^*}{m_{ab}^*}}$ formülü ile hesaplanmaktadır. Buradaki hesaplamalar için sanki parçacıkların etkin külesinin mutlak değeri alınmaktadır.

Düzlemdeki nüfuz derinliği, λ_{ab} , düzlemdeki etkin kütle, m_{ab}^* , c -eksenindeki etkin kütle, m_c^* ve süperiletkenlik yük taşıyıcı yoğunluğu, n_s 'nin sıcaklıkla değişim değerleri Tablo III.3'de verilmektedir. İlgili tabloda gösterilen tüm fiziksel nicelikler ile yapılan hesaplamalar, iki sıcaklık değeri için Ek-E'de örneklendirilmektedir.

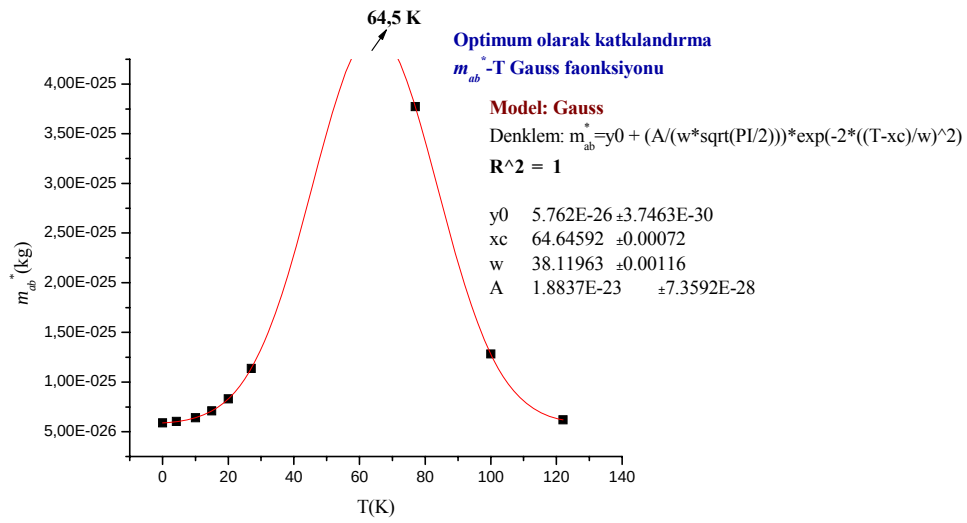
Tablo III.3 Numune 1 İçin Düzlemdeki Nüfuz Derinliği, λ_{ab} , Düzlemdeki Etkin Kütle, m_{ab}^* , c -Eksenindeki Etkin Kütle, m_c^* ve Süperiletkenlik Yük Taşıyıcı Yoğunluğu, n_s 'nin Sıcaklıkla Değişimi.

T (K)	λ_{ab} (m)	m_{ab}^* (kg)	m_c^* (kg)	n_s (m ⁻³)
0	$7,937 \times 10^{-10}$	$5,888 \times 10^{-26}$	$27,92 \times 10^{-21}$	$6,687 \times 10^{35}$
4,2	$7,887 \times 10^{-10}$	$6,020 \times 10^{-26}$	$31,992 \times 10^{-21}$	$7,526 \times 10^{35}$
10	$7,921 \times 10^{-10}$	$6,408 \times 10^{-26}$	$4,640 \times 10^{-20}$	$8,848 \times 10^{35}$
15	$7,916 \times 10^{-10}$	$7,088 \times 10^{-26}$	$7,740 \times 10^{-20}$	$1,016 \times 10^{36}$
20	$7,912 \times 10^{-10}$	$8,30 \times 10^{-26}$	$14,552 \times 10^{-20}$	$1,167 \times 10^{36}$
27	$7,891 \times 10^{-10}$	$11,368 \times 10^{-26}$	$37,324 \times 10^{-20}$	$1,419 \times 10^{36}$
77	$7,887 \times 10^{-10}$	$37,72 \times 10^{-26}$	$20,044 \times 10^{-18}$	$4,713 \times 10^{36}$
100	$7,887 \times 10^{-10}$	$12,82 \times 10^{-26}$	$6,988 \times 10^{-18}$	$4,515 \times 10^{36}$
122	$7,887 \times 10^{-10}$	$6,188 \times 10^{-26}$	$3,904 \times 10^{-18}$	$2,796 \times 10^{36}$

Tablo III.3'de görüldüğü üzere, ab -düzlemindeki nüfuz derinliği, λ_{ab} süperiletken katmanlar (ab -düzlemleri) arasındaki yalıtkan katman kalınlığı

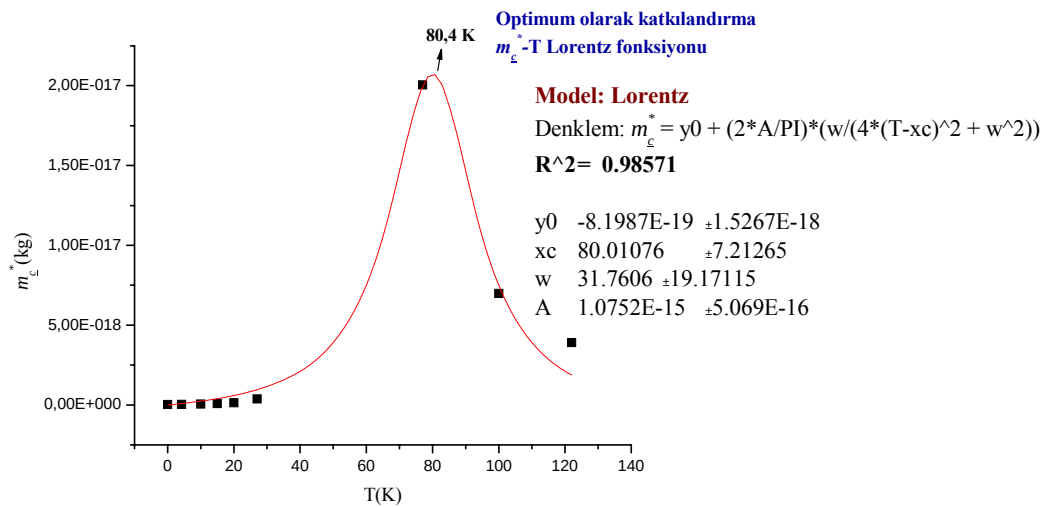
($d = \frac{c}{2} = 7,887 \times 10^{-10} \text{ m}$) ile yaklaşık olarak (en fazla %0,7'lik hata) aynıdır, $\lambda_{ab} \approx d$ [24].

Düzlemdeki etkin kütle, m_{ab}^* ise üstel olarak aynı olmasına rağmen 27–77 K arası ani bir değişim göstermektedir. Şekil III.6'da ise m_{ab}^* 'nin sıcaklıkla değişim grafiği verilmiştir.



Şekil III.6 Numune 1 için m_{ab}^* 'in Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Gauss Fonksiyonu

m_c^* 'nin sıcaklıkla değişim grafiği Şekil III.7'de verilmektedir.



Şekil III.7 Numune 1 için m_c^* 'in Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Lorentz Fonksiyonu

Şekil III.6 ve Şekil III.7'ye göre düzlemdeki, m_{ab}^* kütlesi ile c -ekseni boyunca olan m_c^* kütleleri sırasıyla 64,5 ve 80,4 K sıcaklıklarında bir maksimum değere ulaşmakta, daha sonra da azalmaktadırlar.

Süperiletkenliğin meydana geldiği bakır oksit katmanlarındaki kuplaj oldukça zayıf olduğundan, $m_c^* \gg m_{ab}^*$ durumu gözlemlenmektedir. Çünkü düzlemdeki anizotropi, c -ekseni yönündeki anizotropiden oldukça küçüktür.

Hg-1223 cuprate süperiletkenleri gibi birçok yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde yük taşıyıcıları elektron boşluklarıdır. Elektron boşluğu yoğunluğu yani süperiletkenlik yük taşıyıcı yoğunluğu, n_s ile T_c arasında önemli bir bağ söz konusudur. Başka bir deyişle, optimum olarak oksijenle katkılandırma, taşıyıcı yük yoğunluğunu optimum düzeyine çıkararak kritik geçiş sıcaklığını maksimum bir değere yükseltmektedir. Optimum olarak oksijenle katkılandırılmış numune için n_s değeri yaklaşık olarak 10^{36} m^{-3} olarak tespit edilmektedir ve 0 ile 122 K arasında üstel olarak 10 kat artmaktadır.. Maksimum T_c sıcaklığı ise $n=n_{opt}$ halinde gözlemlenmektedir. Optimum düzeyden daha az veya daha çok oksijen katkısı ise T_c 'yi olumsuz yönde etkileyerek, düşürmektedir [90,94].

Josephson Girdapları(Solitonlar) ile İlgili Hesaplamalar

Optimum olarak oksijenle katkılandırılmış numune için, sonsuz bir kavşaktaki ($L \gg \lambda_j$) her bir Josephson girdabının(soliton) serbest enerjisi, W_o

($W_o = \frac{4\Phi_o j_c}{\pi c} \lambda_j$), girdabın merkezindeki alan, $H(0)$ ($H(0) = \frac{\Phi_o}{\pi \lambda_j d}$) ve kritik alan,

$\underline{H}_{cl}$ ($\underline{H}_{cl} = \frac{2\Phi_o}{\pi^2 \lambda_j d}$) değerleri hesaplanmış olup, ilgili veriler Tablo III.4' de

sunulmaktadır.

Tablo III.4 Numune 1 İçin Sonsuz Bir Kavşaktaki Her Bir Josephson Girdabının Serbest Enerjisi, W_o Girdabın Merkezindeki Alan, $H(0)$ ve Alt Kritik Alan Değeri, $\underline{H}_{cl}$ 'in Sıcaklıkla Değişim Tablosu

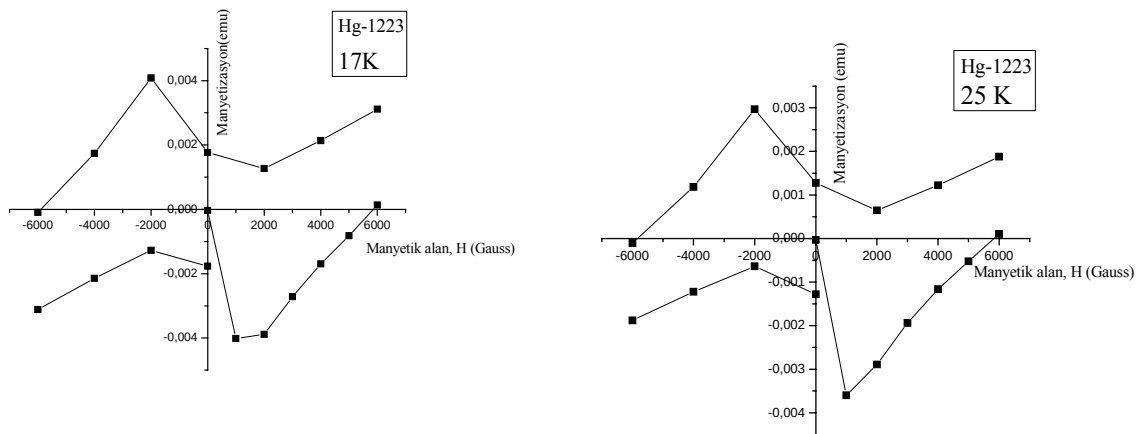
Sıcaklık (K)	$W_o(\text{Joule/m})$	$H(0)(\text{Tesla})$	$\underline{H}_{cl}(\text{Tesla})$
4,2	$50,43 \times 10^{-19}$	1,444	0,92
27	$20,31 \times 10^{-19}$	0,583	0,371
77	$5,043 \times 10^{-19}$	0,144	0,092

Josephson kavşağı için elde edilen H_{c1} değerleri, $M-H$ grafiklerinden [95]. elde edilen sistemin alt ve üst kritik manyetik alan değerleri olan H_{c1} ve H_{c2} değerleri (Ek D) ile Bölüm IV’de kıyaslanmaktadır.

III.3. İLERİ DERECEDE OKSİJENLE KATKILANDIRILMIŞ NUMUNE(NUMUNE 2) İÇİN $M-H$ VERİLERİNDEN ELDE EDİLEN PARAMETRELER

Bu bölümde öncelikle, III.2 bölümünde incelenen örneğin, iki ya da daha fazla oksijenle ısıtılma sürecinden geçmesi suretiyle elde edilen ileri derecede oksijenle katkılandırılmış numunesine ait özelliklerin, numunenin sanki-parçacıkların etkin kütlesi bakımından incelenmesi yapılmaktadır. İlgili veriler Kammerling Onnes laboratuvarında elde edilmiştir. Bu numuneye (numune 2) ait kritik geçiş sıcaklığı ise $T_c=126$ K’dir [90].

Plazma frekansı gibi elektrodinamik parametreler, Şekil III.8’de verilen manyetizasyonun uygulanan manyetik alanla değişim eğrilerinden hesaplanmaktadır. Tüm hesaplamalar, Bean kritik durum modelinin geçerli olabilmesi için H_{c1} değerinden biraz daha küçük bir manyetik alan değerinde yapılmaktadır.



Şekil III.8. 17 ve 25 K Sıcaklıkları İçin Elde Edilen Manyetik Histerisiz Eğrileri (Manyetik Momentin Uygulanan Manyetik Alan ve Yönüyle Değişimi)

III.2 bölümünde optimum olarak katkılandırılmış numune için yapılan hesaplamalara benzer olarak, ileri derecede oksijenle katkılandırılmış bu numune (numune2) için elde edilen etkin kütle hesaplamaları, düşük manyetik alanlar için geçerli faz farkı denklemi (Denklem II.65) yardımıyla yapılmakta olup, elde edilen değerlerin karşılaştırılması amacıyla, x değeri tekrar $0,3\mu m$ olarak alınmaktadır. Tablo III.5a ve Tablo III.5b’de, sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* , değerlerinin hesaplanmasında gerekli olan Josephson nüfuz derinliği, λ_j

($\lambda_j \equiv \lambda_c = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_c d}}$) değerleri ve m^* değerlerinin sıcaklıkla değişim değerleri verilmektedir.

Tablo III.5 Numune 2 için **a)** Josephson Nüfuz Derinliği, λ_j Değerleri ve **b)** Sanki Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* ’ın Sıcaklıkla Değişim Değerleri

a)

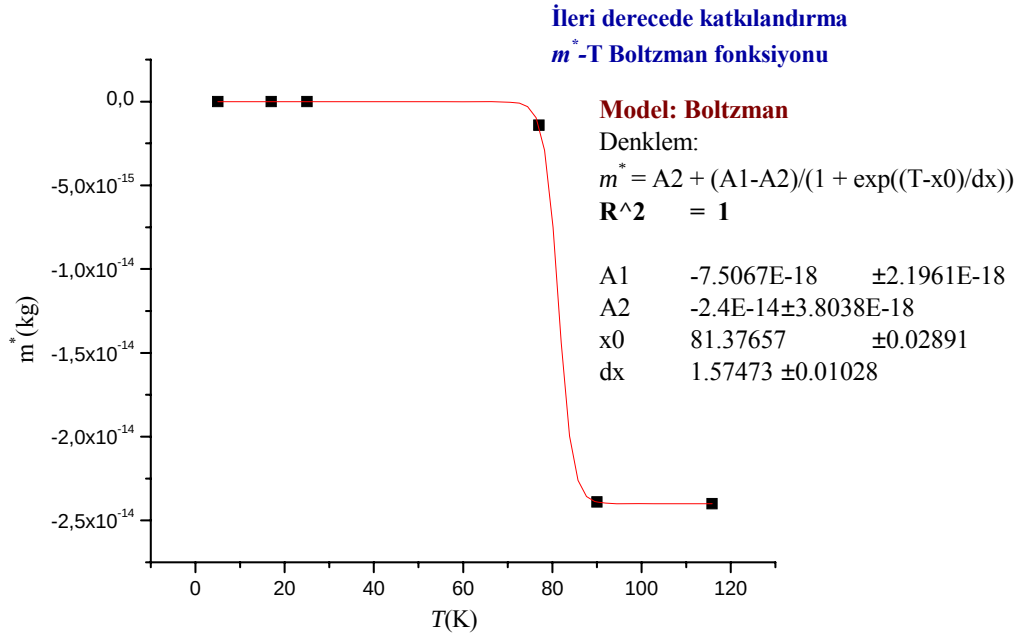
Sıcaklık(K)	$\lambda_j (\mu m)$
5	$3,05 \times 10^{-6}$
17	$4,42 \times 10^{-6}$
25	$4,73 \times 10^{-6}$
77	$2,38 \times 10^{-5}$
90	$6,19 \times 10^{-5}$

b)

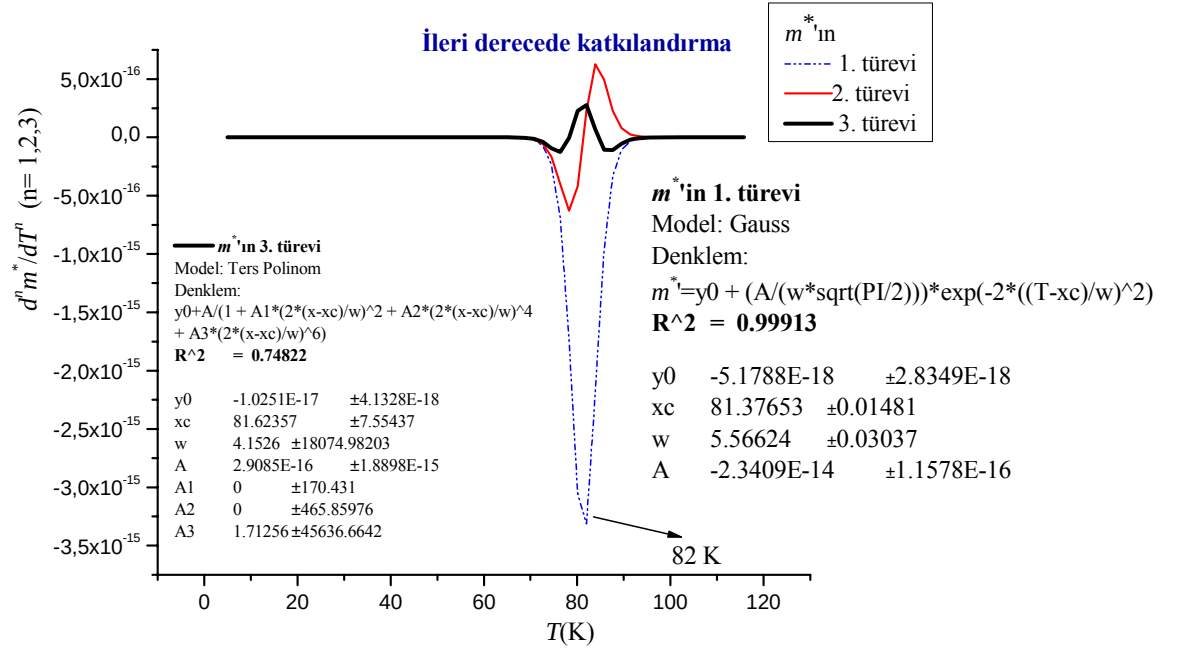
Sıcaklık(K)	$m^* (kg)$
5	$-3,14 \times 10^{-18}$
17	$-9,28 \times 10^{-18}$
25	$-1,01 \times 10^{-17}$
77	$-1,41 \times 10^{-15}$
90	$-2,39 \times 10^{-14}$
116	$-2,40 \times 10^{-14}$

Sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* -sıcaklık grafiği Şekil III.9’da verilmektedir.

Deneysel verilere uyan eğrinin türevi alınarak etkin kütleinin yön değiştirdiği sıcaklığın tespit edilebilmesi mümkündür. Bu bağlamda, Şekil III.10’da, ileri derecede oksijenle katkılandırılmış numuneye ait sanki-parçacıkların etkin kütleinin sıcaklığa göre birinci, ikinci ve üçüncü türevlerini gösteren grafik verilmektedir.



Şekil III.9 Numune 2 için Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesi, m^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiğine Uyan Fonksiyonunun Grafiği ve Denklemi.



Şekil III.10 Numune 2 İçin Sanki-Parçacıkların Etkin Kütlesinin Birinci, İkinci ve Üçüncü Türevleri

Şekil III.10'daki grafikten de görüleceği üzere, m^* 'in sıcaklığa bağlı birinci türevi 82 K'de bir maksimum(verteks) vermekte ve diğer türevlerinde ise bu sıcaklık civarında bir salınım meydana gelmektedir.

Bu numuneye ait ilgili plazma frekans değerleri ($\omega_p = c/\lambda_j$) Tablo III.6'da verilmektedir.

Tablo III.6. Numune 2 İçin Hesaplanan Plazma Frekans Değerleri

T(K)	ω_p (rad/sn)	f_p (Hz)
5	$9,8 \times 10^{13}$	$1,56 \times 10^{13}$
17	$6,79 \times 10^{13}$	$1,08 \times 10^{13}$
25	$6,28 \times 10^{13}$	1×10^{13}
77	$1,26 \times 10^{13}$	2×10^{12}
90	$4,84 \times 10^{12}$	$7,7 \times 10^{11}$

Mikrodalga bölgeden infrared bölgeye geçiş sıcaklığı Tablo III.6'da da görüleceği üzere 25-77 K sıcaklıkları arasında bir değerdedir. Başka bir deyişle, bu numune için verteksin görüldüğü sıcaklık ile plazma frekansının infrarede kaydığı sıcaklık değerleri birbirinden farklıdır.

Düzlemdeki nüfuz derinliği, λ_{ab} ; düzlemdeki etkin kütle, m_{ab}^* ; c -eksenindeki etkin kütle, m_c^* ve süperiletkenlik yük taşıyıcı yoğunluğu, n_s 'nin çeşitli sıcaklıklardaki değerleri, Tablo III.7'de verilmektedir.

Süper taşıyıcıların yoğunluğu, n_s ve ab -düzlemindeki nüfuz derinliği, λ_{ab} sırasıyla, $n_s = \frac{\omega_p^2 \cdot \epsilon_o m^*}{e^2}$ ve $\lambda_{ab} = \frac{\lambda_c}{\gamma}$ denklemleri kullanılarak hesaplanabilmektedir. Nüfuz derinliği hesabında $\lambda_j \approx \lambda_c$ olarak alınmaktadır.

Denklem $\frac{1}{\lambda_{ab}^2} = \frac{\mu_o e^2 n_s}{m_{ab}^*}$ ve n_s ile λ_{ab} değerleri yardımıyla ab -düzlemindeki

etkin kütle, m_{ab}^* değerleri hesaplanabilmektedir. m_c^* değerleri ise $\gamma = \sqrt{\frac{m_c^*}{m_{ab}^*}}$ formülü ile hesaplanmaktadır. İlgili hesaplamalar için etkin kütle değerlerinin mutlak değerleri kullanılmaktadır.

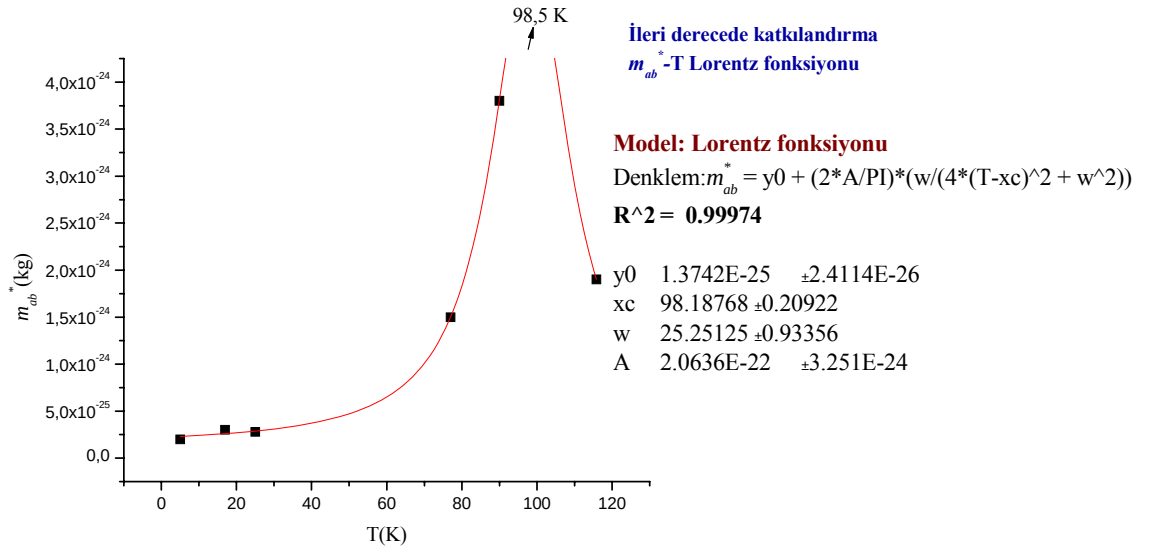
Tablo III.7 Düzlemdeki Nüfuz Derinliği, λ_{ab} , Düzlemdeki Etkin Kütle, m_{ab}^* , c-eksenindeki Etkin

Kütle, m_c^* ve Süperiletkenlik Yük Taşıyıcı Yoğunluğu, n_s , 'nin Sıcaklıkla Değişimi Değerleri

Sıcaklık (K)	λ_{ab} (m)	m_{ab}^* (kg)	m_c^* (kg)	n_s (m ⁻³)
5	$7,876 \times 10^{-10}$	$20,08 \times 10^{-26}$	$31,32 \times 10^{-19}$	$2,61 \times 10^{36}$
17	$7,878 \times 10^{-10}$	$30,32 \times 10^{-26}$	$9,52 \times 10^{-18}$	$3,79 \times 10^{36}$
25	$7,887 \times 10^{-10}$	$27,6 \times 10^{-26}$	$9,92 \times 10^{-18}$	$3,45 \times 10^{36}$
77	$7,888 \times 10^{-10}$	$15,40 \times 10^{-25}$	$14,02 \times 10^{-16}$	$1,92 \times 10^{37}$
90	$7,899 \times 10^{-10}$	$38,92 \times 10^{-25}$	$23,92 \times 10^{-15}$	$4,85 \times 10^{37}$
116	$7,899 \times 10^{-10}$	$19,12 \times 10^{-25}$	$5,80 \times 10^{-16}$	$6,71 \times 10^{37}$

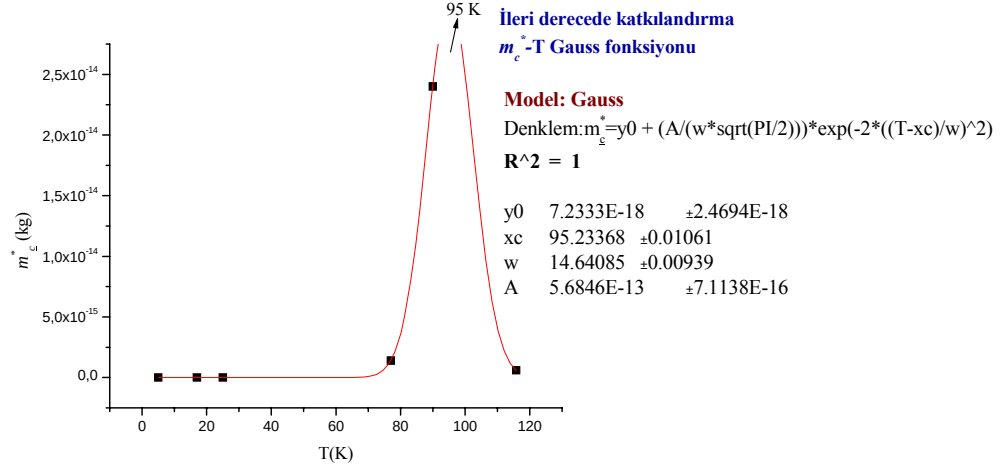
Bölüm III.2’de incelenen optimum olarak oksijenle katkılandırılmış numune için de elde edildiği gibi, ileri derecede oksijenle katkılandırılmış bu örnekte de $\lambda_{ab} \approx d$ eşitliği elde edilmektedir (en fazla %0,2’lik hata).

m_{ab}^* 'nin sıcaklıkla değişim grafiği Şekil III.11’de verilmektedir.



Şekil III.11 Numune 2 İçin m_{ab}^* ’ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Lorentz Fonksiyonu

m_c^* 'nin sıcaklıkla değişim grafiği Şekil III.12’de verilmektedir.



Şekil III.12 Numune 2 İçin m_c^* 'ın Sıcaklıkla Değişim Grafiği ve Uyduğu Gauss Fonksiyonu

$m_c^* \gg m_{ab}^*$ durumu, ileri derecede katkılandırılmış numune içinde sağlanmaktadır. Optimum olarak oksijenle katkılandırılmış numuneden farklı olarak, ileri derecede katkılandırma c -ekseni yönündeki anizotropi faktörünü artırarak, m_c^* değerini arttırmaktadır.

Bölüm III.2'de görüldüğü üzere, Hg-1223 süperiletkeni için optimum taşıyıcı yoğunluğu $n_{opt}=10^{36} \text{ m}^{-3}$ mertebesinde tespit edilmiştir. Bu durum, ileri derecede oksijenle katkılandırılmış numune 2 ile kıyaslandığında, taşıyıcı yoğunluğunun üstel olarak 10 kat artarak T_c 'yi olumsuz yönde etkilediği sonucuna varılmaktadır.

İleri derecede katkılandırma sonucu, ortamdaki oksijen miktarı artmakta ve bunun sonucu olarak, oksijen ortamdaki elektronları tutarak elektron boşluğu konsantrasyonunu arttırmaktadır. Bu durum, oluşacak olası elektron çiftleri sayısını, başka bir deyişle sanki parçacıkların sayısını azaltmaktadır. Bu da, etkin kütle değerini azaltıcı yönde etki yapmaktadır.

Josephson Girdapları(Solitonlar) ile İlgili Hesaplamalar

İleri derecede oksijenle katkılandırılmış numune için, sonsuz bir kavşaktaki ($L \gg \lambda_j$) her bir Josephson girdabının serbest enerjisini, W_o ($W_o = \frac{4\Phi_o j_c}{\pi c} \lambda_j$);

girdabın merkezindeki alanı, $H(0)$, $(H(0) = \frac{\Phi_o}{\pi\lambda_j d})$ ve kritik alan değerleri, $\underline{H}_{cl}$

$(\underline{H}_{cl} = \frac{2\Phi_o}{\pi^2\lambda_j d})$ ile ilgili veriler Tablo III. 8’ de verilmektedir.

Tablo III.8 Sonsuz Bir Kavşaktaki Her Bir Josephson Girdabının Serbest Enerjisi, W_o , Girdabın Merkezindeki Alan, $H(0)$ ve Alt Kritik Alan Değeri, $\underline{H}_{cl}$ ’nın Sıcaklıkla Değişim Değerleri

Sıcaklık (K)	W_o (Joule/m)	$H(0)$ (Tesla)	$\underline{H}_{cl}$ (Tesla)
5	$8,961 \times 10^{-19}$	0,267	0,17
17	$6,551 \times 10^{-19}$	0,188	0,12
25	$6,139 \times 10^{-19}$	0,173	0,11
77	$1,211 \times 10^{-19}$	0,031	0,02
90	$0,469 \times 10^{-19}$	0,013	0,008

Tablodan da görüleceği üzere, sıcaklık sıvı helyum sıcaklığından sıvı hava sıcaklığına yaklaştıkça, enerji değerleri mor ötesi bölgeden görünür bölgeye doğru kaymaktadır.

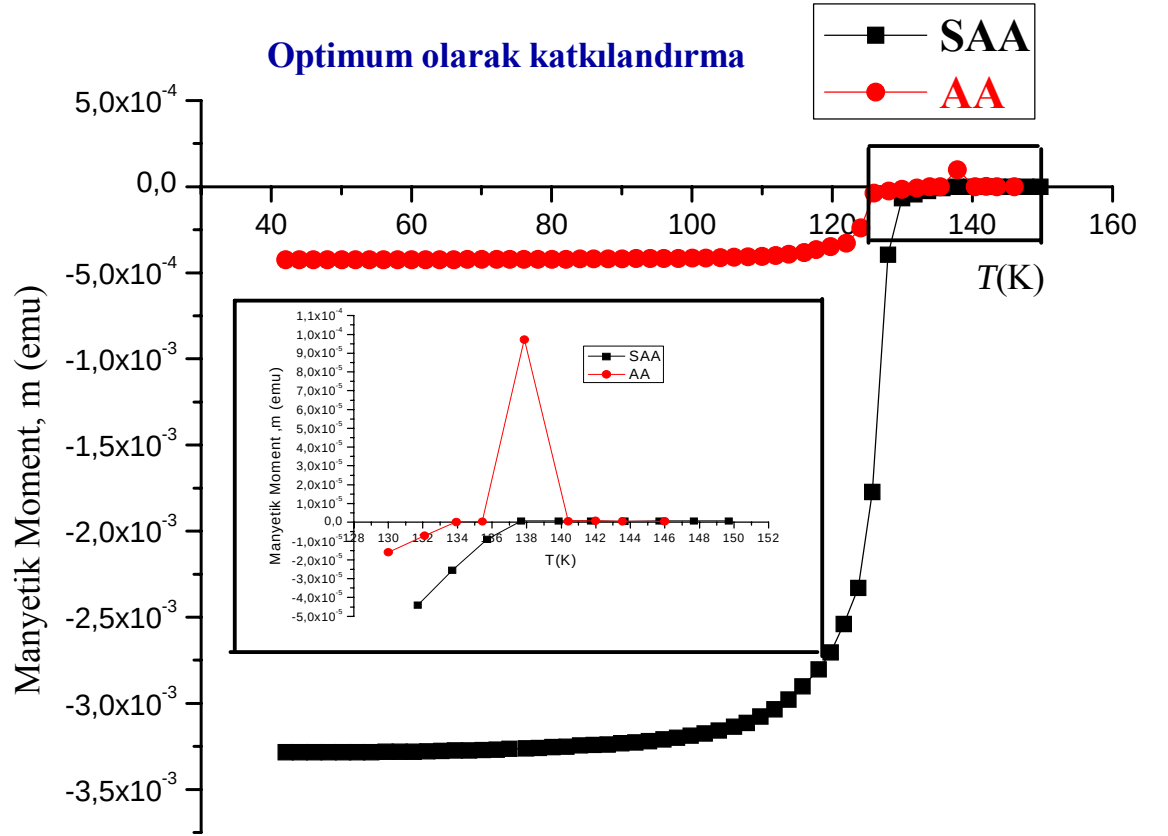
Josephson kavşağı için elde edilen $\underline{H}_{cl}$ değerleri, M - H grafiklerinden elde edilen sistemin alt ve üst kritik manyetik alan değerleri olan H_{c1} ve H_{c2} değerleri (Ek D) ile kıyaslaması Bölüm IV’de yapılacaktır.

III.4. MANYETİK ALANDAKİ ARTIŞIN VE OKSİJENLE FARKLI ORANLARDA KATKILANDIRMANIN ETKİLERİNİN İNCELENMESİ

Bu bölümde, optimum olarak katkılandırılmış numune (numune 3) için 1 Gauss’luk d.c. manyetik alan altında, hava ortamında oksijenle katkılandırılmış numune (numune 4) için ise 10 Gauss’luk d.c. manyetik alan altında elde edilen manyetik moment-sıcaklık değerlerinin incelenmesi ve PMO, T_c , simetri ile simetri kırılmaları bakımından kıyaslanması yapılmaktadır.

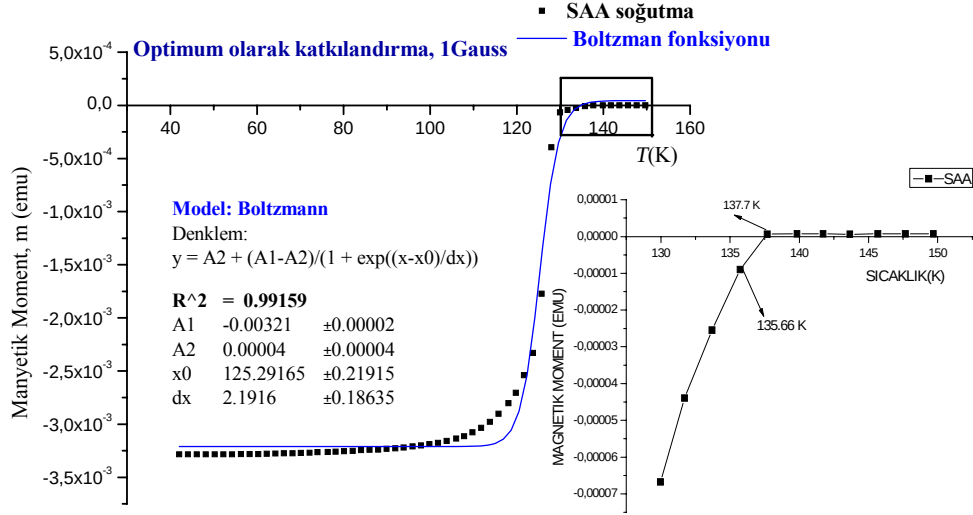
III.4.1. Optimum olarak oksijenle katkılandırılmış numune (numune 3) için 1 Gaussluk d.c. manyetik alan altında elde edilen deneysel veriler

Bu bölümde, optimum olarak oksijenle katkılandırılmış Hg-1223 örneği (numune 3) için 1 Gauss'luk d.c. manyetik alan altında elde edilen manyetik moment-sıcaklık deneysel verileri incelenmektedir. Elde edilen manyetik moment-sıcaklık grafiği ise Şekil III.13'de verilmektedir. Grafikteki kırmızı eğri, alan altında (AA), siyah eğri ise sıfır alan altında (SAA) soğutulduğunda, numunenin manyetik momentinin sıcaklıkla değişimini göstermektedir.



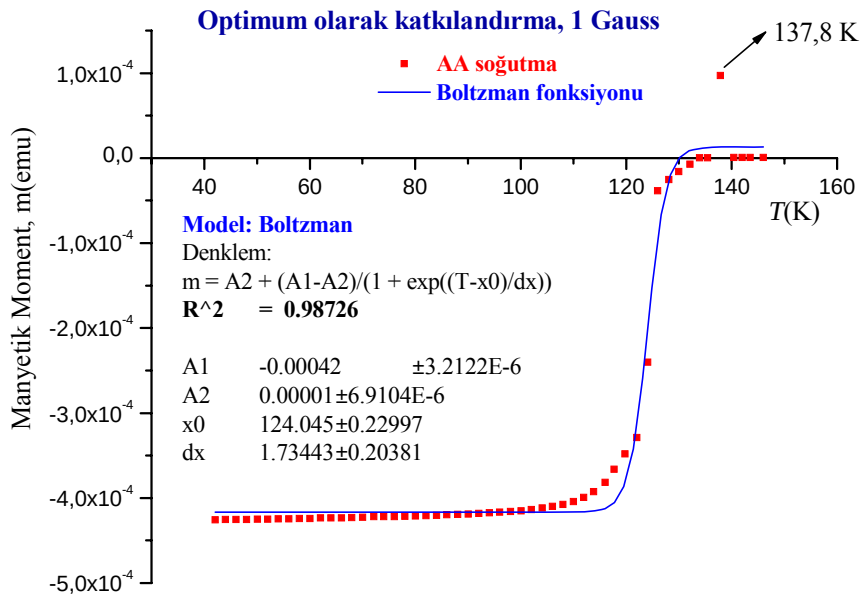
Şekil III.13. Optimum Olarak Katkılandırılmış Numune (numune 3) için 1 Gauss'luk d.c. Manyetik Alan Altında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Grafiği

SAA ve AA soğutma esnasında elde edilen eğrilerin ayrı ayrı detaylı analizi sırasıyla Şekil III.14 ve Şekil III.15’de verilmektedir. Şeklin içerisine yerleştirilmiş grafik, dikdörtgen içerisine alınmış kısmın büyütülmüş halidir.



Şekil III.14. Sıfır Alan Altında Soğutmada Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyonu

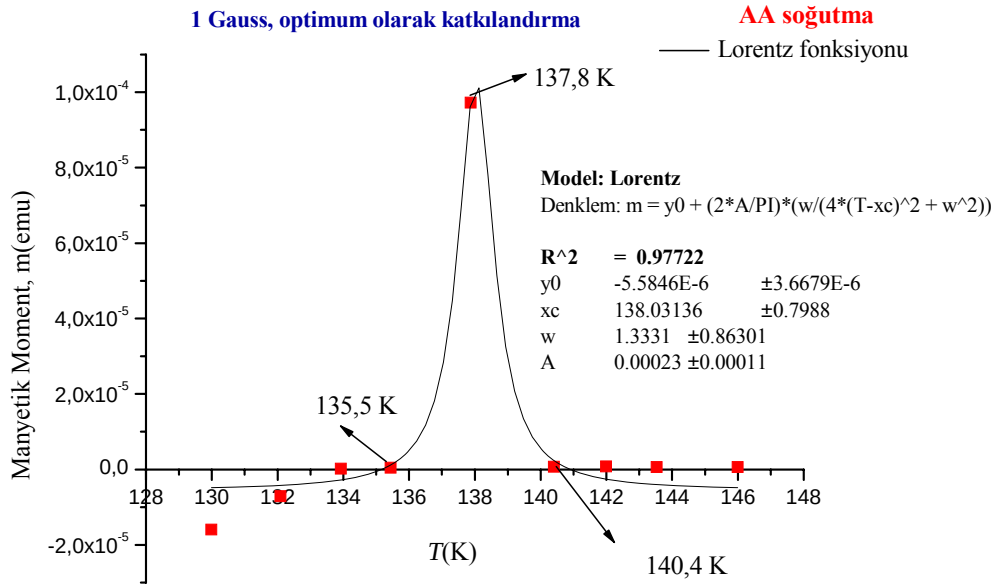
İçteki şekil, kritik geçiş sıcaklığını göstermek için büyütülerek çizilmiş bir gösterimdir.



Şekil III.15 Alan Altında Soğutma Esnasında Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyonu

Her iki eğri ayrı ayrı incelendiğinde, her ikisinin de Boltzman fonksiyonuna uyduğu görülmektedir. Fakat Şekil III.15'deki eğrinin paramanyetik yönelim gösterdiği sıcaklık değeri, Boltzman fonksiyonunun dışında kalmaktadır.

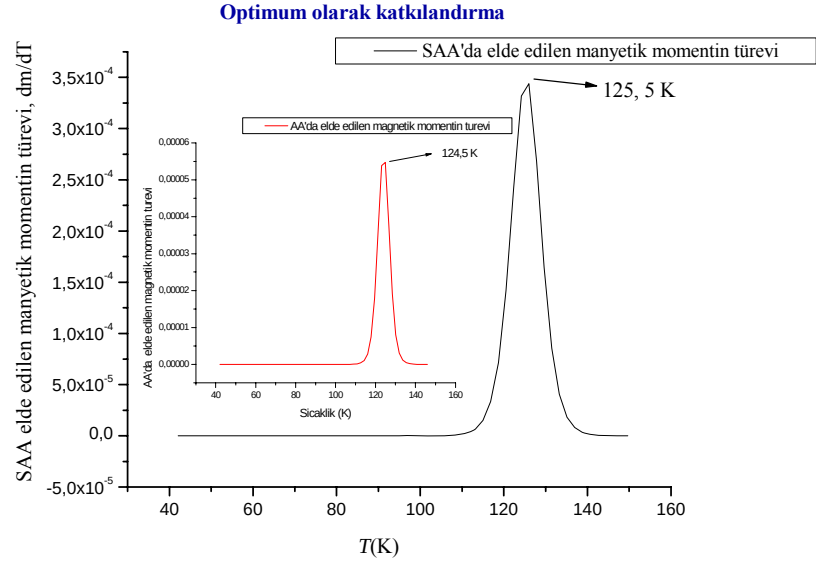
Şekil III.16'da, AA soğutma sonucu elde edilen ve sistemin paramanyetik yönelim gösterdiği 130-146 K sıcaklık aralığındaki kısmı, PMO'nun uyduğu matematiksel fonksiyonun gösterilmesi amacıyla tekrar çizilmiştir ve ilgili eğrinin rezonans olaylarında gözlemlenen Lorentz fonksiyonuna uyduğu görülmektedir.



Şekil III.16. Numune 3 İçin PMO'nun Uyduğu Matematiksel Fonksiyon

Eğrilerin sıcaklık eksenini kestiği nokta yardımıyla kritik Meissner geçiş sıcaklığı, T_c saptanabilir. SAA'da manyetik moment sıcaklık eksenini yaklaşık olarak 138 K'de kesmektedir. Yine aynı sıcaklıkta, alan altında soğutma esnasında manyetik moment pozitif bir değer olarak, maksimum bir paramanyetik sinyal vermektedir. Paramanyetik Meissner Olayının maksimum olarak gözlemlendiği bu sıcaklık, T_{PMO} olarak bilinmektedir. Başka bir deyişle, çok temiz hazırlanmış polikristal yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, çok zayıf d.c. manyetik alan da dahi, paramanyetik Meissner olayının gözlemlenebildiği görülmektedir.

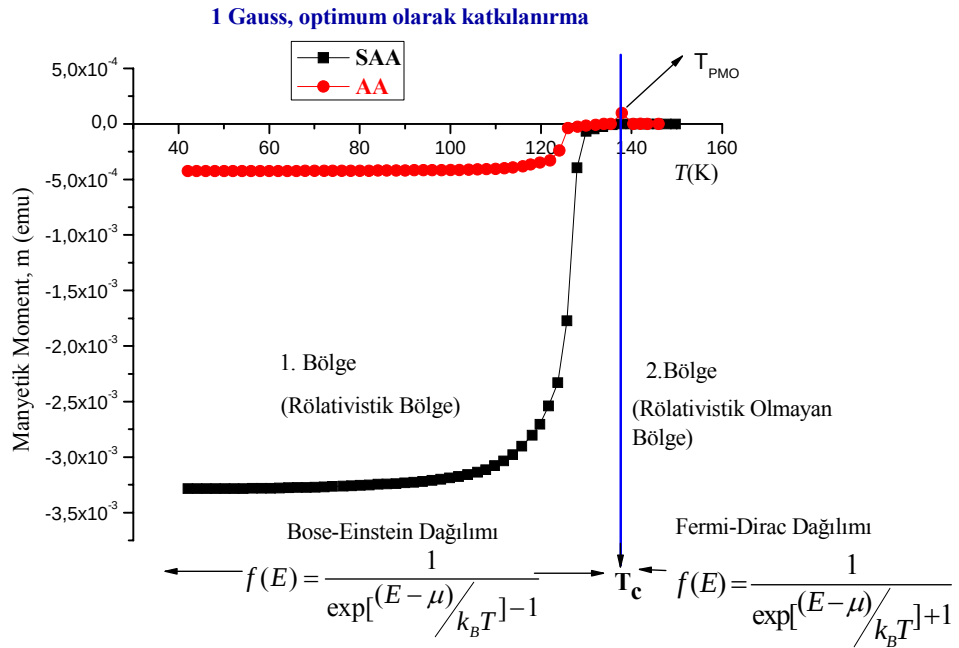
SAA ve AA soğutma esnasında elde edilen deneysel verilere uyan eğrilerin türevleri, Şekil III.17'de verilmektedir.



Şekil III.17. SAA ve AA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment Değerlerine Uyan Eğrilerin Türevleri

Her iki eğri de yaklaşık olarak 125 K değerinde bir dönüm noktasına sahip olup, aralarında 1 K'lık farklılık olduğu saptanmıştır.

Şekil III.13'de verilen manyetik moment-sıcaklık grafiği, Şekil III.18'deki gibi 3 bölgeye ayrılarak incelenebilir.



Şekil III.18. Numune 3 İçin Manyetik Moment-Sıcaklık Grafiğinin Detaylı İncelenmesi

Şekil III.18'deki 2. bölge, normal iletken durumu (Fermi-Dirac Dağılımı¹), 1. bölge ise süperiletken durumu (Bose-Einstein Dağılımı) betimlemektedir [96]. Şekilden görüleceği üzere, 1 Gaussluk d.c. manyetik alan altında dahi PMO gerçekleşebilmektedir. Fakat a.c. manyetik alandan farklı olarak, SAA soğutma esnasında elde edilen T_c ve AA soğutma esnasında saptanan T_{PMO} sıcaklıkları aynı sıcaklık değerinde kendilerini göstermektedir.

Simetriler bağlamında ise sistem aşağıdaki gibi incelenebilir:

Zaman-geri dönüşüm simetrisi, $\underline{T}$, spin rotasyon simetrisi, R , bir boyutlu global ayar simetrisi, $U(1)$ 'in yaklaşık olarak aynı sıcaklık bölgesinde kırıldığı söylenebilir. Fakat, incelenen sistem d-dalga simetrisine sahip olduğundan, inversiyon simetrisi korunmaktadır.

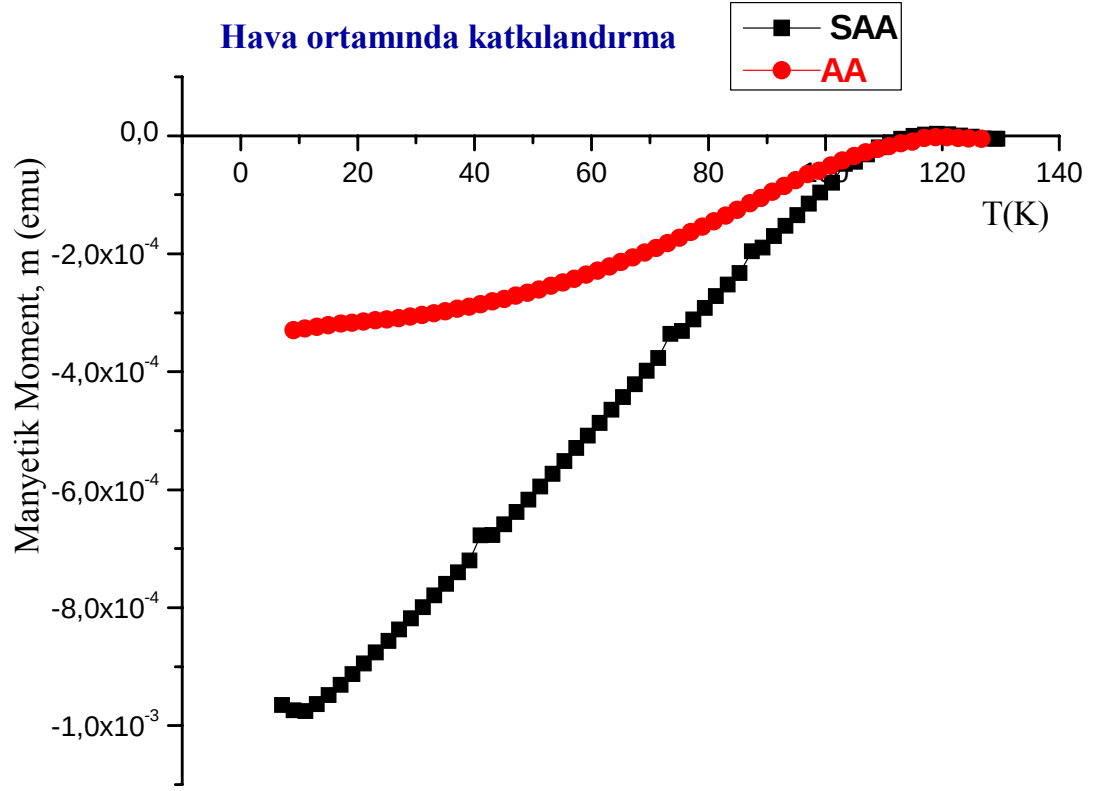
Bir düzenden başka bir düzene geçiş sıcaklıkları olarak da göz önüne alınabilen T_c ve T_{PMO} sıcaklıkları kritik kuantum kaos noktaları olarak adlandırılabilir [3, 96].

III.4.2. Hava ortamında oksijenle katkılanmış numune (numune 4) için 10 Gaussluk d.c. manyetik alan altında elde edilen deneysel veriler

Bu bölümde, 10 Gaussluk bir d.c. manyetik alan altında hava ortamında oksijenle katkılanmış örneğin(numune 4) manyetik moment-sıcaklık eğrisi irdelenerek, 1 Gauss'dan yüksek manyetik alan altında ve oksijenle farklı oranlarda katkılama sonucunda, süperiletken sistemin kritik Meissner ve paramanyetik Meissner sıcaklıkları bakımından incelenmesi amaçlanmaktadır. Hava ortamında katkılama esnasında, havadaki oksijen konsantrasyonunun %21 oranında olması nedeniyle numune az olarak oksijenle katkılanmış (underdoped) durumdadır. Ayrıca bu katkılama sırasında, havadaki %78 oranındaki azot gazı ise asal gaz ortamına benzer olarak işlem görmektedir.

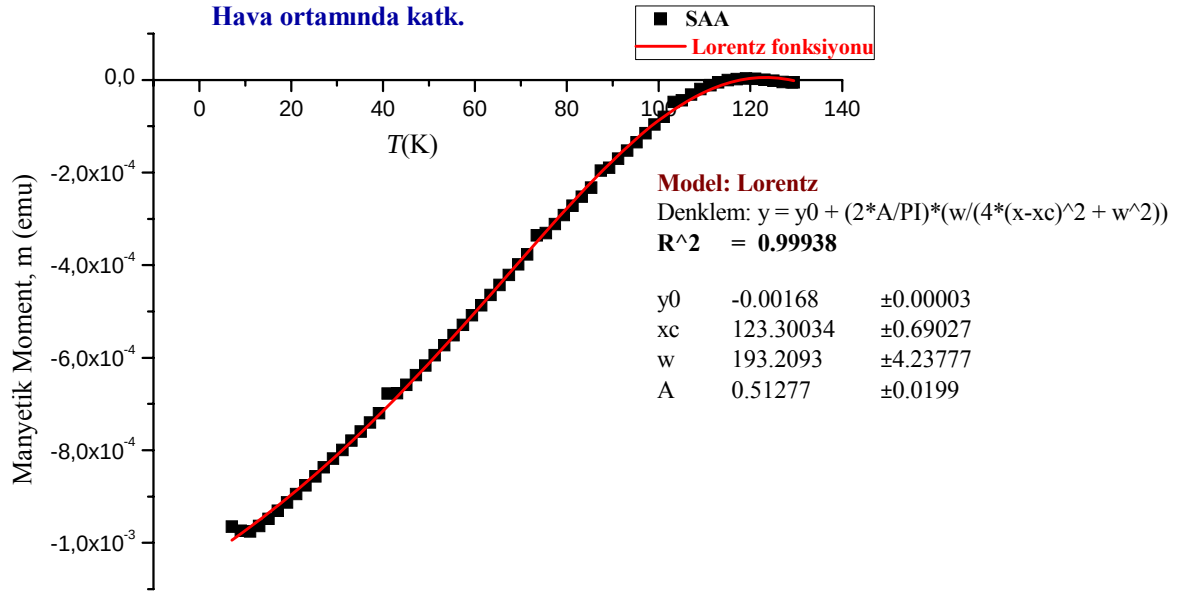
Numune 4 için manyetik momentin, SAA ve AA soğutma sırasında sıcaklıkla değişim grafiği Şekil III.19'da verilmektedir.

¹ Fermi-Dirac Dağılımında, parçacıklar antisimetrik dalga fonksiyonlarına sahip olduklarından, aynı kuantum durumunda tüm kuantum sayıları aynı olan birden fazla parçacık bulunamaz.

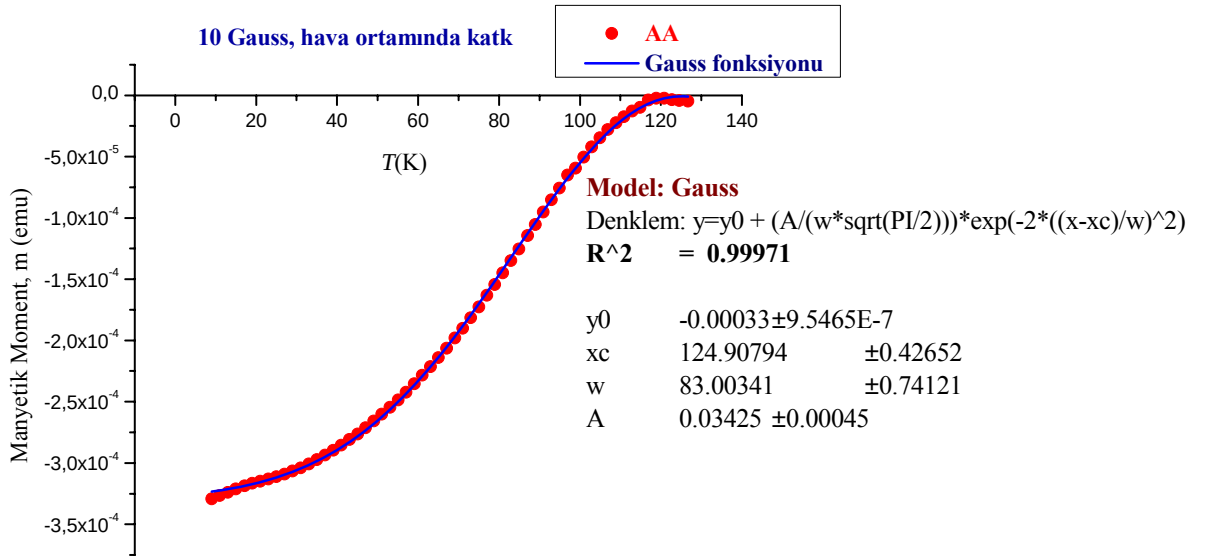


Şekil III.19 Hava Ortamında Isıl İşlem Geçirmiş Numune (numune 4) İçin 10 Gauss'luk d.c. Manyetik Alan Altında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Grafiği

Şekil III.19'a göre, örnek hem hava ortamında oksijenle katkılandırıldığından (az miktarda oksijenle katkılandırma) hem de 1 Gauss'tan daha yüksek bir manyetik alan altında bulunduğu için, PMO olayı gözlemlenememektedir. SAA ve AA soğutulduğunda Hg-1223 numunesi için elde edilen manyetik moment-sıcaklık değişimlerinin uydukları fonksiyonların belirlenmesi amacıyla ilgili grafikler sırasıyla Şekil III.20 ve Şekil III.21'de tekrar çizilmiştir.



Şekil III.20 SAA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyonu



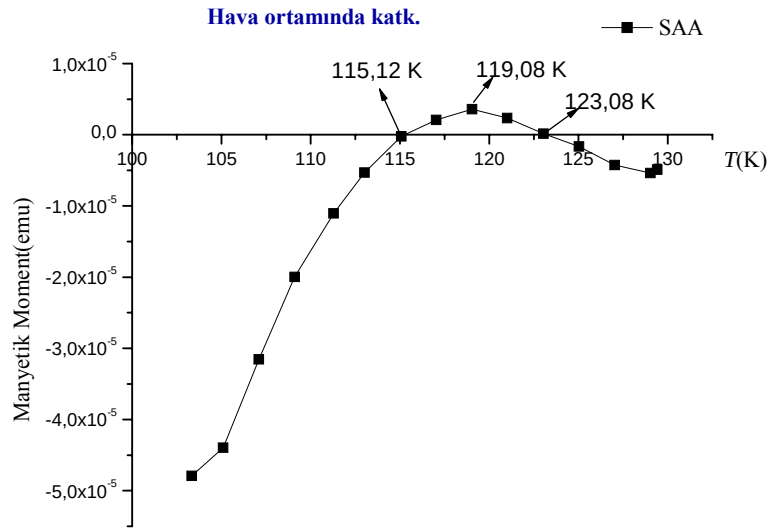
Şekil III.21. AA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Verilerine Uyan Eğri ve Eğrinin Matematiksel Fonksiyonu

SAA ve AA soğutma esnasında elde edilen manyetik moment-sıcaklık verilerine uyan fonksiyonlar sırasıyla, Lorentz ve Gauss fonksiyonlarıdır. İlgili fonksiyonlar Tablo III.9’da verilmektedir.

Tablo III.9 Numune 4 için SAA ve AA Soğutma Esnasında Elde Edilen Manyetik Moment-Sıcaklık Eğrilerine Uyan Matematiksel Fonksiyonlar.

SAA altında elde edilen fonksiyon	$m = -0,00168 + (2 \cdot \frac{0,51277}{\pi}) \cdot (\frac{193,2093}{(4 \cdot (T-123,30034)^2 + 193,2093^2)})$ Lorentz Fonksiyonu
AA altında elde edilen fonksiyon	$m = -0,00033 + (\frac{0,03425}{(83,00341 \cdot \sqrt{(\pi/2)})}) \cdot \exp(-2 \cdot (\frac{(T-124,90794)}{83,00341})^2)$ Gauss Fonksiyonu

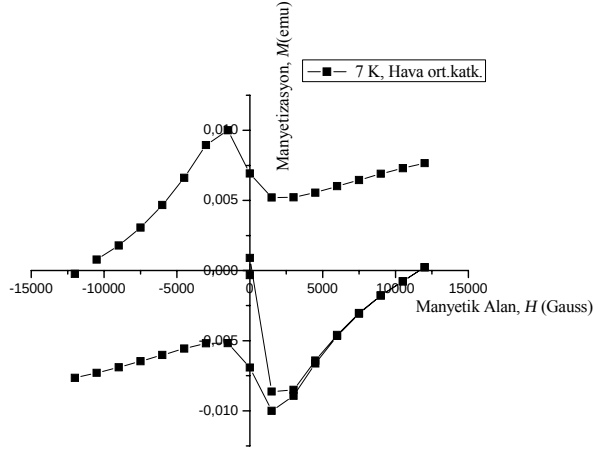
SAA soğutma esnasında, manyetik momentin sıcaklık eksenini kestiği noktalar Şekil III.22’de gösterilmektedir.



Şekil III.22. SAA Soğutma Esnasında Manyetik Moment Değerlerinin Sıcaklık Eksenini Kestiği Noktalar

SAA soğutma esnasında manyetik moment değeri, yaklaşık olarak 115 K’den daha düşük sıcaklıklarda tamamen diamanyetik karaktere sahip olmaktadır.

Numune 4 için 7 K’deki manyetizasyon-manyetik alan ($M-H$) grafiği (histerisiz eğrisi) Şekil III.23’de verilmektedir.



Şekil III.23. Numune 4 için 7 K’de Elde Edilen Histerisiz Eğrisi

Şekil III.23’deki dinamik M - H histerisiz eğrisi yardımıyla saptanan alt ve üst kritik manyetik alan değerleri sırasıyla, $H_{c1}= 0,15$ T ve $H_{c2}= 1,18$ T’dir. Ek D’de de anlatıldığı üzere H_{c1} ve H_{c2} değerleri kullanılarak London nüfuz derinliği, λ_L ve eşuyum uzunluğu, ξ_o aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{\pi \lambda_L^2} \Rightarrow \lambda_L = 6,63 \times 10^{-6} \text{ cm}$$

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{\pi \xi_o^2} \Rightarrow \xi_o = 2,36 \times 10^{-6} \text{ cm}$$

Tablo III.10’da ise, H_{c1} ’in altındaki bir manyetik alan değerinde, numuneye ait bazı elektrodinamik parametre değerleri verilmektedir.

Tablo III.10. H_{c1} ’in Altındaki Bir Manyetik Alan Değerinde Numuneye Ait Kritik Akım

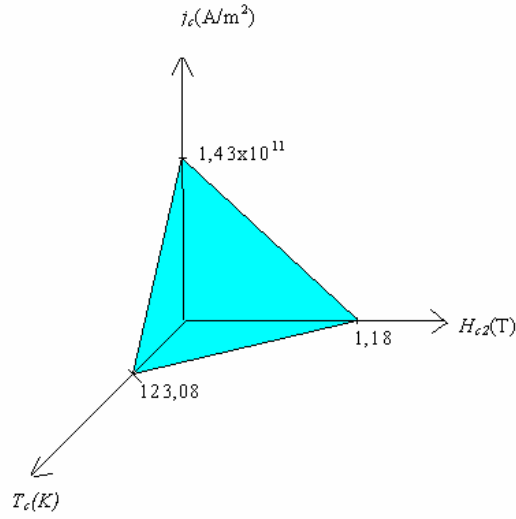
Yoğunluğu, j_c , Josephson Nüfuz Derinliği, λ_j , Anizotropi Faktörü, γ ve Plazma Frekansı, f_p Değerleri

Sıcaklık(K)	J_c (A/m ²)	λ_j (m)	γ	ω_p (rad/sn)	f_p (Hz)
7	$1,43 \times 10^{11}$	$1,52 \times 10^{-6}$	1931,22	$1,97 \times 10^{14}$	$3,14 \times 10^{13}$

Tablodan plazma frekans değerinin infrared (kızıl ötesi) bölgede olduğu açıkça görülmektedir.

Teknolojik olarak önemli olan üç kritik parametre, T_c , H_{c2} ve j_c değerlerini belirten üç boyutlu grafik ise Şekil III.24’de verilmektedir. Teknolojik uygulamalar

bağlamında elde edilen yüzeyin geniş olması istenir. Bu nedenle, faz diyagramı maksimum yüzeyli olan örnekler, teknolojik olarak büyük bir öneme sahiptirler.



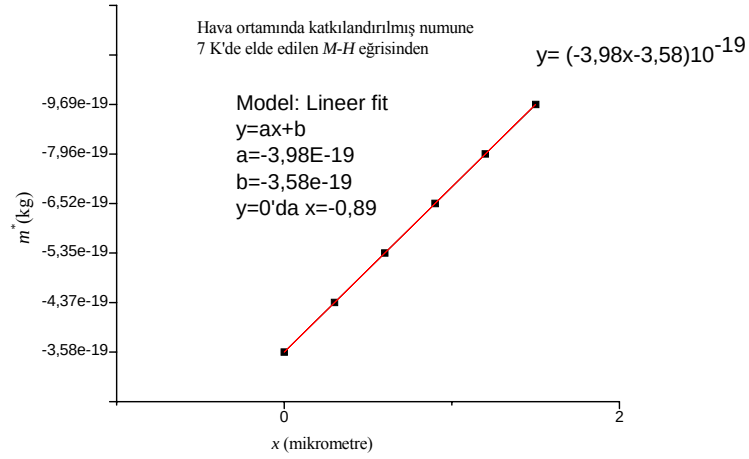
Şekil III.24. Kritik Parametrelerin Üç Boyutta Temsili Gösterimi.

İlgili hesaplamalar H_{c1} altındaki bir manyetik alan değerinde yapıldığından dolayı, Josephson nüfuz derinliği, λ_j değerini ve Denklem II.65'i (düşük manyetik alanlar için kullanılan faz farkı denklemi) kullanarak 7 K' deki sanki-parçacıkların etkin kütlelerinin x mesafesiyle değişim değerleri hesaplanabilir. Burada, maksimum x değeri, Josephson nüfuz derinliği temel alınarak seçilmiştir. Tablo III.11'de mesafeye göre etkin kütle değerleri verilmektedir.

Tablo III.11. Numune 4 İçin Etkin Kütle, m^* Değerlerinin x Mesafesiyle Değişimi (7 K değerindeki $M-H$ eğrisinden)

Mesafe, $x(\mu\text{m})$	m^* (kg)
0	$-3,58 \times 10^{-19}$
0,3	$-4,37 \times 10^{-19}$
0,6	$-5,35 \times 10^{-19}$
0,9	$-6,52 \times 10^{-19}$
1,2	$-7,96 \times 10^{-19}$
1,5	$-9,69 \times 10^{-19}$

7 K'de elde edilen $M-H$ eğrisinden hesaplanan etkin kütle değerlerinin mesafeye değişim grafiği, Şekil III.25'de verilmektedir.



Şekil III.25 Numune 4 İçin Etkin Kütle Değerinin Mesafeyle Değişim Grafiği ve Uyan Lineer Matematiksel Fonksiyon

Sanki parçacıkların etkin kütlelerinin, x mesafesiyle değişiminin incelenmesi için, yukarıda yapılan hesaplamalar sırasıyla, optimum olarak oksijenle katkılanmış numune (numune 1) için 4,2 K'de; ileri derecede katkılanmış numune (numune 2) için 5 K'de tekrarlanmıştır. 4,2 ve 5K için ilgili değerler sırasıyla Tablo III.12 ve Tablo III.13'de verilmektedir. Maksimum x değerleri, aynı şekilde ilgili sıcaklıklardaki Josephson nüfuz derinliği değerleri temel alınarak seçilmişlerdir.

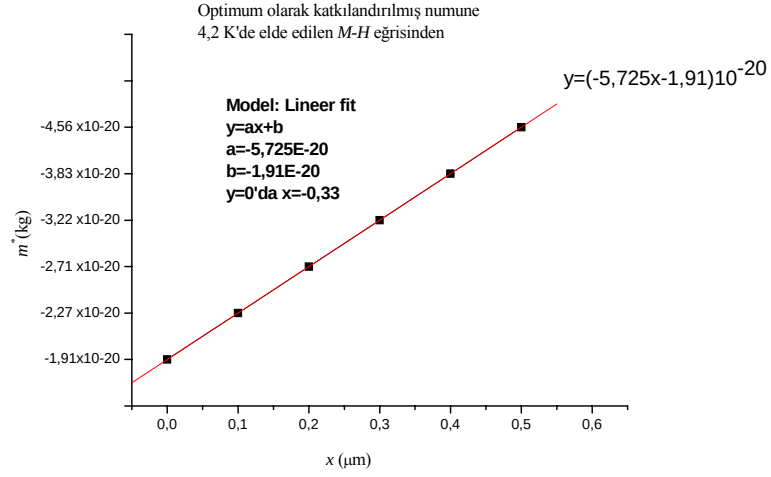
Tablo III.12 Optimum Olarak Oksijenle Katkılanmış Numuneye(numune1) ait Etkin Kütle Değerlerinin, m^* Mesafeyle Değişim Tablosu(4,2 K değerindeki $M-H$ eğrisinden)

$x(\mu\text{m})$	$m^*(\text{kg})$
0	$-1,91 \times 10^{-20}$
0,1	$-2,27 \times 10^{-20}$
0,2	$-2,71 \times 10^{-20}$
0,3	$-3,22 \times 10^{-20}$
0,4	$-3,83 \times 10^{-20}$
0,5	$-4,56 \times 10^{-20}$

Tablo III.13 İleri Derecede Oksijenle Katkılanmış Numuneye(numune 2) ait Etkin Kütle Değerlerinin, m^* Mesafeyle Değişim Tablosu (5 K değerindeki $M-H$ eğrisinden)

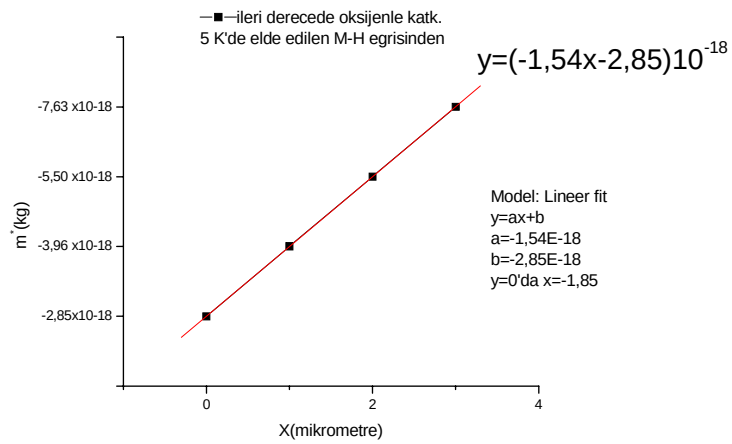
$x(\mu\text{m})$	$m^*(\text{kg})$
0	$-2,85 \times 10^{-18}$
1	$-3,96 \times 10^{-18}$
2	$-5,50 \times 10^{-18}$
3	$-7,63 \times 10^{-18}$

Optimum(4,2 K) olarak oksijenle katkılandırma sonucu elde edilen $m^* - x$ grafiği Şekil III.26’da gösterilmektedir.



Şekil III.26. Numune 1 (Optimum Olarak Katkılandırma, 4,2 K’de) İçin Elde Edilen Etkin Kütle Değerlerinin Mesafeyle Değişim Grafiği

İleri derecede oksijenle katkılandırma sonucu (5 K) elde edilen $m^* - x$ grafiği Şekil III.27’de verilmektedir.



Şekil III.27. Numune 2 (İleri Derecede Katkılandırma, 5 K’de) İçin Elde Edilen Etkin Kütle Değerlerinin Mesafeyle Değişim Grafiği

Her üç örnekte olduğu gibi, Josephson nüfuz derinliği temel alınarak çizilen $m^* - x$ grafiklerinin oksijen katkısından bağımsız olarak lineer olarak değiştikleri saptanmıştır.

III.5. X-IŞINI KIRINIM (XRD) ÖLÇÜMLERİNİN DEĞERLENDİRİLMESİ

Bu bölümde, değişik oranlarda oksijenle katkılanmış iki farklı cıva bazlı cuprate süperiletkenine (Hg-1223) ait kristal yapının tayini ve kristal yapının oksijenle ısıtılma işlem sürecinden nasıl etkilendiğinin incelenmesi yapılmaktadır. Bu inceleme için Marmara Üniversitesi, Mühendislik Fakültesinde bulunan Rigaku model, Cu/40 kV/40 mA özelliklerine sahip XRD cihazından elde edilen XRD (X-ışını kırınım) verileri kullanılmaktadır. Cihazda kullanılan X-ışınlarının dalga boyu $1,54056 \text{ \AA}$ ($\text{Cu/K}\alpha$) olup, toz halindeki numunelerle XRD deneyi yapılmıştır. İlgili hesaplamalar denklem (III.2)'de verilen Bragg yasasından ve XRD cihazının bilgisayar yazılım verilerinden olmak üzere iki şekilde yapılmıştır. Elde edilen verilerin incelenmesine geçilmeden önce XRD ile ilgili kısa bir bilgi aşağıda sunulmaktadır.

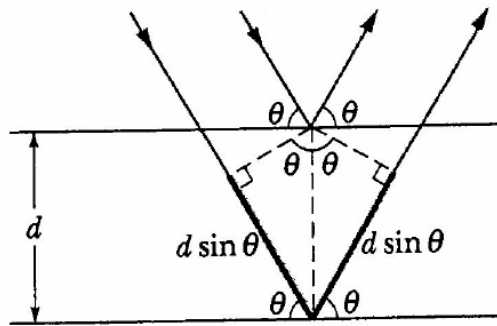
Bilindiği üzere, kristal yapıları, nötronların, elektronların ya da fotonların kırınımı yoluyla incelenebilir. Elde edilen kırınım desenleri kristal üzerine gönderilen fotonun dalga boyuna ve kristal yapısına yakından bağlıdır. Bragg, kırınım olayını şu şekilde açıklamıştır: Gelen bir dalganın kristaldeki atomların oluşturduğu düzlemsel tabakalardan yansımaları, bir düzlem aynadan ışınların yansımaları gibi farz edilebilir. Başka bir deyişle, gelen ışının bir kısmı yansıtılabilir. Kırınım olayı ise, bu farklı tabakalardan yansıyan dalgaların girişimleri sonucu oluşmaktadır.

Bir X-ışını demeti kristal içindeki düzlemlerden birisine düzlemle θ açısı yapacak şekilde geldiğinde, demet hem üstteki hem de alttaki atom düzlemlerinden yansımaktadır. Fakat şekil III.28'den de görüleceği üzere, alt yüzeyden yansıyan, üst yüzeyden yansıyan demetten daha fazla yol almaktadır. Bu iki demet arasındaki yol farkının, geometrik yöntemlerle $2d\sin\theta$ olduğu tespit edilebilir. Bu yol farkı, λ

dalga boyunun tam katına eşit olduğunda, iki demet birbirini kuvvetlendirerek yapıcı bir girişim oluşturur. Bu durum birbirine paralel düzlemlerde gerçekleşen tüm yansımalar için de geçerlidir. Bu durumda yapıcı girişim koşulu, n tam sayı olmak üzere,

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (\text{III.2})$$

ile tanımlı olan Bragg yasası ile verilir.



Şekil III.28. Birbirlerinden d Kadar Ayrılmış İki Paralel Kristal Düzleminde Yansıyan X-Işını Demetinin İki Boyuttaki Gösterimi

Burada, X-ışınlarının elastik olarak saçıldığı, yani enerjilerinin değişmediği varsayılır. Bragg yansımasının gerçekleşebilmesi için, gelen ışının dalga boyunun katmanlar arası mesafenin iki katından daha küçük ya da eşit olması gerekmektedir. Bu nedenle, kırınım desenlerinin elde edilmesinde görünür ışık kullanılmamaktadır [28,29].

Uzayda bir kristal düzlemi aynı doğru üzerinde olmayan ve birbirine dik üç nokta ile belirlenir. Eğer bu noktalar farklı kristal eksenleri üzerinde yer alıyorsa, düzlemi belirten noktaların koordinatları, a , b , c örgü sabitleri cinsinden ifade edilebilir. Ancak, kristal yapı analizleri için daha kullanışlı bir yöntem, her bir düzlem için h , k , l Miller indislerinin tanımlanmasıdır. Bu nedenle, öncelikle belirtmek istenen düzlemin kristal eksenlerini kestiği noktalar örgü sabitleri cinsinden bulunur. Bulunan bu sabitler birim (ilkel) hücrenin eksenleri olmayabilir. Daha sonra, bu sayıların tersleri alınır ve aynı orana sahip en küçük tam sayı elde edecek şekilde indirgenir. Parantez içinde, (hkl) ile gösterilen bu sayı kümesi, o sayı

düzleminin Miller indisi olur [28]. Bulunan indisler ve örgü sabitleri arasındaki bağıntı ise,

$$d(h,k,l) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{c}\right)^2}} \quad (\text{III.3})$$

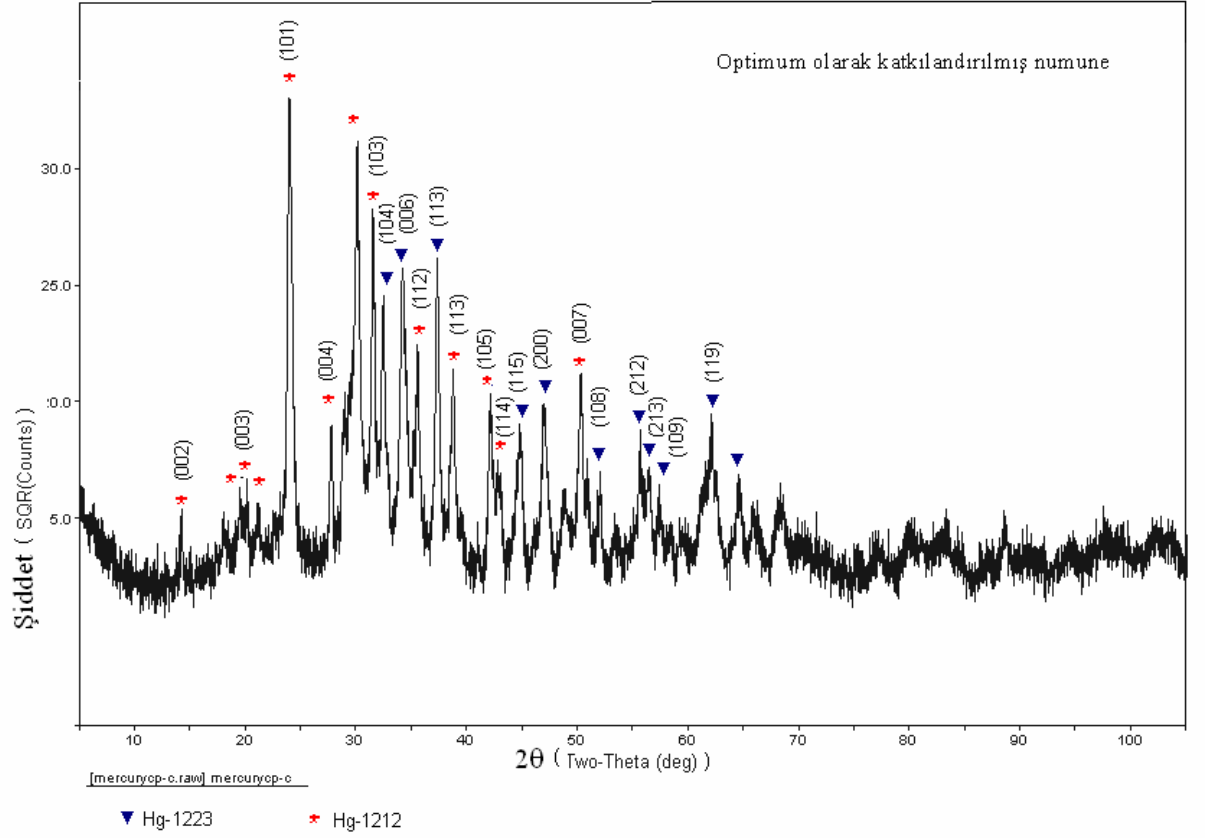
şeklinde verilmektedir.

III.5.1. Hg-1223 Örneklerine Ait XRD Grafikleri

XRD verileri, numune 3 ve 4 için elde edilmiş olup, bu numunelerle ilgili bilgiler ve grafikler aşağıda sırasıyla verilmektedir.

- Optimum olarak oksijenle ısıtılma maruz kalmış numuneye(numune 3) ait XRD grafiği ve grafik üzerinde Hg-1223 ve Hg-1212 piklerine ait (*hkl*) indisleri Şekil III.29’da gösterilmektedir.
- Havayla ısıtılma maruz kalmış numuneye(numune 4) ait XRD grafiği ve grafik üzerinde Hg-1223 ve Hg-1212 piklerine ait (*hkl*) indisleri Şekil III.30’da verilmektedir.

Şekilde mavi üçgenle belirtilen Hg-1223’e ait kırınım maksimumunu, kırmızı yıldızla belirtilen ise Hg-1212’ye ait olan maksimumu göstermektedir. Numune 3’e ait olan XRD verisi 50 dakikalık bir süre içerisinde elde edilmiştir.



Şekil III.29 Numune 3'e ait XRD Grafiği ve (hkl) Düzlemleri

Örgü sabitleri ile ilgili hesaplamalar aşağıda verilmektedir. Hesaplamalar için (200) ve (006) pikleri seçilmiştir. (200) pikinden a ($=b$) örgü sabiti elde edilmektedir. Bu bilgidan ve denklem (III.3)'den,

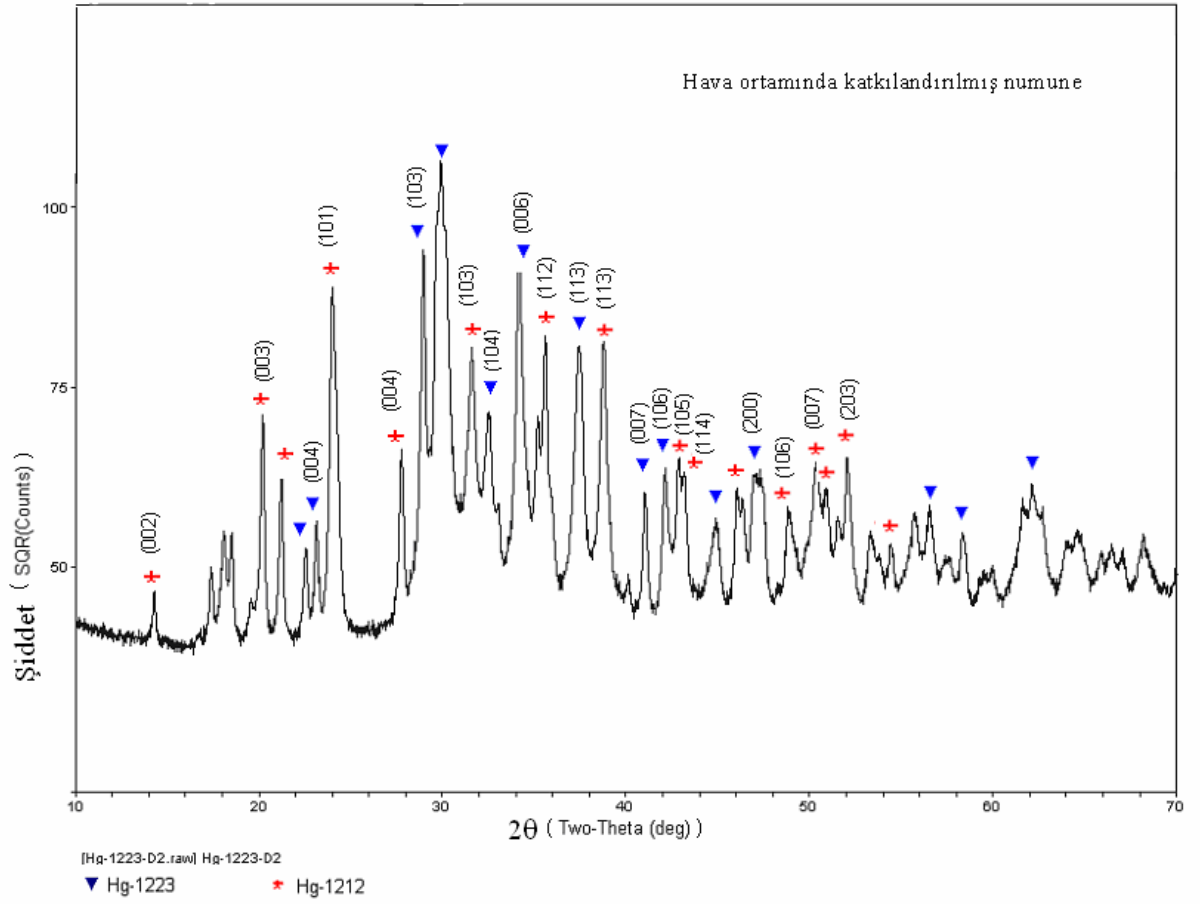
$$\lambda = 1,54056 \text{ Å}, \quad 2\theta = 46,938, \quad d = 1,9342 \text{ Å}$$

$$1,9342 = \frac{a}{\sqrt{2^2}} \Rightarrow a = b = 3,8684 \text{ Å}$$

(006) piki,

$$\lambda = 1,54056 \text{ Å}, \quad 2\theta = 34,199, \quad d = 2,6197 \text{ Å}$$

$$2,6197 = \frac{c}{\sqrt{6^2}} \Rightarrow c = 15,7182 \text{ \AA}$$



Şekil III.30 Numune 4'e ait XRD Grafiği ve (hkl) Düzlemleri

Numune 4'e ait olan XRD grafiği 7 saatlik bir sürede elde edilmiştir. Şekil III.30'dan da görüleceği üzere, 7 saatlik bir sürede elde edilen XRD grafiğindeki kırınım maksimumları, daha net bir biçimde kendilerini göstermektedir. Örgü sabitleri ile ilgili hesaplamalar aşağıda verilmektedir.

(200) piki,

$$\lambda = 1,54056 \text{ \AA}, \quad 2\theta = 47,398, \quad d = 1,9164 \text{ \AA}$$

$$1,9164 = \frac{a}{\sqrt{2^2}} \Rightarrow a = b = 3,8328 \text{ \AA}$$

(006) piki,

$$\lambda = 1,54056 \text{ \AA}^0, \quad 2\theta = 34,139, \quad d = 2,6242 \text{ \AA}$$

$$2,6242 = \frac{c}{\sqrt{6^2}} \Rightarrow c = 15,7452 \text{ \AA}$$

İki örnek de, Ek G’de verilen, Hg-1223 ve Hg-1212 örneklerine ait XRD dataları temel alınarak incelenmiştir. Her iki örneğin Hg-1223 ve Hg-1212’ye ait karakteristik piklere de sahip olduğu tespit edilmiştir. Ek F’de ise numune 3 ve 4’e ait olan XRD verileri görülmektedir.

XRD ile elde edilen c -ekseni mesafesi ($d = c/2$, iki bakır-oksit katmanı arasındaki mesafe) yardımıyla süperiletken sisteme ait birçok elektrodinamik parametre hesaplanmaktadır. Ayrıca, XRD verileri ile, sistemin kristalografik simetrisi hakkında da bilgi sahibi olunmaktadır. Tüm bu nedenlerden dolayı, XRD verilerinin değerlendirilmesi önem taşımaktadır.

BÖLÜM IV

SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, süperiletken örneklerle ait hesaplamalar için deneysel SQUID verileri kullanılmıştır ve yapılan işlemler başlıca üç grupta özetlenebilir. Bunlar sırasıyla;

- Manyetizasyonun uygulanan manyetik alanla ($M-H$) değişim verileri yardımıyla elde edilen, simetri ve simetri kırılmalarının fiziksel bir ürünü olan sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* bakımından incelenmesi.
- Josephson kavşağındaki uyarılmalar (girdaplar, diğer adıyla soliton) sonucu kavşakta depolanan enerji değerleri, kavşağın kritik manyetik alanı ve merkezindeki manyetik alan değerlerinin hesaplanarak kıyaslanması.
- Oksijenle ısıtıl işlemin ve d.c. manyetik alanların, manyetik moment (duygunluk)-sıcaklık ($\chi-T$) eğrilerini; T_c , PMO ve simetriler bakımından nasıl etkilendiğinin irdelenmesidir.

IV. 1 CUPRATELERDE OPTİMUM VE İLERİ DERECEDE KATKILANDIRMANIN ETKİN KÜTLE VE SİMETRİ BAĞLAMINDA İRDELENMESİ

Oksijenle optimum ve ileri derecede katkılandırma süreci, sistemin hem simetri ve kırılmalarını hem de fiziksel bir ürünü olan sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* 'ı etkilemektedir. Bu bölümde sırasıyla,

- Lawrance-Doniach modeli temel alınarak, oksijenle katkılandırma süreçlerinin m^* 'ı nasıl etkilediğinin irdelenmesi
- m^* aracılığıyla elde edilen çeşitli parametrelerin oksijen katkısından nasıl etkilendiğinin incelenmesi.
- Optimum düzeyde oksijenle katkılandırılmış Hg-1223 numunesinin, 1 Gauss'luk a.c. manyetik alan altında elde edilen $\chi-T$ grafiği yardımıyla simetri ve kırılmaları bağlamında incelenmesi.
- Rölativistik bir sistem olarak ele alınan süperiletken için $\chi-T$ grafiği yardımıyla kuantum mekaniksel ve kaotik geçişlerin incelenmesi yapılmaktadır.

IV.1.1 Oksijenle Katkılandırmanın Etkin Kütle ve Diğer Parametreler Bağlamında İncelenmesi

Bu bölümde öncelikle etkin kütle niceliğinin işaretinin negatif olması olgusu üzerinde tartışılacaktır. Tablo III.1, Tablo III.5b ve Tablo III.11'den de görüleceği üzere hesaplanan etkin kütle değerleri negatiftir. Negatif etkin kütle, sıcaklık Meissner sıcaklığından mutlak sıcaklığa azalırken, sistemin momentum uzayında durumunu k 'dan $k+\Delta k$ 'ya değiştirmesi şeklinde yorumlanabilir. Dolayısıyla, T_c civarındaki elektron çiftinden örgüye momentumun nakli (transferi), uygulanan manyetik alandan elektron çiftlerine momentum naklinden daha fazla olmaktadır. T_c 'den düşük sıcaklıklarda ise fonon momentumu azaldığından; faz farkı nedeniyle sanki-parçacıklardan örgüye momentum nakli söz konusu olur. Bunun yanı sıra, sistemin spini değiştiğinde de, sistemin etkin kütlesi bu değişimden etkilenmektedir [97]. Çünkü m^* 'ın sıcaklıkla değişimi matematiksel olarak, bütün seyreltik ve

birbirleriyle etkileşmeyen sistemlerde olduğu gibi (uzaydaki yıldız kümelerine benzer olan çarpışmasız sistemler) Boltzman fonksiyonuna uymaktadır[98,99]. Süperiletken sistemde sanki-parçacıkların ortalama serbest yolu çarpışma olmadığı için sonsuzken; kuplaj katsayısı sıfırdan farklı bir değere sahiptir.

Elde edilen deney sonuçları doğrultusunda, cıva bazlı bakır oksit katmanlı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde sıcaklık azalırken plazma frekansının mikrodalga bölgeden infrared bölgeye kaydığı bulunmuştur. Başka bir deyişle, sıcaklık azalırken enerjinin azalması beklenirken sistemin enerjisi daha enerjistik olan infrared bölgeye kaymaktadır. Bunun yanı sıra, sıcaklık azalırken, c -ekseni boyunca CuO_2 katmanlarını (süperiletken katmanlar) kuplaja getiren süperiletken kuplaj enerjisi, ϵ_f ve süperiletkenlik yoğunlaşma enerjisi, E_b 'de artmaktadır [46-48]. Tüm bu veriler ışığında ve rölativistik sistemlere özgü olan kızıl ötesine kayma olgusuyla süperiletken sistem, rölativistik sistemlerin sergilediği özellikleri sergilemektedir [3]. Süperiletken sistemlerin rölativistik özellikleri, J.E.Hirsch tarafından da incelenmiştir. Hirsch, boşluk tipi süperiletkenlik teorisinde, London nüfuz derinliğinden daha büyük boyutlu süperiletkenlerde rölativistik etkilerin temel bir role sahip olduğunu düşünmektedir. Ayrıca Hirsch, makroskopik süperiletkenlerde spin akımlarındaki elektronların rölativistik hızlarda hareket ettiklerini de belirtmektedir [100]. Bu bağlamda, genel rölativitedeki kütle-hız bağıntısına göre kütlenin arttığı söylenebilir. Başka bir deyişle, bir cismin hızı artınca, kütlesi de artmaktadır. Bu durum süperiletken sistemde düşük sıcaklıklarda, düşük kayıptan dolayı elektron çiftlerinin hızlarının artış yönünde ivmelendiği ve bu nedenle de etkin kütlenin (ya da görelî kütlenin) kayda değer bir şekilde arttığı olgusuna bağlanabilir.

Bu tezde, cuprate yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin etkin kütlesinin, optimum olarak oksijenle katkılандırılmış Hg-1223 örneği için yaklaşık 18 K'den düşük sıcaklıklarda, iç ve dış manyetik alanlardan ve sıcaklıktan bağımsız olduğu bulunmuştur. Bundan dolayı, sanki-parçacıkların etkin kütlesinin neredeyse sabit olduğu bölgenin 0-18 K aralığında olduğu görülmektedir ve bu bölge sistemin asli varoluş düzeyine (state) ait enerji durumu olarak tanımlanmaktadır [45]. Düşük sıcaklıklarda, Josephson kuplaj enerjisinin ve süperiletkenlik yoğunlaşma enerjilerinin de birbirine eşit olduğu bulunmuştur [46,47]. Bu enerji eşitliği, üç-boyutlu Bose-Einstein yoğunlaşmasını betimlemektedir ve bu durum 18 K'den daha düşük sıcaklıklarda, söz konusu süperiletkenlerde mükemmel bir şekilde meydana

gelmektedir. Ayrıca, bu sıcaklık aralığında uzay ve zaman simetrilerinin değişmez kaldığı anlaşılmaktadır. .

Optimum olarak oksijenle katkılanırılmış örneğin etkin kütesinin sıcaklığa bağılı dördüncü türevi, başka bir deyişle sistemi betimleyen kuantum dalga fonksiyonuna ait fazın sıcaklığa göre yedinci türevi, sistemin değişmezini yani mutlak varoluş durumunu (absolute state) tanımlanmaktadır. Şekil III.4’de görüleceği üzere tüm osilasyonlar, optimum olarak oksijen katkılı numunenin limit sıcaklığı olarak adlandırılan 55,5K sıcaklık değeri civarında meydana gelmektedir. Tüm bu bilgiler ışığı altında süperiletken sistem hakkındaki nihai kuantum mekaniksel bilgi, kuantum dalga fazının yedinci türevinden elde edilebilir. Ayrıca, etkin kütle 55 K civarında limit etkin kütle olarak adlandırılabilir. Bunun yanı sıra, kuantum mekaniksel bir çekim alanı (verteks) fazın sıcaklığa göre dördüncü türevi yani etkin kütleinin sıcaklığa göre birinci türevinde meydana gelmektedir. Kuantum verteksin meydana geldiği sıcaklık aralığında m^* değerleri, hem optimum olarak katkılanırılmış örnek için hem de ileri derecede katkılanırılmış örnek için 10 kat değişmektedir.

Kuantum verteks, limit sıcaklıkta gözlemlenen etkin kütleinin maksimum değerinde meydana gelmektedir. Bu bölgede, verteks’i ortaya çıkaran tek fiziksel unsur sıcaklık kavramıdır.

Söz konusu sisteme ait deneysel veriler sonucu elde edilen plazma frekans değerleri ve rezonans halindeki sistemler için geçerli olan Lorentz fonksiyonu kullanılarak [93] frekansın 55,5 K’de mikrodalgadan kızıl ötesi (infrared) bölgeye kaydığı bulunmuştur. Bu müstesna fiziksel örtüşmenin yani, verteksin, plazma frekansının mikrodalgadan kızıl ötesi bölgeye kaydığı sıcaklık değerinde ortaya çıkmasına istinaden, süperiletkenlerdeki kuantum gravitasyonel çekim alanını betimleyen bir işaret olduğu sonucuna varılır. Zira, elektromanyetik dalganın gravitasyonel alan altında infrared bölgeye kayması olgusu 1959’dan beri bilinmektedir [91,92].

Sıcaklığın azalmasıyla plazma frekansının artışı, süperiletkenlik yoğunlaşma ve kuplaj enerjilerine benzer olarak sistemin elektromanyetik enerjisinin artışı anlamına gelmektedir. Bu çalışmada, optimum katkılanırmada 55,5 K, ileri derecede katkılanırma da ise 82 K’lık özel bir limit sıcaklığında oluşan kuantum verteks, kuantum gravitasyonel alanı nedeniyle süperiletken bir sistemin asli bir gravitasyonel alanına atfedilir. Optimum ve ileri derecede katkılanırılan örneklerin limit

sıcaklıkları dışındaki fark ise ileri derecede katkılanırılan örneğın sıcaklık bant genişliğinin(verteksin oluřtuğú sıcaklık aralığú) daha keskin olarak gözlemlenmesidir.

Paramanyetik Meissner sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda, rölativistik süperiletken kuantum sistemi, $l=2$ olan bir açısıl momentum değeriine sahiptir ve uygulanan sabit bir manyetik alan altında, sistemde entropi göçü yaşanmaz. Böyle bir durumda, sistem için tek fiziksel değışken sıcaklık parametresidir. Bu nedenle, sıcaklık kavramı zaman değışkeni gibi göz önüne alınabilir. Öyle ki, sıcaklık değışimi ilgili referans çerçevesinde, kuantum gravitasyonel potansiyel olarak kendini gösterir. Bu olgu, El Naschie'nin kuantum gravitesi (Contarian gravitesi) ile de tutarlıdır. El Naschie'ye göre, kuantum gravitenin elde edilmesi için, genel rölativite ile kuantum alan teorilerinin birleştirilmesi gerekmektedir [101]. Ayrıca, El Naschie, gravitasyonel alanda, zaman değışirken zamanın hızının gravitasyonel alanda yavaşlayacağını söylemektedir. Başka bir deyişle, zamanın(sıcaklık) ilerleme hızının değışimiyle, gravitasyonel bir etkinin oluşması söz konusu olur. Sonuç olarak, zamandaki çalkantılar gravitasyonel çalkantıları oluşturmaktadır. Bu yorumun tersi de doğrudur [102-106]. Bu yaklaşıma göre, rölativistik süperiletken sistemler yüksek enerji fizikçileri için de güvenilir bir referans sistemidir [45].

Genel anlamda, spin-1 süperiletkenliğinde gözlemlenen durum, hem yüksek enerji fiziğinde hem de astrofizikteki verilerle, geleneksel (konvansiyonel) olmayan süperiletkenlik arasında derin bir analogiyi ortaya koymaktadır [107]. Örneğın, spin-1 süperiletkenliğı nötron yıldızlarında gözlemlenmektedir. Kritik bir kütle olan Meissner kütlesi, nötron yıldızlarında spin-1 süperiletkenlik durumunu oluşturmakta büyük bir öneme sahiptir. Spin-1 renk süperiletkenliğine göre, söz konusu olan Meissner kütlesi, gluon (kuvvetli kuvvetin alan parçacığı) ve foton (elektromanyetik alan parçacığı) arasındaki bir etkileşimden oluşur [108]. Nötron yıldızları ve yüksek sıcaklık cuprate süperiletkenleri arasında bu bağlamda bir analogi kurulduğunda, spin-0 süperiletkenlerindeki sanki-parçacıkların etkin kütlesi, m^* , spin-1 süperiletkenliğı sergileyen nötron yıldızlarındaki Meissner kütlesiyle aynı role sahiptir. Bu doktora tezi çalışmasında, m^* 'ın süperiletken durumda graviton ve fotonlar arasındaki etkileşimden ortaya çıktığı önerilmektedir. Çünkü, 46, 47, 48'de de rapor edildiğı üzere, cuprate süperiletkenler, 10^{12} ya da 10^{13} Hz mertebesindeki plazma frekans degerlerine sahip elektromanyetik dalga kavitesi olarak davranırlar.

ab -düzlemindeki ve c -ekseni doğrultusundaki diğer etkin kütle değerleri, sırasıyla m_{ab}^* ve m_c^* incelendiğinde, m_c^* 'nin oksijen katkısından m_{ab}^* 'a kıyasla daha çok etkilendiği görülmektedir. Bu da, oksijenasyon işleminin baskın olarak c -ekseni etkin kütlelerini etkilediği anlamına gelmektedir. Düzlemdeki nüfuz derinliği, λ_{ab} ise hem optimum hem de ileri derecede oksijenle katkılanmış örnekler için hemen hemen aynı olduğu bulunmuştur. Referans 24'de de belirtildiği üzere λ_{ab} , süperiletken katmanlar (ab -düzlemleri) arasındaki yalıtkan katman kalınlığı ile aynı değer olarak alınabileceği, yani $\lambda_{ab} \cong d$ olduğu anlaşılmıştır.

Hg-1223 cuprate süperiletkenlerinde yük taşıyıcıları elektron boşluklarıdır. Elektron boşluğu yoğunluğu yani süperiletkenlik yük taşıyıcı yoğunluğu, n_s ile T_c arasında önemli bir bağ söz konusudur. Başka bir deyişle, optimum olarak oksijenle katkılama işlemi, taşıyıcı yük yoğunluğunu optimum düzeyine çıkararak, kritik geçiş sıcaklığını maksimum bir değere yükseltmektedir [94]. Optimum olarak oksijenle katkılanmış numune için n_s değeri yaklaşık olarak 10^{36} m^{-3} olarak tespit edilmektedir. Maksimum T_c sıcaklığı ise $n=n_{opt}$ halinde gözlemlenmektedir. İleri derecede oksijenle katkılanmış numunede ise taşıyıcı yoğunluğunun artarak (en yüksek sıcaklık değerleri için yaklaşık 20kat) T_c 'yi olumsuz yönde etkilediği sonucuna varılmaktadır.

Sonsuz uzunluktaki ($L \gg \lambda_j$) bir kavşaktaki her bir Josephson girdabının serbest enerjisinin, optimum ve ileri derecede oksijenasyon işlemine maruz kalmış numuneler için hesaplanmış ve elde edilen değerlerin optimum olarak katkılanmış numune için daha yüksek olduğu bulunmuştur. Her iki süperiletken numune için de elde edilen Josephson girdap enerjisi değerleri, mor ötesi (ultraviyole) bölgeye tekâbül etmektedir. Aynı zamanda, her sıcaklık değeri için Josephson kavşağının alt kritik manyetik alan değerleri, H_{c1} hesaplanmıştır. Bu değerler, numune 1 için örneğe ait H_{c1} ve H_{c2} değerleri arasında herhangi bir değerken, 77 K'de H_{c1} 'den daha küçük bir değer (0,092 T) almaktadır (Tablo IV.1). Numune 2 için ise neredeyse H_{c1} civarında bir değer olan H_{c1} ; 90 K'de H_{c1} 'den daha küçük bir değer (0,008 T) almaktadır (Tablo IV.2). Josephson girdabının merkezindeki alan değeri olan, $H(0)$ değeri ise numune 1'de daha fazla iken numune 2'de (yaklaşık 5 kat) azalmaktadır.

Tablo IV.1. Numune 1(optimum katkılandırma) İçin Josephson Girdabının Alt Kritik Manyetik Alan Değeri H_{c1} ile Numuneye ait Alt ve Üst Termodinamik Kritik Alanlar

Sıcaklık (K)	H_{c1} (Tesla)	H_{c1} (Tesla)	H_{c2} (Tesla)
4,2	0,35	0,92	3
27	0,257	0,371	2,04
77	0,25	0,092	1,5

Tablo IV.2. Numune 2(ileri derecede katkılandırma) İçin Josephson Girdabının Alt Kritik Manyetik Alan Değeri H_{c1} ile Numuneye Ait Alt ve Üst Termodinamik Kritik Alanlar

Sıcaklık (K)	H_{c1} (Tesla)	H_{c1} (Tesla)	H_{c2} (Tesla)
5	0,17	0,1996	0,5082
17	0,12	0,1033	0,5851
25	0,11	0,1003	0,5881
77	0,02	0,02	0,0714
90	0,008	0,0099	0,024

IV.1.2 Manyetik Duygunluk-Sıcaklık ($\chi-T$) Grafiğinin Simetri ve Kırılmaları, Kuantum Mekaniksel ve Kaotik Geçişler Bağlamında İrdelenmesi

Bu bölümde, simetri ve kırılmaları olgusu manyetik duygunluk- sıcaklık grafiği yardımıyla incelenmektedir. Ayrıca, sistem, hem kuantum mekaniksel yönden hem de kaotik geçişler bağlamında da ele alınmaktadır.

IV.1.2.1. Simetri ve Kırılmalarının Manyetik Duygunluk-Sıcaklık Grafiği Yardımıyla İrdelenmesi

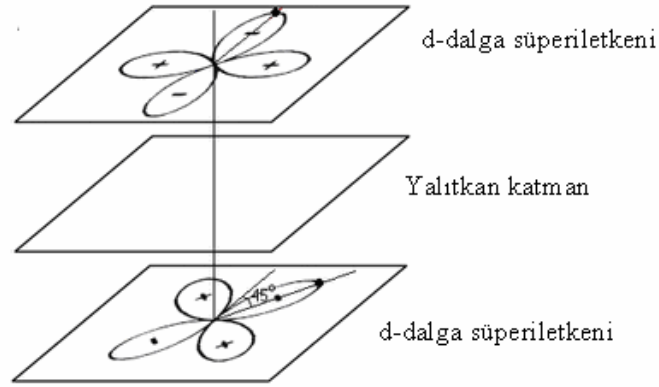
Bölüm II.7’de de belirtildiği üzere beş temel simetri ve ilgili kırılmaları Hg-1223 yüksek sıcaklık süperiletkeni için incelenecektir. İlgili simetriler, X , sonlu kristallografik nokta grubu(örgü simetrisi); R , spin rotasyon simetri grubu; I , uzay inversiyon operasyonu; T , zaman geri-dönüşüm simetrisi; $U(1)$, bir boyutlu global ayar (gauge) simetrileridir.

- Bir boyutlu global ayar simetrisi (elektromanyetik simetri), $U(1)$, elektrozayıf simetri grubunun kendiliğinden alt gruplara kırılması sonucu ortaya çıkmaktadır Bu duruma, kendiliğinden simetri kırılması denilmektedir. Bir

boyutlu global ayar simetrisi d-dalga yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde, Meissner geçiş sıcaklığında kırılmaktadır.

- Zaman geri-dönüşüm simetrisinin ise, Paramanyetik Meissner Olayının gözlenebilir hale geldiği durumda, çok temiz hazırlanmış cıva cuprateler gibi bazı bakır-oksit katmanlı yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin manyetik duygunluk-sıcaklık grafiğinin sanal kısmındaki değişiminden kırıldığı anlaşılmaktadır.
- Rölativistik bir sistem olarak göz önüne alınan cıva cupratelerde, sekiz katmanda kendini tekrarlayan inversiyon simetrisi hariç tüm simetriler kırılmaktadır.
- Simetri ve kırılmalarının, sistem içerisinde yeni uyarılmalara neden olduğu ve bu uyarılmaların, dalga, parçacık veya parçacık-dalga ikilisi olarak algılandığı bilinmektedir [109]. Bu tez çalışmasında ise, d-dalga simetrisi nedeniyle sistemde çift heliks (sarmal) kuantum dalgası (ÇHKD), Hg-1223 numunesinin kuantum birim hücresinde, sistemin kendine özgü kararlı (solitary) dalgası olarak ortaya çıkmaktadır ve sistem içerisinde korunmaktadır. Eğer dalganın zaman periyodu sonsuz alınırsa, bu dalga koherent (eş fazlı) sistemin solitonu olarak adlandırılır [4]. Ayrıca, böylesi topolojik solitonlar, Bi-2122 gibi cuprate rölativistik sistemlerde, tünelleme ölçümleri sırasında gözlenmiştir [110].

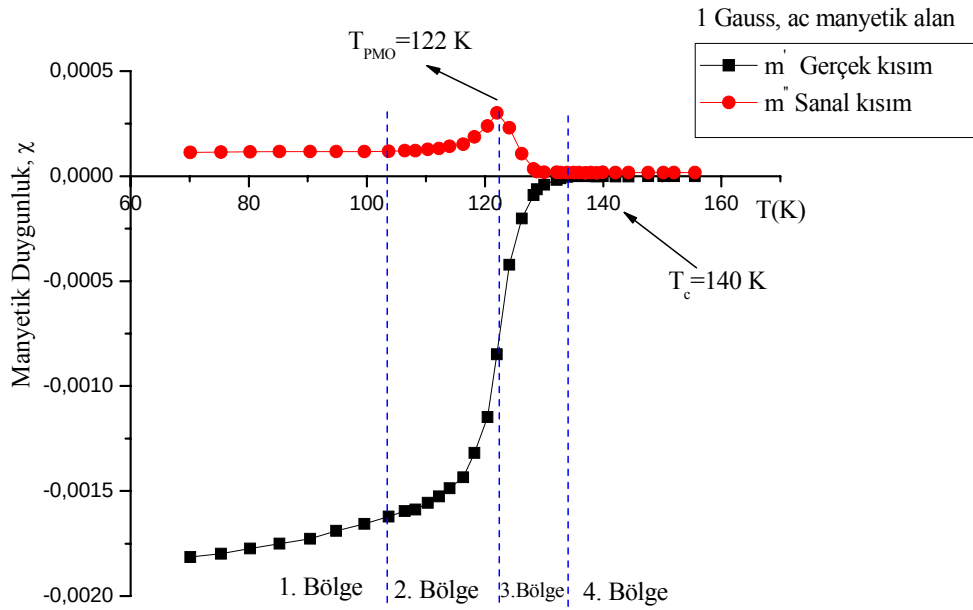
Yalıtkan bir katmanla ayrılan her bir bakır oksit katmanı, d-dalga süperiletkenlerinin yük rezervuarlarıdır. Bakır-oksit katmanlı süperiletkenlerin yapısal özellikleri, sisteme ait asli Josephson kavşağı da içermektedir. Bundan dolayı, c -ekseni boyunca bakır-oksit katmanlarındaki Josephson kuplajını ya da tünellemeyi de, hesaba katmak gereklidir. Bulk (hacim) süperiletkenleri 45^0 'lık faz farkına sahip, çoklu Josephson kavşağı birim hücreleri (JKBH) gibi göz önüne alınabilir. Sistemin birim hücresindeki Josephson kavşağı Şekil IV.1'de gösterilmektedir. Süperiletkenliğin meydana geldiği bakır-oksit düzlemlerinde d-dalgası, 45^0 'lık faz farkı ile ilerlemektedir. JKBH'nin 45^0 'lık faz farkı, ayna simetrlili ÇHKD oluşturur. ÇHKD, zaman periyodu sonsuz alındığı zaman, solitona karşılık gelmektedir ve sisteme ait bu özel kuantum dalgası "Segâh Soliton" olarak adlandırılmıştır [4].



Şekil IV.1. Bakır-Oksit Katmanlı Süperiletkenlerinin Asli Yapısal Özellikleri (45° Faz Farklı, İki

$d_{x^2-y^2}$ Dalga Süperiletkeni Arasındaki Josephson Kavşağı)

Tablo IV.2’de, optimum olarak oksijenle ısıtılmış Hg-1223 numunesi için 1 Gauss’luk a.c. manyetik alan altında elde edilen manyetik moment-sıcaklık grafiği (Şekil IV.2) temel alınarak, belirli sıcaklık bölgelerindeki ilgili simetri ve kırılmaları incelenmiştir. Sisteme ait kritik Meissner geçiş sıcaklığı 140 K olup, PMO’nun gözlemlendiği sıcaklık ise 122 K’dir.



Şekil IV.2. Hg-1223 Örneği İçin Elde Edilen Manyetik Duygunluk-Sıcaklık Grafiği

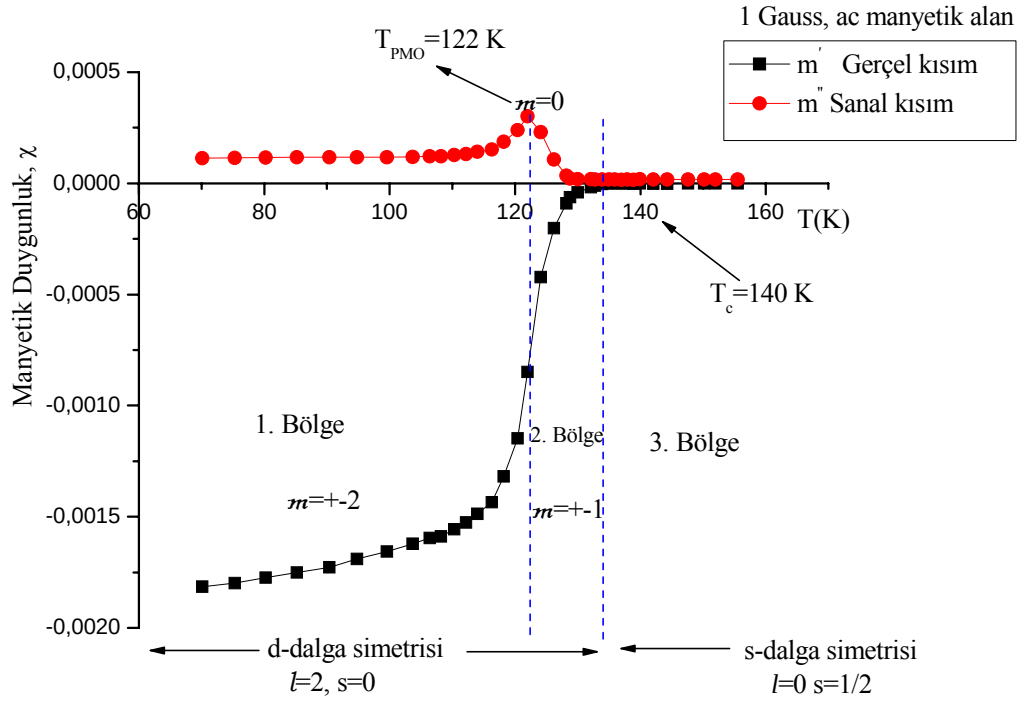
Tablo IV.3 Simetri Kırılmalarının Gerçek ve Sanal Manyetik Duygunluk Yardımıyla Analizi.

Bölge	Sıcaklık aralığı (K)	Simetriler
4	145-135	Zaman geri dönüşüm(ZGD) simetrisi mevcuttur. d-dalga fazı ve bir boyutlu global ayar simetrisi 140K'de kırılır.
3	135-122	ZGD simetrisi ve d-dalga simetrisi mevcuttur. İnversiyon simetrisi korunmaktadır.
2	122-103	ZGD simetrisi kırılır. d-dalga simetrisi mevcuttur. İnversiyon simetrisi korunmaktadır
1	103-70	ZGD simetrisi kırılmıştır. d-dalga simetrisi mevcuttur. İnversiyon simetrisi korunmaktadır

IV.1.2.2. Kuantum Mekaniksel İrdeleme

Optimum olarak katkılandırılmış numune için kuantum mekaniksel irdeleme, 70-140 K sıcaklık aralığında elde edilen manyetik duygunluğun sıcaklıkla değişim eğrisi göz önüne alınarak incelenmiştir.

İncelenen sistem, yörüngesel kuantum sayısı, l 'nin ikiye (spin-triplet durumu) eşit olduğu d-dalgasıyla betimlenmektedir. Optimum olarak oksijenasyon işlemine maruz kalmış ve kritik geçiş sıcaklığı 140 K olan Hg-1223 süperiletkenin 1 Gauss'luk a.c. manyetik alan altında ölçülen manyetik duygunluğunun sıcaklıkla değişim bilgisi referans alınarak, eğri üç bölgeye ayrılabilir. 3. bölgede, sistem s-dalga simetrisine sahipken ($l=0$); 1. ve 2. bölgeler d-dalga simetrisine sahiptir.



Şekil IV.3 Manyetik Duygunluk - Sıcaklık Grafiğinin Kuantum Mekaniksel Olarak İncelenmesi

Rölativistik süperiletken sistem, -2 den +2'ye değişen yörüngesel manyetik moment, m yardımıyla incelenebilir. Şekil IV.3'de de görüleceği üzere, d-dalga simetrisine sahip sıcaklık bölgesi iki kısma ayrılabilir. Şekil IV.3'deki 2. bölgede, yörüngesel manyetik kuantum sayısı, m , ± 1 'e eşittir. PMO sıcaklığında, m sıfır olmalıdır. Bu da, toplam açısal momentumun z bileşeninin, ΣL_z sıfır olduğu anlamına gelmektedir. 1. bölgede ise m artı ve eksi ikiye eşittir. Çünkü, yörüngesel kuantum sayısı l 'nin sabit değeri için ($l=2$) m , z - eksenini üzerindeki θ açısını $\theta=0^\circ$ den $\theta=90^\circ$ 'ye artar [111]. Böylelikle, süperiletkenlik bakır oksit ab -düzlemlerinde yoğunlaşır ve katmanlararası sanki parçacık tünellemesi olgusuyla da üç boyutu kapsar [45]. Tablo IV.4'de sisteme ait kuantum mekaniksel bilgiler, bölgelere göre listelenmiştir.

Tablo IV.4. Bölgelere Göre Kuantum Mekaniksel Bilgiler

Bölge	Sıcaklık aralığı	Spin kuantum sayısı (s)	Yörüngesel kuantum sayısı (ℓ)	Yörünge manyetik kuantum sayısı (m)
1.	70-122	0	2	∓ 2
2.	122-140	0	2	$\mp 1, T_{PMO}$ 'da 0
3.	140-üstü	$\frac{1}{2}$	0	0

Şekil IV.3'den de görüleceği üzere 70 K'den yani sıvı azot sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda manyetik momentin yaklaşık olarak sabit bir değere sahip olduğu tespit edilmiştir. Ancak, sistemdeki sanki-parçacık etkin kütesinin bu değerden sonra, numunelerin yapısına göre değişmeye devam ettiği saptanmış ve bundan da öte süperiletken sistemin kendine has kuantum gravitasyonel çekim alanı oluşturmakta olduğu Bölüm III.2 ve Bölüm III.3'de gösterilmiştir.

IV.1.2.3 Süperiletken Sistemin Kaotik Geçişler Bağlamında İrdelenmesi

Kaos kavramı, kaçınılmaz olarak başlangıç koşullarına bağlı bir sistemdeki olasılık yoğunluğunun zamanla değişimi nedeniyle, sistemin bir düzenden başka bir düzene geçişi olarak düşünülebilir. Bu bağlamda bakıldığında, rölativistik bir sistem olan süperiletkenler, kaotik durumun anlaşılması için en iyi örneklerden birini teşkil etmektedir. İkinci dereceden faz geçişine sahip olan süperiletken sistemler, kritik kuantum kaos olarak nitelendirilebilecek bazı kritik noktalara sahip sistemlerdir. Kritik kuantum kaos olgusu, sanki-periyodik sistemlerde, etkileşen iki elektronlu sistemlerde ve fraktal matrislerde görülmektedir [112]. Sanki-parçacık ve fononlar arası mükemmel harmoniye iyi bir örnek olan yüksek sıcaklık süperiletkenleri, kaotik geçişler açısından referans sistemi olarak incelendiğinde, sistemin üç ana kaotik geçiş noktasına sahip olduğu görülür. Bu noktalar sırasıyla,

1. Kuantum gravitasyonel kuvvetin ortaya çıktığı ve verteks halini betimleyen limit sıcaklık, T_L değeri,
2. Açısal momentumun yön değiştirdiği paramagnetik Meissner sıcaklığı, T_{PMO} ve
3. Normal iletken halden süperiletken duruma geçiş noktası olan kritik Meissner sıcaklığı, T_c değerleridir.

Mutlak sıcaklıktan başlayarak sistem incelendiğinde, öncelikle sanki parçacıkların etkin kütlesi değişime uğramaktadır. Böylelikle, ortaya çıkan gravitasyonel kuvvet ile sistemi betimleyen dalga'nın fazı değişmektedir. T_{PMO} 'da ise orbital akımlarının yön değiştirmesi söz konusudur. Bu durum, zaman geri dönüşüm simetrisinin kırıldığı nokta olarak, sistemin ikinci kaotik geçişi olarak betimlenmektedir. Kuantum mekaniksel olarak; normal iletken haldeki sistemi betimleyen s dalgası, üçüncü kaotik geçiş noktası olan Meissner sıcaklığında d-dalgası halini almaktadır.

Mutlak sıfırdan başlayarak sıcaklık Meissner sıcaklığının üzerine yükseltildiğinde, sistem sırasıyla Bose-Einstein ve Fermi-Dirac olasılık dağılım fonksiyonlarına uyar [3].

IV.2. MANYETİK ALANDAKİ ARTIŞIN VE OKSİJENLE KATKILANDIRMA İŞLEMİNİN ÇEŞİTLİ PARAMETRELER ÜZERİNE ETKİSİ

Bu bölümde, optimum düzeyde oksijenle katkılanmış numunenin (numune 3) 1 Gauss'luk d.c. manyetik alan altında elde edilen manyetik moment(duygunluk)-sıcaklık eğrisi ile hava ortamında oksijenle katkılanmış numunenin (numune 4) 10 Gauss'luk d.c. manyetik alan altında elde edilen manyetik moment-sıcaklık verileri bağlamında, sıcaklıklar ve simetrliler açısından karşılıklı olarak irdelenmesi yapılmaktadır.

İncelenen numuneler arasında, iki ana fark tespit edilmiştir.

1. Numune 3'de görülen PMO, numune 4'de saptanamamaktadır. Başka bir deyişle, PMO oksijenle ısıtılma işlemiyle ilgili olarak ortaya çıkmaktadır ve optimum olarak oksijen katkısı ile sağlanmaktadır.
2. Numune 3'e ait T_c değeri, numune 4 için tespit edilen T_c değerinden daha yüksektir, yani oksijenle az miktarda katkılandırma T_c 'yi olumsuz yönde etkilemektedir [113]. SAA soğutma esnasında numune 3 için $T_c = 137,7$ K iken numune 4 için $T_c = 123,08$ K civarındadır.

Numune 3 için, SAA soğutma esnasında $T_c = 137,7$ K iken AA soğutma esnasında $T_c = 140,39$ K olarak saptanmıştır. AA soğutma sırasında, $137,8$ K'de maksimum

olarak paramanyetik bir sinyal gözlemlenmiştir. Başka bir deyişle, SAA soğutma eğrisinden belirlenen kritik Meissner sıcaklığı ve AA soğutma eğrisinden tespit edilen Paramanyetik Meissner Olayının görüldüğü sıcaklık, T_{PMO} , aynı değere sahiptir. Simetri bakımından incelendiğinde ise, aynı sıcaklıkta hem bir boyutlu global ayar simetrisi, $U(1)$ (T_c 'de kırılır), hem de zaman geri dönüşüm simetrisi, $\underline{T}$ ve spin rotasyon simetrisi, R (T_{PMO} 'da) kırılmaktadır.

Numune 4 için, SAA soğutma esnasında saptanan kritik Meissner geçiş sıcaklığı $T_c=123,08$ K'dir. PMO ise, az miktarda oksijenasyondan (under-doping) dolayı görülememektedir.

IV.3. HAVA ORTAMINDA KATKILANDIRILMIŞ ÖRNEĞE AİT (NUMUNE 4) HİSTEREZİS EĞRİSİNİN İRDELENMESİ

Numune 4 için 7 K'de elde edilen manyetizasyona karşı manyetik alan, $M-H$ eğrisinden kritik akım yoğunluğu, j_c ve Josephson nüfuz derinliği, λ_j gibi elektrodinamik parametrelerin yanı sıra H_{c1} ve H_{c2} değerleri de saptanmıştır. Bulunan alt ve üst kritik manyetik alan değerleriyle London nüfuz derinliği, λ_L ve eşuyum uzunluğu, ξ_o hesaplanmıştır. Bulunan değerler karşılaştırıldığında, II.tip süperiletkenler için geçerli olan $\lambda_L > \xi_o$ olan şartının sağlandığı görülmektedir. Plazma frekansının ise mertebesi aynı kalmasına rağmen büyüklüğünün (magnitude) değişmesiyle birlikte, infrared (kızıl ötesi) bölgede olduğu bulunmuştur. Başka bir deyişle, düşük sıcaklıklarda hem optimum hem de az miktarda oksijenle katkılandırma, sistemin elektromanyetik dalga frekans bölgesini değiştirmemektedir. Sanki parçacıkların etkin kütle değeri, m^* 'ın ise λ_j değeri temel alınarak mesafeyle değişim değerleri saptanmıştır. Etkin kütle, m^* 'ın mesafeyle değişimi ayrıca, numune 1 için 4,2 K'de ve numune 2 içinde 5 K'de incelenmiştir. Bu üç numune için bir karşılaştırma yapıldığında, numuneler için frekans değerlerinin büyüklüğü yüksekten düşüğe doğru yazıldığında (sırasıyla numune 1, numune 4 ve numune 2) m^* değerlerinin 10^{-20} 'den 10^{-18} 'e kadar değiştiği görülmektedir.

IV.4. XRD VERİLERİ YARDIMIYLA KRİSTAL YAPININ İRDELENMESİ

Bu doktora tez çalışmasının bu bölümünde, XRD verilerini elde etmekteki asıl amaç, süperiletken numunenin uzay(örgü) simetrisi hakkında bilgi sahibi olmak ve kristal örgü vektörlerinin Miller indisleri yardımıyla hesaplanması amaçlanmaktadır. Bu bağlamda kullanılan numunelerin süperiletkenlik özellikleri, manyetizasyon-manyetik alan ve manyetik moment-sıcaklık deneyleri yapılarak önceden tespit edilmiş olup, süperiletken numuneler için XRD ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen veriler doğrultusunda kristal yapının tetragonal yapıda olduğu bulunmuştur. Buradan hareketle uzay simetrisinin tersinir olduğu söylenebilir.

XRD verileri aracılığıyla numune 3 için $a=b=3,8684 \text{ Å}$, $c = 15,7182 \text{ Å}$ ve numune 4 için ise $a=b=3,8328 \text{ Å}$, $c = 15,7452 \text{ Å}$ bulunmuştur. Her iki numune de tetragonal bir yapıya sahip olup, numune 4'e göre numune 3'ün ab -düzlemi (süperiletken düzlem) daha büyük ($0,0356 \text{ Å}$ kadar büyük), c -eksenindeki örgü sabitinin ise daha küçük olduğu ($0,027 \text{ Å}$ kadar küçük) saptanmıştır. Elde edilen veriler yardımıyla, c -eksenindeki örgü sabiti daha küçük olan numune 3'ün T_c 'si numune 4'e göre daha yüksek olarak bulunmuştur. PMO ise c -ekseni örgü sabiti büyük olan numune 4'de gözlemlenememiştir.

X-ışını kırınım desenleriyle elde edilen c -ekseni örgü sabiti yardımıyla, iki bakır oksit katmanı arasındaki mesafe, d , için $c/2$ yardımıyla hesap yapılmaktadır. d yardımıyla, Josephson nüfuz derinliği, plazma frekansı, anizotropi faktörü, sanki parçacıkların etkin kütlesi gibi bir çok parametre hesaplanabilmektedir. Bu nedenle XRD ile numunenin kristal yapısı hakkında bilgi sahibi olmak önemlidir. Tablo IV.5'de numune 3 ve 4'e ait kristal örgü değerleri verilmektedir.

Tablo IV.5 Numune 3 ve 4'e Ait Kristal Örgü Vektörleri

Kristal örgü vektörleri	Numune 3 (optimum O ₂ katk.)	Numune 4 (hava ortamında katk.)
$a=b$	$3,8684 \text{ Å}$	$3,8328 \text{ Å}$
c	$15,7182 \text{ Å}$	$15,7452 \text{ Å}$

BÖLÜM V

TARTIŞMA ve DEĞERLENDİRME

Araştırmaya açık bir konu olan simetri ve kırılmaları kavramı bu tez çalışmasında cıva bazlı, bakır oksit katmanlı $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ süperiletken sistemi temel alınarak incelenmiştir. Süperiletken-normal faz geçişlerinin kendiliğinden simetri kırılmaları nedeniyle olduğu bilinmektedir [114,115]. Simetri ve kırılmaları, kritik kuantum kaos noktaları olan kritik geçiş sıcaklığı T_c ve maksimum paramanyetik sinyalle kendini belli eden Paramanyetik Meissner Olayının (PMO) gözlemlendiği T_{PMO} sıcaklığı ve kuantum çekim alanının görüldüğü limit sıcaklık yardımıyla incelenebilir. T_c 'de bir boyutlu global ayar simetrisi kırılmaktadır. T_c 'nin altındaki sıcaklıklarda sistem artık sadece kristal bir yapı olarak değil “Segâh Soliton” adı verilen topolojik soliton dalgasıyla betimlenebilmektedir. Bakır oksit katmanlı, cıva bazlı, üç boyutlu bir bulk (hacim) süperiletken ortamda ilk kez solitonun mevcudiyeti bu tez çalışmasında gösterilmiştir. Spin rotasyon ve zaman geri dönüşüm simetrisi ise T_{PMO} 'da kırılmaktadır. İncelenen süperiletken sistemde ise, inversiyon simetrisi d-dalga süper iletkenliği nedeniyle korunmaktadır.

Bölüm IV.1.2.1'de sistem kuantum mekaniksel olarak incelenmiş olup, belli bir sıcaklığın altında sistemin kuantum mekaniksel bilgilerinin aynı olduğu saptanmıştır. Bundan dolayı, rölativistik süperiletken ortam, sistemdeki tek değişken nitelik yani faz farkı aracılığıyla elde edilen ve “Onguas Denklemi” olarak adlandırılan sanki parçacıkların etkin kütlesi, m^* yardımıyla incelenmiştir. Etkin kütlenin sıcaklıkla değişiminden, maksimum bir değer bulunmuş ve numune 1 için bu sıcaklıkta plazma frekansının mikrodalga bölgeden kızıl ötesi(infrared) bölgeye kaydığı bulunmuştur.

Gravitasyonel alanda, elektromanyetik dalganın infrarede kaydığı bilgisinden hareketle, bu maksimum değerin(zenith, verteks,) sisteme ait asli bir gravitasyonel çekim alanı olduğu söylenebilir.

Fraktal (kesirli, buçuklu) uzay-zaman kavramının, ölçekli (scale) rölativite teorisini (fraktal uzay-zaman teorisi) kurmak için adapte edilmiş geometrik bir araç olduğu bilinmektedir. El Nashie'ye göre, “gravite farklı hızlarda akan zaman tarafından oluşturulan” bir olgudur. Başka bir deyişle, zamandaki fraktal çalkantılar gravite yaratmaktadır. Fraktal zaman, mikro-kuantum seviyedeki zaman geri dönüşümlerini vurgular, negatif zamanın negatif çalkantılarını tanımlar ve itici gravitenin varlığını tahmin eder [105]. İncelenen rölativistik süperiletken sistemimizde kontrol edilebilen ve tek değışken olan parametre sıcaklık olduğundan; zaman kavramının gördüğü işlevi süperiletkenlerde sıcaklık üstlenmiştir. Bu noktadan hareketle, zamandaki yani sıcaklıktaki çalkantı veya sıcaklıktaki değışim, sistemin içinde itici bir gravitasyonel alan oluşturmaktadır. İtici gravitasyonel alan, dış (dünya veya uzay) gravitasyonel alana zıt yönlü olduğundan dolayı, süperiletken numune havada asılı kalabilmektedir. Bu olgu, negatif zaman (negatif faz) kavramıyla da açıklanabilir [41]. İkinci tip bir süperiletken olan Hg–1223 numunesi için hesaplanan negatif etkin kütle değeri yani negatif faz değeri, gravitasyonel Meissner etkisi aracılığıyla itici gravitasyonel alanın varlığını vurgulamaktadır. [116]. Tüm bunların yanı sıra, sistemde görülen asli gravitasyonel alan nedeniyle, Meissner etkisindeki küçük kusurların sadece süperiletken malzemedeki safsızlıklardan değil; süperiletken durumda, gravite ve madde arasındaki etkileşimlerden de olabileceği tartışmaları da devam etmektedir [5]. Bu çalışmada uzaysal etkiler kritik Meissner sıcaklığında, zamansal olanlar ise PMO sıcaklığında sıfırlanmaktadır. Başka bir deyişle, T_c 'de ve T_{PMO} 'da tüm simetri kırılmaları gerçekleşmiş olup sistemde tek asli özellik olarak kuantum gravitasyonel alanı kalmaktadır. Kuantum gravitasyonel alan, başlangıç koşullarına (oksijenle katkılandırma işlemleri v.s.) son derece hassas asli bir özelliktir.

Gravite dalga detektörleri [117], kaos sensörleri, Aharonov Bohm detektörleri gibi ultra hassas detektörler olarak kullanılabilen süperiletken cihazlar, Bose-Einstein yoğunlaşmasındaki bazı düzenlenişlerin kara deliklerin davranışına benzediği [5] bilgisinden hareketle, uzay çalışmalarında da çok amaçlı olarak kullanılabilir

Bahsedilen tüm bilgiler ışığında bu tezle tespit edilen kuantum gravitasyonel alanına ait bulgularla, bugüne kadar doğadaki sadece üç temel kuvveti teorik olarak

birleştirmiş olan birleşik alanlar teorisi ile dört alan parçacığını fermiyonlarla aynı sistemde betimlemeye çalışan süpersimetri teorik çalışmalarına ışık tutacağı anlaşılmaktadır.

KAYNAKLAR

- [1] Saxena S.S.; Monthoux P.: “Superconductivity: Symmetry not Required”. *Nature*, 427 **(2004)** 799.
- [2] Bassani F.; Pastori Parravicini G.: “International Series of Monographs in the Science of the Solid State”, Volume 8, Electronic States And Optical Transitionin Solids, Pamplin B.R.(eds), Pergamon Press, Oxford, UK **(1975)**1-2.
- [3] Aslan Ö.; Onbaşlı Ü.: “Rölativisitik Sistemlerde Kaos ve Simetri”, *Kaos ve Kompleks Sistemler, I. Disiplinlerarası Kaos Sempozyumu*, İstanbul Kültür Üniversitesi, İstanbul, Türkiye, 12-13 Mayıs **(2006)**, Journal of İstanbul Kültür Üniversitesi, İstanbul, Türkiye, cilt 4/3 **(2006)** 161-166.
- [4] Onbasli U.; Z.Ozdemir Z.G.; Aslan O.: “Symmetry Breaking And Double Heliks Quantum Structure”, *Chaos, Solitons& Fractals*, **(2006)** gönderildi.
- [5] Gillies G.T.; Unnikrishnan C.S.: “Experimental Perspective on the Interplay between Qunatum and Gravity Pyhsics”, *Advances in The Interplay Between Quantum And Gravity Physics*, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, Bergmann P.G.; De Sabbata V. (Eds) Erice, Italy, 30 April-10 May **(2001)** Series: NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, Springer, London, UK, 60 **(2002)**103-122.
- [6] Ginzburg V.L.; Andryushin E.A.: “Superconductivity, Revised Edition”, World Scientific Pub., London, UK, **(2004)** 1-10.
- [7] Shrivastava K.N.: Superconductivity: Elementary Topics, World Scientific Pub., London, UK, **(2000)** 1-7.
- [8] Bardeen, J; Cooper, N; Schrieffer, J.R.: “Theory of Superconductivity”, *Phys. Rev.Lett*, 108-5**(1957)** 1175-1204.
- [9] Fossheim K.; Sudboe A.: “Superconductivity: Physics and Applications”, John Willey and Sons., Weinheim, Germany **(2004)** 1-206.

- [10] Mourachkine A.: “High Temperature Superconductivity in Cuprates : The Nonlinear Mechanism and Tunneling Measurements”, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, Boston, USA **(2002)**55-60.
- [11] Gautreau R.; Savin W.: “Schaum’s outline of Modern Physics”, Mc Graw-Hill profesional, Columbus, USA **(1999)** 318-322.
- [12] Bednorz, G; Müller, K. A.: “Possible High T_c Superconductivity in The Ba-La-Cu-O System”, *Zeitschrift für Physik B*, 64 **(1986)** 189-193.
- [13] Tachiki M. : “High T_c Superconductivity Caused By Vibronic Mechanism”, *Current Applied Physics.*, 2 **(2002)** 431-438.
- [14] Li M.S. : “Paramagnetic Meissner Effect and Related Dynamical Phenomena” *Physics Report.*, 376 **(2003)** 133-223.
- [15] Onbasli Ü.; Wang Y.T.; Naziripour A.; Tello R.; Kiehl W.; Hermann A.M.: “Transport Properties Of High T_c Mercury Cuprates”, *Phys.Stat.Sol(b)*, 194**(1996)**371-382.
- [16] Ushio H.; Matsuno S.; Hamada T.; Kamimura H.: “Theory Of Copper Oxide Superconductors”, Springer, New York, USA **(2005)**1-16.
- [17] Tinkham M.: “Introduction to Superconductivity”, Courier Dover Publications, New York, USA **(2004)**1-15.
- [18] Ginsberg D.M.: “Physical Properties Of High T_c Superconductors IV”, World Scientific Pub., Singapore **(1994)**1-15.
- [19] Ketterson J.B.; Song S.N.: “Superconductivity”, Cambridge University Pres, Cambrige, United Kingdom, **(1999)**5-36.
- [20] Zhou S.A.: “Electrodynamic Theory Of Superconductors”, IET Publisher, London, UK **(1991)**110-155.
- [21] Weinstock H.; Nisenoff M.: “Microwave Superconductivity”, Springer, New York, USA **(2002)** 129-130.
- [22] Bean C.P.: “Magnetization of Hard Superconductors”, *Physical Review Letters*,8 **(1962)** 250-253.
- [23] Bean, C.P.: “Magnetization of High Field Superconductors”, *Review of Modern Physics*, 36/1**(1964)**31-39.
- [24] Gough C.E.: “c-axis Conductivity And The Role Of d-Wave Superconductivity And Fluctuations On Anisotropic High Temperature Superconductors”, *The Gap Symmetry And Fluctuations in High T_c Superconductors*, Nato ASI Series, Series

- B, Physcis*, Bok J.; Deutscher G.; Puana D.; Wolf S.A. Eds., Plenium Pres, NewYork, USA, 371**(1998)** 465-485.
- [25] Kleiner R.: “Intrinsic Josephson Junctions in High Temperature Superconductors ”, *Jnl.Low Temp.Physics*, 106 **(1997)** 453-462
- [26] Schmidt V.V.: “ The Physics of Superconductors, Introduction to Fundamentals and Applications”, Müller P., Ustinov A.V. Eds; *Springer*, Erlangen, Germany **(1997)** 81-86.
- [27] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/solids/squid.html#c3> (Erişim Tarihi: **2006**).
- [28] Kittel C.: “Introduction to the Solid State Physics”, 7th edition, John Wiley and Sons Inc. New York, USA **(1996)** 335-377.
- [29] Serway R.A.: “Physics for Scientist & Engineers with Modern Physcis”, Third Edition, Saunders College Publishing, Florida, USA **(1992)**1290-1322, 1432-1433.
- [30] http://en.wikipedia.org/wiki/Spin-charge_separation (Erişim tarihi : Mart **2007**)
- [31] Muller P.; Schmidt V.V.: “The Physcis of Superconductors”, Springer, Berlin, Germany **(2002)**80-90.
- [32] Ferrell R.; Prange R.: “Self Field Of Josephson Tunneling Of Superconducting Electron Pairs”, *Phys.Rev.Lett.*, 10 **(1963)** 479-481.
- [33] Filippov A.: “The Versatile Solitons”, Springer, New York, USA **(2000)**37-58.
- [34] Mourachkine A.: “The Mechanism Of High-T_c Superconductivity: “Nonlinear” Superconductivity”, *Journal of Superconductivity.*, 14 **(2001)** 587-597
- [35] Mourachkine A.; “Nonlinear Excitation: Solitons”, *a chapter from the book: High Temperature Superconductivity:The Nonlinear Mechanism And Tunneling Measurements, Kluwer Academic Pub.*, Dordrecht, The Netherlands **(2002)**101-142.
- [36] Pedersen N.F.: “In solitons”, Trullinger S.E., Zakhorov V.E., Pokrovsky V.L., Eds.; Elsevier, Amsterdam, The Netherlands **(1986)** 469.
- [37] Parmentier R.D.: “In the New Superconducting Electronics”, Weinstock H., Ralston R.W. Eds; Kluwer, Dordrecht, The Netherlands, **(1993)**221.
- [38] Stegeman G.I.; Segev M.: “Optical Spatial Solitons and Their Interactions : Universality and Diversity”, *Science*, 286 (1999) 1518-1523.
- [39] Sugano T.; Nozawa K.; Hayashi H.; Nishikida K.; Terui K.; Fukasawa T.; Takenouchi H.; Mino S.; Urayama H.; Yamochi H.; Saito G.; Kinoshito M.:

- “Magnetic and Optical Properties of an Ambient-Pressure Organic Superconductors (BEDT-TTF)₂[Cu(NCS)₂]”. *Synthetic Metals*, 27 **(1988)**A325-330.
- [40] Umezawa H.; Takahashi Y.; Kamefuchi S.: “The Mass Level and Broken Symmetry in Terms Of in Equivalent Representations”, *Annals of Physics.*, 26 **(1969)** 336-363.
- [41] Mourachkine A.: “Room Temperature Superconductors”, Cambridge International Science Pub., Cambridge, U.K. **(2004)** 1-270.
- [42] Zoli M.; “Estimate of the Polaron Mass in High T_c superconductors”, *Physica B*, 265 **(1999)**150-153.
- [43] Akpınar S.; Katıhal Fiziğinden Seçme Bahisler, Yüksek Lisans Ders Notları, İ.Ü. Yayınları, İstanbul, Türkiye **(1978)**.
- [44] Aslan O.; Ozdemir Z.G.; Onbasli U.: “Correlation between the Anisotropy and the Effective Mass of the Quasi-particles in Oxide Superconductors”. *The VI.th International Conference of The Balkan Physical Union*, 22-26 August **(2006)**, *AIP Conf.Proc.*899 **(2007)** 271-272.
- [45] Aslan O.; Ozdemir Z.G. and Onbasli U.: “Effective Mass of Solitons and Quantum Gravity in High Temperature Superconductors”, *Chaos, Solitons & Fractals***(2006)** isimli dergiye gönderildi.
- [46] Özdemir Z.G.; Aslan Ö.; Onbaşlı Ü.: “ Determination of c-axis Electrodynamics Parameters of Mercury Cuprates”, *Journal of Physcis and Chemistry of Solids*, 67**(2006)** 453-456.
- [47] Özdemir Z.G.; Aslan Ö.; Onbaşlı Ü.: “Calculation of Microwave Plasma Oscillations in High Temperature Superconductors”, *The Seventh International Conference on Vibration Problems (ICOVP-2005)*, İstanbul, Türkiye 05-09 Eylül **(2005)**, İstanbul, Türkiye, 111 Springer Proceedings in Physics, İnan E.; Kırış E. Eds: Springer, Dordrecht, The Netherlands **(2007)**377-382.
- [48] Özdemir Z.G.: “Cıva bazlı Bakır Oksit Katmanlı Yüksek Sıcaklık Süperiletkenlerinin Elektrik ve Manyetik Özelliklerinin Tespiti”, *Doktora tezi* Marmara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul, Türkiye **(2007)**.
- [49] Khasonov R.; Eshchenko D.G.; Luetkens H.; Morenzoni E.; Prokscha T.; Suter A.; Garifianov N.; Mali M.; Roos J.; Conder K.; Keller H.: “Direct Observation of Oxygen İsootope Effect in-Plane Magnetic Field Penetration Depth in

- Optimally Doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, 92 (2004) 057602_1-057602_4.
- [50] Hofer J.; Karpinski J.; Willemin M.; Meijer G.I.; Kopnin E.M.; Molinski R.; Schwer H.; Rossel C.; Keller H.: “Doping Dependence Of Superconducting Parameters in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ Single Crystals, *Physica C*, 297(1998)103-110.
- [51] Cyrot M.; Pavuna D.: Introduction to Superconductivity and High T_c Materials, Word Scientific Publishing, London UK, (1992) 82.
- [52] Kishio K.: Anisotropy in HTSC Oxides: Its Chemical Control and Flux Pinning, Coherence in High Temperature Superconductors, 1-3 May, Tel Aviv, Israel, Deutscher G.; Revcolevschi (eds), World Scientific Publishing, Massachusetts (1996) 217-218.
- [53] Heinzl Ch.; Theiling Th.; Ziermann P.: “Paramagnetic Meissner Effect Analyzed by Second Harmonics of The Magnetic Susceptibility: Consistency With A Ground State Carrying Spontaneous Current” *Physical Rev B*, 48/5(1993)3445-3454.
- [54] Zharkov G.F.: “Paramagnetic Meissner Effect in Superconductors From Self-Consistent Solution of Ginzburg Landau Equation”, *Phys. Rev.B*, 63(2001) 214502-1_214502-7.
- [55] Li M.S.: “Microwave Absorption in s-wave and d-wave Disordered Superconductors”, *Physical Review B*, 64(2001)144501-1_144501-6.
- [56] Dominguez D.; Jagla E.A.; Bolseiro C.A.: “ Phenomenological Theory of the Paramagnetic Meissner Effect”, *Physical Review Letters*, 72(1994)2773-2776.
- [57] Riedling S.; Brauchle G.; Lucht R.; Röhberg K.; Löhneysen H.V.; Claus H.; Erb E. and Müller-Vogt G.: “Observation of the Wohleben Effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals”, *Phys. Rev. B*, 49/8(1994) 13283-13286.
- [58] Braunisch W.; Knauf N.; Kataev V.; Neuhausen S.; Grütz A.; Kock A.; Roden R.; Khomskii D.; Wohleben D.: “Paramagnetic Meissner Effect in Bi-High Temperature Superconductors”, *Phys. Rev.Lett.*, 68 (1992) 1908-1911.
- [59] Sigrist M: “Exotic Phase Properties of d-Wave Superconductors”, *Physica B*. 230-232(1997) 806-810.
- [60] Tsuei C.C.; J.R.Kirtley J.R.: “Pairing Symmetry in Cuprate Superconductors”, *Reviews of Modern Phys.*, 72(2000) 969-1016.
- [61] Levi B.G.: “In High T_c Superconductors is d-Wave The New Wave?”, *Physics today*, (1993)17-20.

- [62] Li M.S. : “Paramagnetic Meissner Effect and Related Dynamical Phenomena” *Physics Report.*, 376 (2003) 133-223 ibid Kulik I.O.: “Magnitude of the Critical Josephson Tunnel Current, *Zh.Eksp.Teor Fiz.* 65 (1965) 1211-1214.
- [63] Li M.S. : “Paramagnetic Meissner Effect and Related Dynamical Phenomena” *Physics Report.*, 376 (2003) 133-223 ibid Bulaevskii L.N.; Kuzii V.V.; Sobyenin A.A.: “Superconducting System with Weak Links and Current in the Ground State”, *Pis'ma Eksp. Theor. Fiz.* 25 (1977)314-318 (*JETP Lett.* 25 (1977)290).
- [64] Li M.S. : “Paramagnetic Meissner Effect and Related Dynamical Phenomena” *Physics Report.*, 376 (2003) 133-223 ibid Spivak B.I.; Kivelson A.A.: “Negative Local Superfluid Densities: the Difference between Dirty Superconductors and Dirty Bose Liquids, *Phys. Rev.B*,43(1991) 3740-3743.
- [65] Bill A.; Hizhnyakov V.; Sigmund E.: “Pairing Interaction and Phonon Renormalization Favored by Phase Separation in Cuprate Superconductors”, Sigmund E.; Müller K.A. eds, Springer, Berlin, Germany (1994)290-303
- [66] Symmetries, Lie Algebras and High T_c Superconductivity, socrates.berkeley.edu/~adityaj/physics/symmetry.pdf. (Erişim Tarihi: Ekim 2006).
- [67] http://en.wikipedia.org/wiki/Group_theory, (Erişim Tarihi: 19 Mart 2007).
- [68] Gruber B., *Symmetries in Science XI.*, Springer, New York, USA (2004) 6.
- [69] Strocchi F., *Symmetry Breaking*, Springer, Berlin, Germany (2005) 9-10, 118.
- [70] Rosen J.: *Symmetry Discovered: Concepts and Applications in Nature and Science*, Courier Dover Publications, New York, USA (1998) 79,94.
- [71] Landau L.D.; Lifshitz E.M: *Course of Theoretical Physics, Vol 5, Statistical Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, California, USA (1969) 426-427 .
- [72] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html>, Electroweak Unification, Spontaneous Symmetry Breaking, (Erişim tarihi: 13 Nisan 2007).
- [73] Smolin L.: *The Trouble with Physics, The Rise of String Theory, The Fall of a Science and What Come Next*, Houghton Mifflin Company, Boston, NewYork, (2006) 57-61.
- [74] O’Raifeartaigh L.: *Group Structure og Gauge Theories*, Cambridge University Pres, Cambridge, USA, (1986) 168.

- [75] Kadowaki K.; Takeya I.; Kindo K.: “Observation of Nambu-Goldstone Mode in the High-Temperature Superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ”, *Europhys. Lett.*, 42(1998) 203-208.
- [76] Kawamura H.; Li M.S.: “Equilibrium phase with broken time reversal symmetry in ceramic high T_c superconductors”, *Physical Review Letter*, 78(8) (1997) 1556-1559.
- [77] Wagner J.L.; Hunter B.A.; Hinks D.G.; Jorgensen J.D.: “Structure and Superconductivity of $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ ” *Physical Review B*, 51(1995)407-414.
- [78] Vojta N.; Sachdev S.: “Charge Order, Superconductivity And Global Phase Diagram Of Doped Antiferromagnets”, *Phys. Rev. Letter*, 83 (1999) 3916-3919
- [79] Frigeri P.A.; Agterberg D.F.; Koga A. and Sigrist M.: “Superconductivity without Inversion Symmetry in CePt_3Si ”, *Physica B*, 359-361(2005) 371-373.
- [80] Sigrist M.: “Superconductivity With Broken Time Reversal Symmetry”, *Physica B*, 280 (2000) 154-158.
- [81] Sigrist M.: “Broken Time Reversal Symmetry in Unconventional Superconductors”, *Physica C*, 341-348 (2000) 695-698.
- [82] Sigrist M.; Agterberg D.F.; Frigeri P.A.; Hayashi N.; Kaur R.P.; A.Koga A.; Milat I.; Wakabayashi K.: “Unconventional superconductivity. in Non-Centrosymmetric Material”, *Effective Models for Low-Dimensional Strongly Correlated Systems*, AIP Conference Proceedings, 816 (2006)124-135.
- [83] Horovitz B.; Golub V.: “Spontaneous Magnetization and Hall Effect in Superconductors With Broken Time Reversal Symmetry”, *Europhysics Letter*, 57(6) (2002) 892-897.
- [84] http://e.wikipedia.org/wiki/Gauge_symmetry (Erişim tarihi: Eylöl 2006).
- [85] Kilian W.; *Electroweak Symmetry Breaking: The Bottom-up Approach*, Springer, London, UK (2003) 1-10.
- [86] Houghton A.; Kwon H.J.; Marston J.B.: “Multidimensional Bosonization” *Advances in Physics*, 49(2000)141-228.
- [87] Fujimoto S.: “Electron Correlation Effects on Magnetism in Superconductors without Inversion Symmetry”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310 (2007) 554-556.
- [88] Putilin S.N.; Antipov E.V.; Chmaissem O.; Marezio M.: “Superconductivity at 94 K in $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ ”, *Nature*, 362 (1993) 226-228.

- [89] Schilling A.; Cantoni M.; Guo J.D.; Ott H.R.: “Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O System”, *Nature*, 363(1993)56-58.
- [90] Onbasli U.: “Effect of Oxygen Post-Annealing At The Critical Parameters of Mercury Cuprates”, *Physica C*, 332(2000)333-336.
- [91] Pound R.V.; Rebka G.A.: “Gravitational Red-Shift in Nuclear Resonance”. *Phys. Rev. Letters*, 3 (1959)439-441.
- [92] Pound R.V.; Rebka G.A.: “Apparent Weight of Photons”. *Phys. Rev. Letters*, 4 (1960) 337-341.
- [93] <http://www.answers.com/topic/cauchy-distribution> (Erişim Tarihi: şubat 2006).
- [94] Kresin V.Z.; Wolf S.A.; Orchinnikov Y.N.: “Exotic Normal and Superconducting properties of High T_c Oxides”, *Physics Reports*, 288 (1997) 347-354.
- [95] Onbaşlı Ü.; Öztürk S.; Haşcicek Y.S.: “Magnetic Measurement of Critical Current on Mercury Cuprates”, *Applied Superconductivity Conference-98* (ASC-98) Palm Desert, California, Sept. 13-18, (1998).
- [96] Onbaşlı Ü.; Aslan Ö.; Güven Özdemir Z.: “Olasılık Yoğunluğu Kavramındaki Süper Mantık”, *Mantık, Matematik ve Felsefe, IV. Ulusal Sempozyumu*, Olasılık, Foça, İzmir, 5-8 Eylül (2006) basım için kabul edildi.
- [97] Xu R.X.: “Low Mass Bare Strange Stars”. *Advances in Space Research*, 37 (2005)1992-1995.
- [98] Chatterjee S.: “Distribution of Stars Perpendicular To The Plane Of The Galaxy”. *J.Astrophys Ast.*, 12(1991)269-280.
- [99] Chatterjee S.: “Distribution of Stars Perpendicular to The Plane of The Galaxy”. *Astronomy and Astrophysics*, 198 (1995)438-444.
- [100] Hirsch J.E.: “Spin currents, Relativistic Effects and the Darwin Interaction in the Theory of Hole Superconductivity”, *Physcis Letter A*, 345 (2005)453-458.
- [101] El Naschie M.S.: “Complexity Theory in High Energy Physics and Related Subjects”. *Chaos and Complex System I. Interdisciplinary Chaos symposium with international participation*, (2006).
- [102] Agop M.; Craciun P.: “El Naschie’s Cantorian Gravity and Einstein’s Quantum Gravity”. *Chaos, Solitons & Fractals*, 30 (2006)30-40.
- [103] El Naschie M.S.: “From Experimental Quantum Optics to Quantum Gravity via a Fuzzy Kähler Manifold”. *Chaos, Solitons & Fractals*, 25 (2005)969-77.

- [104] El Naschie M.S.: “Non-Euclidean Space-Time Structure and The Two Slit Experiment”. *Chaos, Solitons & Fractals*, 26(2005)1-6.
- [105] Agop M.; Ioannou P.D.; Coman P.; Ciobanu B.; Nica P.: “Cantorian $\varepsilon^{(\infty)}$ Space-time and Generalized Superconductivity”, *Chaos, Solitons & Fractals*, 12(2001)1947-1982.
- [106] Argyris J.; Ciubotariu C.I.; Weingaertner W.E.: “Fractal Space Signatures in Quantum Physics and Cosmology- I.Space, Time, Matter, Fields and Gravitation”. *Chaos, Solitons & Fractals*, 11(2000) 1671-1719.
- [107] Aurilia A.: “On the Analogy Between Superconductivity and Chiral Symmetry Breakdown in The Coulomb Gauge”. *Nuclear Physics B*, 92(1975)241-268.
- [108] Schmitt A.: “Spin-one Color Superconductivity in Neutron Stars”, *Structure and Dynamics of Elementary Matter*, Grainer W; Itkis M.G.; Reinhardt J.; Güçlü M.C. Eds;, NATO Sciences Series, Kluwer Academic Publishers,Dordrecht, The Netherlands (2003) 321-328.
- [109] Allen P.B.; Perebeinos V.: “First Glimpse of the Orbiton”, *Nature*, 419(2001) 155-158.
- [110] Mourachkine A.: “Quasi-one Dimensional Topological-Excitation Liquid in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ from Tunneling Spectroscopy”. *Supercond. Sci. Technol.* 14(2001) 329-345.
- [111] Karaoğlu B.: “Kuantum Mekaniğine Giriş”, BilgiTek Yayıncılık, İstanbul, Türkiye (1997)114.
- [112] Evangelou S.N.: “Critical Quantum Chaos”, *Physica B*, 296(2001) 62-65.
- [113] Lokshin K.A.;Pavlov D.A.; Kovba M.L.; Antipov E.V.; Kuzemskaya I.G.; Kukikova L.F.; Davydov V.V.; Morozov I.V.; Itskevich E.S.: “Synthesis and Characterization of Overdoped Hg-1234 and Hg-1245; the Universal Behaviour of T_c variation in the $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ Series”, *Physica C*, 300 (1998)71-76
- [114] Kovner A.; Rosentein B.: “What Symmetry is Broken in Superconductor-Normal Phase Transition”, *J.Phys.:Cond. Matter*, 4 (1992) 2903-2914.
- [115] Kaminski A.; Rosenkranz S.; Fretwell M.M.; Campuzano J.C.; Li Z.; Raffy H.; Cullen W.G.; You H.; Olson C.G.; Varma C.M.; Höchst H.: “ Spontaneous

- Breaking of Time Reversal Symmetry in the Pseudogap State of a High T_c Superconductors”, *Nature*, 416 **(2002)** 610-613.
- [116] Agop M.; Ioannou P.D.; Buzea C.Gh.: “Cantorian $\varepsilon^{(\infty)}$ Space-Time And Gravitation and Superconductivity”., *Chaos, Solitons& Fractals*, 13 **(2002)**1137-1165.
- [117] Imanishi Y.; Sato T.; Higashi T.; Sun W.; Okubo S.; “A Network of Superconducting Gravimeters Detects Submicrogal Coseismic Gravity Changes”, *Science*, 306 **(2004)** 476-478.
- [118] Dereli T., Verçin A.; “Kuantum Mekaniği 2”, METU Press, Ankara, Türkiye, **(2000)** 86-98 .
- [119] Abrikosov A.A.: “Fundamentals of the Theory of The Metals”, *Physical Science And Engineering Division*, Amsderdam, The Netherlands **(1987)** 113.
- [120] <http://science.nasa.gov/newhome/images/em.gif>, (Erişim Tarihi: Mart **2007**).

EK A

Kuantum Mekaniğinde Ayar Simetrisi

Kuantum mekaniğinde $\vec{E}$ (elektrik) ve $\vec{H}$ (manyetik) alanları, ϕ (skaler) ve $\vec{A}$ (manyetik vektör) potansiyelleri ile ifade edilirler. Bu nedenle, elektromanyetik alandaki yüklü parçacıkların hamiltoniyeninde $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ yerine ϕ (skaler) ve $\vec{A}$ (manyetik vektör) potansiyelleri bulunur.

Ayar simetrisini incelemek için elektromanyetik alanda hareket eden m kütleli q yüklü bir parçacığın $\vec{A}$ manyetik vektör ve ϕ skaler potansiyellerine bağlı olarak Hamiltoniyen,

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{q}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right)^2 + q\phi(\vec{r}, t) \quad (1)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, c ışık hızını, q ise yükü temsil etmektedir. Bu sistemin zamana bağlı Schrödinger denklemi ise,

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{q}{c} \vec{A}(\vec{r}, t) \right)^2 + q\phi(\vec{r}, t) \right] \psi(\vec{r}, t) \quad (2)$$

şeklindedir. $f(\vec{r}, t)$ ise manyetik akı boyutunda, konum ve zamana bağlı, türevi alınabilir keyfi bir fonksiyondur. Ayar dönüşümlerden sonra, ϕ yerine ϕ' , $\vec{A}$ yerine $\vec{A}'$ olarak betimlenir ve

$$\begin{aligned}\phi'(\vec{r},t) &= \phi(\vec{r},t) - \frac{1}{c} \frac{\partial f(\vec{r},t)}{\partial t} \\ \vec{A}'(\vec{r},t) &= \vec{A}(\vec{r},t) + \vec{\nabla} f(\vec{r},t)\end{aligned}\tag{3}$$

denklemleri ile yazılır. Bu ayar dönüşümleri altında, denklem (1)'deki Hamilton işlemcisi de

$$\hat{H}' = \hat{H} - \frac{q}{c} \frac{\partial f(\vec{r},t)}{\partial t}\tag{4}$$

haline gelir. Bu dönüşümlerden ötürü,

$$i\hbar \frac{\partial \psi'}{\partial t} = \hat{H}' \psi' \quad \text{ve} \quad i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi\tag{5}$$

Schrödinger denklemleri birbirine özdeş değillerdir. Dönüşümlerden sonra zamana bağlı bu Schrödinger denklemlerinin özdeş olması, dalga fonksiyonunun da,

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i \frac{q}{\hbar c} f} \psi\tag{6}$$

kuralına göre dönüşüme uğramasını gerektirmektedir. Denklem (6) ile tanımlı ayar dönüşümü I. Tip; denklem (3) ile tanımlı ayar dönüşümleri ise II. Tip olarak adlandırılmaktadır. I. ve II. Tip dönüşüm altında zamana bağlı Schrödinger dalga denkleminin değişmez (invariant) kalması, kuantum mekaniğinde ayar değişmezliği olarak bilinmektedir. Denklem (6) ile tanımlı ayar dönüşümü aslında dalga fonksiyonunun bir faz çarpanıyla çarpılmasıdır. Burada, k sabit bir katsayı, e elementer yük ve $q = ke$ olmak üzere $\Phi_0 = \frac{hc}{e}$ ile verilen manyetik akı kuantumu

faz çarpanında gizli olarak içerildiğinden, faz çarpanı için $e^{i \frac{q}{\hbar c} f} = e^{i \frac{\pi}{\Phi_0} f}$ ifadesi yazılabilir. Schrödinger denkleminin ayar değişmezliği klasik karşılığı olmayan önemli etkilere yol açabilir. Bu olaylardan en önemli iki tanesi Aharonov Bohm olayı ve akı kuantumlanmasıdır. [118].

EK B

Aharonov-Bohm Olayı

Aharonov-Bohm (A-B) olayı, yüklü parçacıkların giremediği bir bölgede bulunan elektromanyetik alanların, bu bölgenin dışında, alanın sıfır olduğu bölgede hareket eden yüklü parçacıkları kuantum mekaniksel davranışlarında gözlenebilir etkiler oluşturmaları olayıdır. A-B olayı, kuantum mekaniksel bir olay olup, klasik karşılığı yoktur. Kuantum mekaniksel olarak meydana gelen bu olayı incelemek için aynı fazlı olan bir elektron kaynağından yayılan bir elektron demetinin çift yarık sistemi üzerine gönderildiğini düşünmek uygundur. Çift yarık şeklindeki engelin hemen arkasına, çapı yarıklar arasındaki mesafeye göre küçük ve uzun bir selenoid sayfa düzlemine dik olarak yerleştirilsin. Elektronların selenoidin içine girme olasılığı sıfır olsun ve alan ise z yönünde yönlenmiş olsun. Selenoidin dışındaki elektronların hareket ettiği bölgede ise manyetik alan sıfır olarak kabul edilsin.

Selenoidten akım geçmediği zaman çift yarıktan geçen elektron demetleri bir ekran üzerinde normal girişim desenleri oluşturur. Akım geçmeye başladığı vakit ise selenoid içindeki alan sıfırdan farklı iken, dışında sıfırdır. Buna karşın girişim deseninde kaymalar olur. Bunun nedeni ise hareketin, skaler ve vektörel manyetik potansiyeller olarak adlandırılan yerel potansiyellere bağlı olması ve faz çarpanını etkilemesidir [118].

EK C

İkinci Dereceden Faz Geçişleri ve Düzen Parametresi

İkinci dereceden faz geçişleri kavramı, 1937 yılında Landau tarafından önerilmiştir. Landau'ya göre, bu geçişlerde maddenin durumu devamlı olarak değişirken sistemin simetrisi de değişmektedir. Örnek olarak, paramanyetik durumdan ferro ya da anti-ferromanyetik duruma manyetik maddelerin geçişleri, normal durumdan süperiletken duruma metalin geçişi, kristallerin belli yapısal geçişleri gösterilebilir. Landau teorisi gereğince, tüm ikinci derece faz geçişleri, geçişi karakterize eden düzen parametresi olarak adlandırılan belli bir parametre ile tanımlanır. İkinci dereceden faz geçişinde, düzen parametresi sürekli olarak değişir. Süperiletkenlik geçişinde düzen parametresi kompleks bir büyüklüktür [119]. Süperiletkenlik elektronlarının davranışı kompleks düzen parametresi ile tanımlanabilir.

Düzen parametresinin temel özellikleri aşağıdaki gibidir..

- 1) Gerçek uzayda sürekli olan kompleks bir sayıdır.
- 2) Rölativistik bir sistem olan süperiletken bir sisteme dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında $T < T_c$ durumunda $\psi(r) \neq 0$, $T > T_c$ durumunda ise $\psi(r) = 0$ olur. Süperiletken sistemin dışarısında $\psi(r) = 0$ 'dır.
- 3) Etkin dalga fonksiyonu $\psi = |\psi|e^{i\varphi}$ olan düzen parametresi $|\psi(r)|^2 = n_s$ şeklinde normalize olur. n_s süperiletken elektronlarının yoğunluğudur.
- 4) $\varphi(r)$ fazına $2\pi n$ (n , tamsayıdır) eklendiğinde $e^{i2\pi n} = 1$ olduğundan, düzen parametresi değişmez [41].

EK D

Alt ve Üst Kritik Manyetik Alanlar, H_{c1} ve H_{c2} 'nin Tayini

Bir manyetik alan altındaki süperiletken numunenin içinde, ince demetler veya levhalar halinde normal bölgeler ve bunları saran süperiletken bölgeler mevcuttur. Numune içerisindeki normal bölgelere girdap adı verilmektedir. II. tip bir süperiletken, H_{c1} ve H_{c2} arasındaki bir manyetik alan bölgesinde girdap durumunun kararlı oluşuyla karakterize edilebilmektedir.

Manyetik alan arttırıldığında girdap durumunun oluşmasının nedeni nedir, sorusunu incelemek gerekmektedir. H_{c1} değeri, nüfuz derinliğinden tayin edilmektedir. Uygulanan manyetik alan H_{c1} olduğunda, fluksoid içindeki normal merkezde de manyetik alan H_{c1} olacaktır.

Normal merkezdeki alan, onu çevreleyen süperiletken bölgeye λ_L (London nüfuz derinliği) kadarlık bir derinliğe kadar girebilmektedir. Buna göre, merkezlerden birindeki akı $\pi\lambda_L^2 H_{c1}$ olur ve bu değer Φ_0 akı kuantasına yaklaşık eşit olmaktadır. Buradan,

$$H_{c1} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\lambda_L^2} \quad (1)$$

ifadesi bulunur. H_{c2} değerinde ise fluksoidler, süperiletken durumun korunabileceği en sıkı şekilde paketlenmiş olurlar. Başka bir deyişle, eşyüm uzunluğunun elverdiği kadar yoğun olurlar. Dış alan, sadece fluksoid örgüsü ölçeğinde küçük değişimler hariç, numuneye düzgün bir şekilde girer. Her merkez, $\pi\xi_o^2 H_{c2}$ mertebesinde akı taşır ve bu da Φ_0 ile kuantalanmıştır. Buna göre,

$$H_{c2} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\xi_o^2} \quad (2)$$

bağıntısı ile üst kritik alanı verilmektedir. λ_L/ξ_o oranı ne kadar büyükse, H_{c2} 'nin H_{c1} 'e oranı da o kadar büyük olur.

Bu durumda, bu iki kritik alan ile süperiletken durumun dengedeki enerji yoğunluğu $H_c^2/8\pi$ 'nin bir ölçüsü olan termodinamik kritik alan H_c arasında bir ilişki kurmak mümkündür. II. tür bir süperiletkende H_c , ancak kalorimetre yöntemiyle denge enerjisini ölçerek dolaylı bir şekilde bulunabilmektedir. H_{c1} değerini H_c cinsinden bulmak için mutlak sıfırda ve katkılı bir limit olan $\xi_o < \lambda_L$ 'deki girdap durumunun dengesine bakılmalıdır. Bu durumda, $\kappa > 1$ olmaktadır ve eşuyum uzunluğu nüfuz derinliğine kıyasla küçüktür.

Girdap durumunda bir fluksoidin denge enerjisi, ortalama H_u manyetik alanı taşıyan normal bir silindir için hesaplanmaktadır. Silindirin yarıçapı, normal ve süperiletken durumlar arasındaki duvarın kalınlığı olan eşuyum uzunluğu mertebesinde. Saf süperiletken durum referans alınır, normal merkezin birim uzunluktaki enerjisi, dengedeki enerji yoğunluğu ile merkezin alanı çarpımına eşittir.

$$f_{\text{merkez}} \approx \frac{1}{8\pi} H_c^2 \pi \xi_o^2 \quad (\text{CGS}) \quad (3)$$

Ancak, uygulanan H_u alanının merkezi çevreleyen süperiletken bölgeye girişi nedeniyle, manyetik enerjide de bir azalma olur.

$$f_{\text{mag}} \approx \frac{1}{8\pi} H_u^2 \pi \lambda_L^2 \quad (\text{CGS}) \quad (4)$$

Bir fluksoid için bu iki terimin katkısı toplanır:

$$\underline{f} = f_{\text{merkez}} + f_{\text{mag}} \approx \frac{1}{8\pi} (H_c^2 \xi_o^2 - H_u^2 \lambda_L^2) \quad (\text{CGS}) \quad (5)$$

$f < 0$ ise normal merkez karardır. Kararlı bir fluksoid için eşik alanı $f = 0$ da olur ve H_u yerine H_{c1} yazılırsa

$$H_{c1}/H_c \approx \xi_o/\lambda_L \quad (6)$$

ifadesi bulunur. Eşik alanı, pozitif yüzey enerjili bölge ile negatif yüzey enerjili bölgeyi ayıran değerdir.

Denklem (1) ile (6) birleştirilirse, H_c için bir bağıntı bulunur.

$$\pi \xi_o \lambda_L H_c \approx \Phi_0 \quad (7)$$

Denklem (1), (2) ve (6) birleştirilirse

$$(H_{c1} H_{c2})^{1/2} \approx H_c \quad (8)$$

ve üst kritik alan değeri bulunur:

$$H_{c2} \approx (\lambda_L/\xi_o) H_c = \kappa H_c \quad (9)$$

[28].

EK E

Optimum Olarak Katkılandırılmış Numune (numune 1) için Yapılan Hesaplamalar

Süper taşıyıcıların yoğunluğu, n_s ve ab -düzlemindeki nüfuz derinliği, λ_{ab} sırasıyla denklem (II.75) ve (II.76) kullanılarak hesaplanabilmektedir. Nüfuz derinliği hesabında ise $\lambda_j \approx \lambda_c$ olarak alınmaktadır.

4,2 K için

$$n_s = \frac{\omega_p^2 \cdot \mathcal{E}_o}{e^{*2}} m^* = \omega_p^2 |m^*| 8,64.10^{25} = (5,217.10^{14})^2 |3,2.10^{-20}| 8,64.10^{25} \\ = 7,526.10^{35} m^{-3}$$

100 K için

$$n_s = \frac{\omega_p^2 \cdot \mathcal{E}_o}{e^{*2}} m^* = \omega_p^2 |m^*| 8,64.10^{25} = (5,008 \times 10^{13})^2 |2.10^{-17}| 8,64.10^{25} \\ = 4,515.10^{36} m^{-3}$$

Düzlemdeki nüfuz derinliği, λ_{ab} ise aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

4,2 K için

$$\lambda_{ab} = \frac{\lambda_c}{\gamma} = \frac{0,575.10^{-6}}{729} = 7,887.10^{-10} m$$

100 K için

$$\lambda_{ab} = \frac{\lambda_c}{\gamma} = \frac{5,823 \cdot 10^{-6}}{7383} = 7,887 \cdot 10^{-10} m$$

Denklem (II.77) ve daha önce hesaplanan n_s ve λ_{ab} değerleri yardımıyla ab -düzlemindeki etkin kütle, m_{ab}^* değerleri hesaplanabilir.

4,2 K için

$$\begin{aligned} m_{ab}^* &= \lambda_{ab}^2 \mu_o e^2 n_s = \lambda_{ab}^2 n_s 3,2169 \cdot 10^{-44} = (7,887 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 7,526 \cdot 10^{35} \cdot 12,868 \cdot 10^{-44} \\ &= 6,02 \cdot 10^{-26} kg \end{aligned}$$

100 K için

$$\begin{aligned} m_{ab}^* &= \lambda_{ab}^2 \mu_o e^2 n_s = \lambda_{ab}^2 n_s 3,2169 \cdot 10^{-44} = (7,885 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 4,515 \cdot 10^{36} \cdot 12,2868 \cdot 10^{-44} \\ &= 12,82 \cdot 10^{-26} kg \end{aligned}$$

Hg-1223 numunesindeki c -ekseni boyunca olan etkin kütle, m_c^* değerleri ise $\gamma = \sqrt{\frac{m_c^*}{m_{ab}^*}}$ formülü ile hesaplanmaktadır.

4,2 K için

$$m_c^* = \gamma^2 m_{ab}^* = (729)^2 6,02 \cdot 10^{-26} = 31,99 \cdot 10^{-21} kg$$

100 K için

$$m_c^* = \gamma^2 m_{ab}^* = (7383)^2 12,82 \cdot 10^{-26} = 6,99 \cdot 10^{-18} kg$$

EK F

HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+x} ve HgBa₂CaCu₂O_{6+x} Süperiletkenlerine ait XRD Çıktıları

Hg-1223 (HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+x})

PDF#45-0615: QM=Uncommon(?); d=Diffraction; l=(Unknown)													
Barium Calcium Copper Mercury Oxide													
HgBa2Ca2Cu3O8+x													
Radiation=CuKa1						Lambda=1.5406				Filter=			
Calibration=						2T=5.696-63.501				l/c(RIR)=			
Ref: Level-1 PDF													
Tetragonal, P4/mmm(123)										Z=		mp=	
CELL: 3.845 x 3.845 x 15.797 <90.0 x 90.0 x 90.0>													
Density(c)=			Density(m)=			Mwt=		Vol=233.5					
Ref: Ibid.													
Strong Lines: 3.10/X 2.75/9 2.71/7 2.63/6 2.44/5 1.92/5 1.89/4 3.45/4													
30 Lines, Wavelength to Compute Theta = 1.54056Å(Cu), l%-Type = (Unknown)													
#	d(Å)	l(f)	(h k l)	2-Theta	Theta	1/(2d)	#	d(Å)	l(f)	(h k l)	2-Theta	Theta	1/(2d)
1	15.5018	28.0	(0 0 1)	5.696	2.848	0.0323	16	2.1717	4.0	(1 0 6)	41.549	20.774	0.2302
2	3.9329	16.0	(0 0 4)	22.589	11.295	0.1271	17	2.0608	27.0	(1 1 5)	43.898	21.949	0.2426
3	3.4458	37.0	(1 0 2)	25.834	12.917	0.1451	18	1.9459	8.0	(1 0 7)	46.638	23.319	0.2570
4	3.3341	3.0		26.716	13.358	0.1500	19	1.9211	47.0	(2 0 0)	47.276	23.638	0.2603
5	3.1495	17.0	(0 0 5)	28.313	14.157	0.1588	20	1.8912	41.0	(1 1 6)	48.070	24.035	0.2644
6	3.0960	100.0	(1 0 3)	28.813	14.406	0.1615	21	1.7573	22.0	(1 0 8)	51.995	25.997	0.2845
7	2.9938	7.0		29.819	14.909	0.1670	22	1.7373	8.0	(1 1 7)	52.639	26.320	0.2878
8	2.7510	88.0	(1 0 4)	32.520	16.260	0.1818	23	1.6804	7.0	(2 1 2)	54.567	27.283	0.2975
9	2.7127	68.0	(1 1 0)	32.993	16.496	0.1843	24	1.6353	26.0	(2 1 3)	56.203	28.101	0.3058
10	2.6741	21.0	(1 1 1)	33.483	16.741	0.1870	25	1.5985	25.0	(1 0 9)	57.616	28.808	0.3128
11	2.6301	64.0	(0 0 6)	34.060	17.030	0.1901	26	1.5777	27.0	(2 1 4)	58.449	29.224	0.3169
12	2.4381	48.0	(1 0 5)	36.834	18.417	0.2051	27	1.5533	17.0	(2 0 6)	59.458	29.729	0.3219
13	2.3930	6.0	(1 1 3)	37.554	18.777	0.2089	28	1.5110	12.0	(2 1 5)	61.299	30.649	0.3309
14	2.3161	4.0		38.850	19.425	0.2159	29	1.4764	5.0	(1 1 9)	62.897	31.448	0.3387
15	2.2556	16.0	(0 0 7)	39.936	19.968	0.2217	30	1.4638	14.0	(2 0 7)	63.501	31.750	0.3416

Hg-1212 (HgBa₂CaCu₂O_{6+x})

PDF#45-0614: QM=Uncommon(?); d=Diffractometer; l=(Unknown)													
Barium Calcium Copper Mercury Oxide													
HgBa2CaCu2O6+x													
Radiation=CuKa1						Lambda=1.5406				Filter=			
Calibration=						2T=6 838-55.017				I/Ic(RIR)=			
Ref: Level-1 PDF													
Tetragonal, P4/mmm(123)										Z=		mp=	
CELL: 3.8638 x 3.8638 x 12.706 <90.0 x 90.0 x 90.0>										P.S=			
Density(c)=			Density(m)=			Mwt=		Vol=189.7					
Ref: Ibid.													
Strong Lines: 2.85/X 3.30/9 2.54/9 1.86/6 2.73/5 1.93/4 2.07/3 2.45/3													
24 Lines, Wavelength to Compute Theta = 1.54056Å(Cu), I%-Type = (Unknown)													
#	d(Å)	I(f)	(h k l)	2-Theta	Theta	1/(2d)	#	d(Å)	I(f)	(h k l)	2-Theta	Theta	1/(2d)
1	12.9162	10.0	(0 0 1)	6.838	3.419	0.0387	13	2.5410	87.0	(0 0 5)	35.293	17.646	0.1968
2	6.3864	12.0	(0 0 2)	13.855	6.927	0.0783	14	2.5240	11.0	(1 1 2)	35.538	17.769	0.1981
3	4.2329	15.0	(0 0 3)	20.970	10.485	0.1181	15	2.4543	28.0	(1 0 4)	36.583	18.291	0.2037
4	3.6965	10.0	(1 0 1)	24.055	12.027	0.1353	16	2.3208	10.0	(1 1 3)	38.769	19.384	0.2154
5	3.3008	88.0	(1 0 2)	26.990	13.495	0.1515	17	2.1226	10.0	(1 0 5)	42.556	21.278	0.2356
6	3.1763	27.0	(0 0 4)	28.069	14.035	0.1574	18	2.0716	32.0	(1 1 4)	43.657	21.828	0.2414
7	3.1113	4.0		28.668	14.334	0.1607	19	1.9317	37.0	(2 0 0)	47.001	23.501	0.2588
8	2.9504	4.0		30.268	15.134	0.1695	20	1.8726	4.0	(1 1 5)	48.578	24.289	0.2670
9	2.8544	100.0	(1 0 3)	31.312	15.656	0.1752	21	1.8596	62.0	(1 0 6)	48.940	24.470	0.2689
10	2.7315	47.0	(1 1 0)	32.759	16.380	0.1830	22	1.8158	5.0	(0 0 7)	50.201	25.101	0.2754
11	2.6703	7.0	(1 1 1)	33.532	16.766	0.1872	23	1.7582	3.0	(2 0 3)	51.966	25.983	0.2844
12	2.5866	4.0		34.651	17.325	0.1933	24	1.6677	28.0	(2 1 2)	55.017	27.509	0.2998

EK G

Numune 3 ve 4'e ait XRD Çıktıları

Numune 3 (optimum olarak katkılandırılmış numune)

[mercurycp-c.raw] mercurycp-c										
SCAN: 5.0/105.0/0.02/0.6(sec), Cu(40kV,40mA), I(max)=617, 03/27/06 15:20										
PEAK: 23-pts/Parabolic Filter, Threshold=1.0, Cutoff=0.5%, BG=1/0.5, Peak-Top=Summit										
NOTE: Intensity = Counts, 2T(0)=0.0(deg), Wavelength to Compute d-Spacing = 1.54056Å (Cu/K-alpha1)										
#	2-Theta	d(Å)	Height	Height%	Phase ID	d(Å)	I%	(h k l)	2-Theta	Delta
1	6.033	14.6375	26	4.4						
2	14.242	6.2138	72	12.2						
3	18.016	4.9196	42	7.1						
4	19.576	4.5309	46	7.8	Witherite, syn - BaCO ₃	4.5461	9.0	(1 1 0)	19.510	-0.066
5	21.184	4.1906	50	8.5						
6	23.941	3.7138	591	100.0	Witherite, syn - BaCO ₃	3.7108	100.0	(1 1 1)	23.961	0.019
7	27.777	3.2091	117	19.8	Witherite, syn - BaCO ₃	3.2082	15.0	(0 0 2)	27.785	0.008
8	28.980	3.0785	118	20.0	Montroydite, syn - HgO	3.0965	2.0	(0 1 1)	28.808	-0.172
9	30.101	2.9664	456	77.2	Montroydite, syn - HgO	2.9619	100.0	(1 0 1)	30.147	0.047
10	31.542	2.8341	411	69.5	Montroydite, syn - HgO	2.8273	70.0	(1 2 0)	31.619	0.077
11	32.481	2.7543	224	37.9	Montroydite, syn - HgO	2.7537	52.0	(2 0 0)	32.488	0.007
12	34.199	2.6197	269	45.5	Witherite, syn - BaCO ₃	2.6235	24.0	(1 1 2)	34.148	-0.051
13	35.559	2.5226	188	31.8	Tenorite, syn - CuO	2.5244	100.0	(-1 1 1)	35.533	-0.026
14	37.300	2.4087	354	59.9	Montroydite, syn - HgO	2.4028	55.0	(0 2 1)	37.396	0.096
15	38.760	2.3213	184	31.1	Tenorite, syn - CuO	2.3242	96.0	(1 1 1)	38.710	-0.049
16	42.159	2.1417	168	28.4	Witherite, syn - BaCO ₃	2.1471	28.0	(2 2 1)	42.048	-0.111
17	42.840	2.1092	76	12.9	Montroydite, syn - HgO	2.1144	1.0	(2 2 0)	42.729	-0.111
18	43.077	2.0982	55	9.3	Witherite, syn - BaCO ₃	2.1012	12.0	(0 4 1)	43.011	-0.066
19	44.760	2.0231	130	22.0	Witherite, syn - BaCO ₃	2.0164	21.0	(1 3 2)	44.915	0.155
20	46.018	1.9707	49	8.3	Tenorite, syn - CuO	1.9598	3.0	(-1 1 2)	46.288	0.270
21	46.938	1.9342	150	25.4	Witherite, syn - BaCO ₃	1.9377	15.0	(1 1 3)	46.848	-0.090
22	50.241	1.8145	183	31.0	Montroydite, syn - HgO	1.8125	38.0	(2 2 1)	50.300	0.058
23	52.050	1.7556	60	10.2	Montroydite, syn - HgO	1.7575	10.0	(0 0 2)	51.989	-0.061
24	53.343	1.7160	50	8.5	Tenorite, syn - CuO	1.7146	8.0	(0 2 0)	53.391	0.048
25	53.756	1.7038	36	6.1	Witherite, syn - BaCO ₃	1.7042	1.0	(2 4 0)	53.742	-0.014
26	54.745	1.6754	27	4.6	Witherite, syn - BaCO ₃	1.6753	5.0	(3 1 1)	54.746	0.002
27	55.639	1.6505	129	21.8	Montroydite, syn - HgO	1.6492	7.0	(0 4 0)	55.688	0.048
28	56.420	1.6295	62	10.5	Montroydite, syn - HgO	1.6296	11.0	(3 0 1)	56.419	-0.001
29	57.342	1.6055	60	10.2	Montroydite, syn - HgO	1.6063	9.0	(3 2 0)	57.308	-0.034
30	61.107	1.5153	58	9.8	Witherite, syn - BaCO ₃	1.5196	4.0	(3 3 0)	60.913	-0.195

[mercurycp-c.raw] mercurycp-c

SCAN: 5.0/105.0/0.02/0.6(sec), Cu(40kV,40mA), I(max)=617, 03/27/06 15:20

PEAK: 23-pts/Parabolic Filter, Threshold=1.0, Cutoff=0.5%, BG=1/0.5, Peak-Top=Summit

NOTE: Intensity = Counts, 2T(0)=0.0(deg), Wavelength to Compute d-Spacing = 1.54056Å (Cu/K-alpha1)

#	2-Theta	d(Å)	Height	Height%	Phase ID	d(Å)	I%	(h k l)	2-Theta	Delta
31	62.080	1.4938	121	20.5	Montroydite, syn - HgO	1.4935	20.0	(0 4 1)	62.098	0.018
32	62.460	1.4857	72	12.2	Witherite, syn - BaCO ₃	1.4827	1.0	(0 6 0)	62.598	0.138
33	64.465	1.4442	84	14.2	Montroydite, syn - HgO	1.4416	12.0	(1 4 1)	64.598	0.133
34	65.726	1.4195	53	9.0	Tenorite, syn - CuO	1.4184	12.0	(0 2 2)	65.786	0.059
35	66.314	1.4084	37	6.3	Tenorite, syn - CuO	1.4104	15.0	(-3 1 1)	66.207	-0.107
36	68.066	1.3763	46	7.8	Tenorite, syn - CuO	1.3754	19.0	(2 2 0)	68.120	0.054
37	68.617	1.3666	53	9.0	Witherite, syn - BaCO ₃	1.3650	4.0	(1 3 4)	68.711	0.094
38	72.977	1.2953	15	2.5	Witherite, syn - BaCO ₃	1.2941	3.0	(2 6 0)	73.058	0.081
39	74.021	1.2796	32	5.4						
40	75.016	1.2651	41	6.9	Tenorite, syn - CuO	1.2653	6.0	(0 0 4)	75.002	-0.014
41	79.708	1.2020	41	6.9	Witherite, syn - BaCO ₃	1.2012	2.0	(1 2 5)	79.768	0.060
42	81.075	1.1851	23	3.9	Montroydite, syn - HgO	1.1863	6.0	(3 2 2)	80.977	-0.098
43	83.498	1.1568	43	7.3	Tenorite, syn - CuO	1.1558	4.0	(4 0 0)	83.585	0.087
44	85.971	1.1298	13	2.2	Witherite, syn - BaCO ₃	1.1329	2.0	(4 3 2)	85.678	-0.293
45	88.692	1.1020	33	5.6						
46	95.881	1.0375	15	2.5	Tenorite, syn - CuO	1.0396	1.0	(2 0 4)	95.627	-0.254
47	101.548	0.9944	28	4.7	Tenorite, syn - CuO	0.9922	1.0	(4 0 2)	101.847	0.299
48	103.374	0.9817	37	6.3	Tenorite, syn - CuO	0.9809	4.0	(-1 1 5)	103.488	0.114

Numune 4 (Hava ortamında katkılandırılmış numune) İçin XRD Datası

[Hg-1223-D2.raw] Hg-1223-D2

SCAN: 10.0/70.0/0.02/8(sec), Cu(40kV,40mA), I(max)=6794, 11/13/06 21:05

PEAK: 21-pts/Parabolic Filter, Threshold=3.0, Cutoff=0.1%, BG=3/1.0. Peak-Top=Summit

NOTE: Intensity = Counts, 2T(0)=0.0(deg), Wavelength to Compute d-Spacing = 1.54056Å (Cu/K-alpha1)

#	2-Theta	d(Å)	BG	Height	Height%	Area	Area%	FWHM	XS(Å)
1	14.262	6.2050	37	424	9.0	3465	1.8	0.139	830
2	16.767	5.2831	38	77	1.6	299	0.2	0.066	>1000
3	17.379	5.0985	48	634	13.4	7794	4.0	0.209	438
4	18.041	4.9128	80	944	20.0	19021	9.9	0.343	246
5	18.500	4.7920	68	982	20.8	15464	8.0	0.268	324
6	19.561	4.5345	68	299	6.3	7105	3.7	0.404	206
7	20.179	4.3968	68	2377	50.3	33341	17.3	0.238	373
8	21.181	4.1910	44	1599	33.9	20274	10.5	0.216	423
9	22.482	3.9514	47	792	16.8	9920	5.1	0.213	431
10	23.120	3.8439	82	1011	21.4	12149	6.3	0.204	455
11	23.980	3.7079	86	4321	91.5	93681	48.6	0.369	229
12	26.682	3.3382	35	75	1.6	510	0.3	0.116	>1000
13	27.738	3.2134	86	1870	39.6	27940	14.5	0.254	350
14	28.940	3.0827	356	4723	100.0	74787	38.8	0.269	328
15	29.661	3.0094	1257	4205	89.0	192827	100.0	0.780	106
16	30.120	2.9646	1419	3873	82.0	136901	71.0	0.601	139
17	31.579	2.8308	1264	2137	45.2	34425	17.9	0.274	324
18	32.460	2.7560	563	1827	38.7	46622	24.2	0.434	196
19	32.989	2.7130	968	253	5.4	1256	0.7	0.084	>1000
20	34.139	2.6242	805	4036	85.5	81617	42.3	0.344	253
21	35.160	2.5503	467	1877	39.7	51003	26.5	0.462	185
22	35.579	2.5212	365	3119	66.0	72320	37.5	0.394	219
23	35.879	2.5008	365	917	19.4	37061	19.2	0.687	123
24	37.419	2.4013	485	2786	59.0	73321	38.0	0.447	192
25	38.778	2.3203	156	3298	69.8	83320	43.2	0.429	202
26	40.079	2.2479	59	329	7.0	2906	1.5	0.150	755
27	40.981	2.2005	62	1343	28.4	14781	7.7	0.187	536
28	42.100	2.1445	27	1500	31.8	31146	16.2	0.353	251
29	42.820	2.1101	143	1611	34.1	45286	23.5	0.478	183
30	43.121	2.0961	86	1375	29.1	30789	16.0	0.381	233

[Hg-1223-D2.raw] Hg-1223-D2

SCAN: 10.0/70.0/0.02/8(sec), Cu(40kV,40mA), I(max)=6794, 11/13/06 21:05

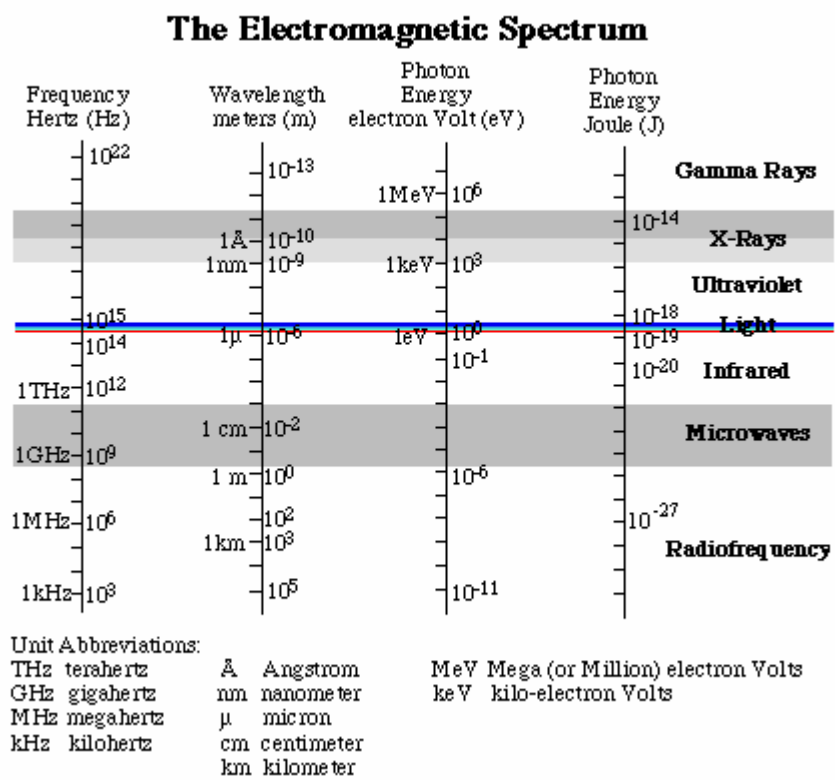
PEAK: 21-pts/Parabolic Filter, Threshold=3.0, Cutoff=0.1%, BG=3/1.0, Peak-Top=Summit

NOTE: Intensity = Counts, 2T(0)=0.0(deg), Wavelength to Compute d-Spacing = 1.54056Å (Cu/K-alpha1)

#	2-Theta	d(Å)	BG	Height	Height%	Area	Area%	FWHM	XS(Å)
31	44.366	2.0401	14	294	6.2	5648	2.9	0.327	276
32	44.898	2.0172	63	804	17.0	15267	7.9	0.323	280
33	45.999	1.9714	26	1277	27.0	23490	12.2	0.313	291
34	46.301	1.9593	26	1091	23.1	21244	11.0	0.331	274
35	46.920	1.9348	2	1357	28.7	61415	31.8	0.769	114
36	47.398	1.9164	47	1152	24.4	37311	19.3	0.551	160
37	48.800	1.8646	31	975	20.6	21668	11.2	0.378	239
38	49.727	1.8320	213	284	6.0	2687	1.4	0.161	695
39	50.299	1.8125	301	1162	24.6	33977	17.6	0.497	180
40	50.860	1.7938	422	796	16.9	10344	5.4	0.221	447
41	51.480	1.7737	138	746	15.8	13612	7.1	0.310	300
42	52.001	1.7571	71	1679	35.5	30537	15.8	0.309	302
43	53.281	1.7179	17	740	15.7	11897	6.2	0.273	349
44	53.781	1.7031	36	430	9.1	8943	4.6	0.354	263
45	54.343	1.6868	150	493	10.4	5702	3.0	0.197	527
46	55.679	1.6494	117	854	18.1	18838	9.8	0.375	249
47	56.519	1.6269	327	731	15.5	10876	5.6	0.253	388
48	57.342	1.6055	214	269	5.7	3971	2.1	0.251	393
49	57.599	1.5989	222	234	5.0	1936	1.0	0.141	917
50	58.299	1.5814	38	810	17.2	10276	5.3	0.216	476
51	59.186	1.5598	23	269	5.7	3068	1.6	0.194	550
52	59.443	1.5537	24	311	6.6	3564	1.8	0.195	547
53	59.938	1.5420	43	321	6.8	5077	2.6	0.269	367
54	60.707	1.5243	15	109	2.3	415	0.2	0.065	>1000
55	61.100	1.5154	15	329	7.0	3905	2.0	0.202	526
56	61.599	1.5044	48	1016	21.5	18218	9.4	0.305	321
57	62.080	1.4938	94	1108	23.5	50285	26.1	0.772	121
58	62.639	1.4819	51	812	17.2	35171	18.2	0.736	127
59	63.960	1.4544	58	510	10.8	6996	3.6	0.233	445
60	64.461	1.4443	44	586	12.4	11551	6.0	0.335	294

EK H

Elektromanyetik Spektrum



[120].

EK I

**Oksijenle az katkılandırılmış numuneye (numune 4) ait
7K'de elde edilmiş histerizis verisi**

ERR	TIME	SQ	TEMP	dTEMP	FIELD	EMU	REG	%ERR
.	20:47	L	65.06K	0.02K	10.00G	-2.1396e-04	0.9981	0.0e+00
.	20:54	L	63.07K	0.02K	10.00G	-2.2131e-04	0.9982	0.0e+00
.	21:01	L	61.08K	0.01K	10.00G	-2.2840e-04	0.9983	0.0e+00
.	21:07	L	59.08K	0.01K	10.00G	-2.3535e-04	0.9984	0.0e+00
.	21:14	L	57.08K	0.00K	10.00G	-2.4219e-04	0.9985	0.0e+00
.	21:20	L	55.08K	0.00K	10.00G	-2.4858e-04	0.9986	0.0e+00
.	21:26	L	53.07K	0.01K	10.00G	-2.5459e-04	0.9987	0.0e+00
.	21:32	L	51.06K	0.00K	10.00G	-2.6026e-04	0.9987	0.0e+00
.	21:38	L	49.07K	0.00K	10.00G	-2.6583e-04	0.9988	0.0e+00
.	21:43	L	47.06K	0.01K	10.00G	-2.7124e-04	0.9988	0.0e+00
.	21:48	L	45.06K	0.00K	10.00G	-2.7630e-04	0.9989	0.0e+00
.	21:53	L	43.06K	0.00K	10.00G	-2.8091e-04	0.9989	0.0e+00
.	21:57	L	41.04K	0.00K	10.00G	-2.8550e-04	0.9989	0.0e+00
.	22:02	L	39.04K	0.01K	10.00G	-2.8965e-04	0.9990	0.0e+00
.	22:06	L	37.03K	0.01K	10.00G	-2.9353e-04	0.9990	0.0e+00
.	22:10	L	35.03K	0.01K	10.00G	-2.9722e-04	0.9990	0.0e+00
.	22:13	L	33.02K	0.00K	10.00G	-3.0066e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:17	L	31.02K	0.01K	10.00G	-3.0397e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:20	L	29.02K	0.01K	10.00G	-3.0667e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:22	L	27.01K	0.01K	10.00G	-3.0912e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:25	L	25.01K	0.01K	10.00G	-3.1129e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:27	L	23.01K	0.01K	10.00G	-3.1309e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:28	L	21.00K	0.00K	10.00G	-3.1495e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:30	L	19.02K	0.01K	10.00G	-3.1659e-04	0.9991	0.0e+00
.	22:32	L	17.15K	0.16K	10.00G	-3.1867e-04	0.9992	0.0e+00
.	22:35	L	15.02K	0.01K	10.00G	-3.2117e-04	0.9992	0.0e+00
.	22:38	L	13.01K	0.00K	10.00G	-3.2397e-04	0.9992	0.0e+00
.	22:40	L	11.01K	0.00K	10.00G	-3.2658e-04	0.9992	0.0e+00
.	22:43	L	9.01K	0.00K	10.00G	-3.2931e-04	0.9992	0.0e+00
.	22:46	L	7.00K	0.00K	10.00G	-3.3208e-04	0.9992	0.0e+00
.	22:48	L	7.00K	0.00K	0.00G	9.0326e-04	0.9998	0.0e+00
.	22:51	L	7.00K	0.00K	1500.00G	-8.6346e-03	1.0000	0.0e+00
.	22:53	L	7.00K	0.00K	3000.00G	-8.5103e-03	0.9999	0.0e+00
.	22:56	L	7.00K	0.00K	4500.00G	-6.4293e-03	0.9999	0.0e+00
.	22:58	L	7.00K	0.00K	6000.00G	-4.5941e-03	0.9998	0.0e+00
.	23:01	L	7.00K	0.00K	7500.00G	-3.0318e-03	0.9995	0.0e+00
.	23:03	L	7.00K	0.00K	9000.00G	-1.7754e-03	0.9985	0.0e+00
.	23:05	L	7.00K	0.00K	10500.00G	-7.6279e-04	0.9897	0.0e+00
.	23:07	L	7.00K	0.01K	12000.00G	2.3415e-04	0.4069	0.0e+00
.	23:10	L	7.00K	0.00K	13500.00G	1.0407e-03	0.9989	0.0e+00
.	23:12	L	7.00K	0.00K	15000.00G	1.7257e-03	0.9995	0.0e+00
.	23:14	L	7.00K	0.00K	16500.00G	2.4366e-03	0.9998	0.0e+00
.	23:16	L	7.00K	0.00K	18000.00G	2.9182e-03	0.9998	0.0e+00
.	23:18	L	7.00K	0.00K	19500.00G	3.4279e-03	0.9999	0.0e+00
.	23:21	L	7.00K	0.00K	21000.00G	3.9152e-03	0.9999	0.0e+00
.	23:23	L	7.00K	0.00K	22500.00G	4.3631e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:25	L	7.00K	0.00K	24000.00G	4.7813e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:27	L	7.00K	0.00K	25500.00G	5.2737e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:29	L	7.00K	0.00K	27000.00G	5.5429e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:32	L	7.00K	0.00K	28500.00G	5.9036e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:34	L	7.00K	0.00K	30000.00G	6.2545e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:34	L	7.00K	0.00K	30000.00G	6.3356e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:36	L	7.00K	0.00K	28500.00G	9.8130e-03	1.0000	0.0e+00

ERR	TIME	SQ	TEMP	dTEMP	FIELD	EMU	REG	%ERR
.	23:38	L	7.00K	0.00K	27000.00G	9.9829e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:40	L	7.00K	0.00K	25500.00G	9.8939e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:43	L	7.00K	0.00K	24000.00G	9.7346e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:45	L	7.00K	0.00K	22500.00G	9.5421e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:47	L	7.00K	0.00K	21000.00G	9.3282e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:49	L	7.00K	0.00K	19500.00G	9.0970e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:51	L	7.00K	0.00K	18000.00G	8.8468e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:53	L	7.00K	0.00K	16500.00G	8.5905e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:55	L	7.00K	0.00K	15000.00G	8.3047e-03	1.0000	0.0e+00
.	23:57	L	7.00K	0.00K	13500.00G	7.9937e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:00	L	7.00K	0.00K	12000.00G	7.6635e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:02	L	7.00K	0.00K	10500.00G	7.3000e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:04	L	7.00K	0.00K	9000.00G	6.9013e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:06	L	7.00K	0.00K	7500.00G	6.4519e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:09	L	7.00K	0.00K	6000.00G	6.0112e-03	0.9998	0.0e+00
.	00:11	L	7.00K	0.00K	4500.00G	5.5588e-03	0.9998	0.0e+00
.	00:13	L	7.00K	0.00K	3000.00G	5.2173e-03	0.9998	0.0e+00
.	00:15	L	7.00K	0.00K	1500.00G	5.2022e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:18	L	7.00K	0.00K	0.00G	6.9175e-03	1.0000	0.0e+00
.	00:20	L	7.00K	0.00K	-1500.00G	1.0007e-02	1.0000	0.0e+00
.	00:22	L	7.00K	0.00K	-3000.00G	8.9432e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:25	L	7.00K	0.00K	-4500.00G	6.6104e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:27	L	7.00K	0.00K	-6000.00G	4.6730e-03	0.9998	0.0e+00
.	00:29	L	7.00K	0.00K	-7500.00G	3.0624e-03	0.9995	0.0e+00
.	00:32	L	7.00K	0.00K	-9000.00G	1.7866e-03	0.9984	0.0e+00
.	00:34	L	7.00K	0.00K	-10500.00G	7.8015e-04	0.9905	0.0e+00
.	00:36	L	7.00K	0.00K	-12000.00G	-2.3305e-04	0.4170	0.0e+00
.	00:38	L	7.00K	0.00K	-13500.00G	-1.0365e-03	0.9989	0.0e+00
.	00:40	L	7.00K	0.00K	-15000.00G	-1.7220e-03	0.9995	0.0e+00
.	00:43	L	7.00K	0.00K	-16500.00G	-2.4233e-03	0.9998	0.0e+00
.	00:45	L	7.00K	0.00K	-18000.00G	-2.9222e-03	0.9998	0.0e+00
.	00:47	L	7.00K	0.00K	-19500.00G	-3.4388e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:49	L	7.00K	0.00K	-21000.00G	-3.9184e-03	0.9999	0.0e+00
.	00:52	L	7.00K	0.00K	-22500.00G	-4.3661e-03	1.0000	0.0e+00
.	00:54	L	7.00K	0.00K	-24000.00G	-4.7837e-03	1.0000	0.0e+00
.	00:56	L	7.00K	0.01K	-25500.00G	-5.2585e-03	1.0000	0.0e+00
.	00:59	L	7.00K	0.00K	-27000.00G	-5.5565e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:01	L	7.00K	0.00K	-28500.00G	-5.9075e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:03	L	7.00K	0.00K	-30000.00G	-6.2534e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:03	L	7.00K	0.00K	-30000.00G	-6.3252e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:05	L	7.00K	0.00K	-28500.00G	-9.8122e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:07	L	7.00K	0.00K	-27000.00G	-9.9917e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:10	L	7.00K	0.00K	-25500.00G	-9.8968e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:12	L	7.00K	0.00K	-24000.00G	-9.7331e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:14	L	7.00K	0.00K	-22500.00G	-9.5436e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:16	L	7.00K	0.00K	-21000.00G	-9.3295e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:18	L	7.00K	0.00K	-19500.00G	-9.0977e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:20	L	7.00K	0.00K	-18000.00G	-8.8500e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:22	L	7.00K	0.00K	-16500.00G	-8.5856e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:25	L	7.00K	0.00K	-15000.00G	-8.2985e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:27	L	7.00K	0.00K	-13500.00G	-7.9952e-03	0.9999	0.0e+00
.	01:29	L	7.00K	0.00K	-12000.00G	-7.6587e-03	0.9999	0.0e+00
.	01:31	L	7.00K	0.00K	-10500.00G	-7.2956e-03	0.9999	0.0e+00

ERR	TIME	SQ	TEMP	dTEMP	FIELD	EMU	REG	%ERR
.	01:33	L	7.00K	0.00K	-9000.00G	-6.9026e-03	0.9999	0.0e+00
.	01:36	L	7.00K	0.00K	-7500.00G	-6.4603e-03	0.9999	0.0e+00
.	01:38	L	7.00K	0.00K	-6000.00G	-6.0144e-03	0.9998	0.0e+00
.	01:40	L	7.00K	0.00K	-4500.00G	-5.5746e-03	0.9998	0.0e+00
.	01:42	L	7.00K	0.00K	-3000.00G	-5.1913e-03	0.9998	0.0e+00
.	01:45	L	7.00K	0.00K	-1500.00G	-5.1792e-03	0.9999	0.0e+00
.	01:47	L	7.00K	0.00K	0.00G	-6.9139e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:49	L	7.00K	0.00K	1500.00G	-1.0013e-02	1.0000	0.0e+00
.	01:52	L	7.00K	0.00K	3000.00G	-8.9274e-03	1.0000	0.0e+00
.	01:54	L	7.00K	0.00K	4500.00G	-6.6281e-03	0.9999	0.0e+00
.	01:56	L	7.00K	0.00K	6000.00G	-4.6684e-03	0.9998	0.0e+00
.	01:59	L	7.00K	0.00K	7500.00G	-3.0747e-03	0.9995	0.0e+00
.	02:01	L	7.00K	0.01K	9000.00G	-1.7837e-03	0.9984	0.0e+00
.	02:03	L	7.00K	0.00K	10500.00G	-7.7473e-04	0.9901	0.0e+00
.	02:06	L	7.00K	0.01K	12000.00G	2.3525e-04	0.4246	0.0e+00
.	02:08	L	7.00K	0.00K	13500.00G	1.0515e-03	0.9989	0.0e+00
.	02:10	L	7.00K	0.00K	15000.00G	1.7342e-03	0.9995	0.0e+00
.	02:13	L	7.00K	0.01K	16500.00G	2.4237e-03	0.9998	0.0e+00
.	02:15	L	7.00K	0.00K	18000.00G	2.9215e-03	0.9998	0.0e+00
.	02:17	L	7.00K	0.00K	19500.00G	3.4430e-03	0.9999	0.0e+00
.	02:19	L	7.00K	0.00K	21000.00G	3.9209e-03	0.9999	0.0e+00
.	02:21	L	7.00K	0.00K	22500.00G	4.3679e-03	1.0000	0.0e+00
.	02:23	L	7.00K	0.00K	24000.00G	4.7785e-03	1.0000	0.0e+00
.	02:26	L	7.00K	0.00K	25500.00G	5.2597e-03	1.0000	0.0e+00
.	02:28	L	7.00K	0.00K	27000.00G	5.5469e-03	1.0000	0.0e+00
.	02:30	L	7.00K	0.00K	28500.00G	5.9080e-03	1.0000	0.0e+00
.	02:32	L	7.00K	0.00K	30000.00G	6.2470e-03	1.0000	0.0e+00

Özgeçmiş

Eğitim

Lisans: Marmara Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi
Fizik Bölümü, **1998**

Yüksek Lisans: İstanbul Teknik Üniversitesi
Enerji Enstitüsü
Nükleer Araştırmalar Anabilim Dalı, **2002**

Yayınlar:

- 1) Aslan O.; Ozdemir Z.G.; Onbasli U.: “Correlation between the Anisotropy and the Effective Mass of the Quasi-particles in Oxide Superconductors”. *The VI.th International Conference of The Balkan Physical Union*, 22-26 August (**2006**), *American Institute of Physics Conf.Proc.*899 (**2007**) 271-272.
- 2) Özdemir Z.G.; Aslan Ö.; Onbaşlı Ü.: “Calculation of Microwave Plasma Oscillations in High Temperature Superconductors”. *The Seventh International Conference on Vibration Problems (ICOVP-2005)*, İstanbul, Türkiye 05-09 Eylül (**2005**), İstanbul, Türkiye, Eylül 2005, 111 Springer Proceedings in Physics, İnan E.; Kırış E. Eds: Springer, Dordrecht, The Netherlands (**2007**)377-382.
- 3) Özdemir Z.G.; Aslan Ö.; Onbaşlı Ü.: “ Determination of c-axis Electrodynamics Parameters of Mercury Cuprates”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 67(**2006**) 453-456.
- 4) Onbaşlı Ü.; Aslan Ö.; Güven Özdemir Z.: “Olasılık Yoğunluğun Kavramındaki Süper Mantık”, *Mantık, Matematik ve Felsefe*, IV. Ulusal

Sempozyumu, Olasılık, Foça, İzmir, 5-8 Eylül **(2006)** basım için kabul edildi.

- 5) Aslan Ö.; Onbaşlı Ü.: “Rölativistik Sistemlerde Kaos ve Simetri”, *Kaos ve Kompleks Sistemler, I. Disiplinlerarası Kaos Sempozyumu*, İstanbul Kültür Üniversitesi, İstanbul, Türkiye, 12-13 Mayıs 2006, Journal of İstanbul Kültür Üniversitesi, İstanbul, Türkiye, cilt 4/3 **(2006)** 161-166.
- 6) Güven Z.; Onbaşlı Ü.; Aslan Ö.: The Effect of Electromagnetic Coupling on Meissner Transition Temperature T_c , *Current Trends in Statistical Physics, International Kaş-School*, Antalya, Sept.24- Oct.4 **(2002)**.
- 7) Onbaşlı Ü.; Eraygun O.T.; Safi A.; Aslan Ö.: Süperiletkenlerdeki Kritik Parametrelere Oksijen Ortamındaki Isıl İşlemlerin Etkisi, *1.Ulusal Süperiletkenler Sempozyumu*, 28-30 Eylül **(1999)**, Bildiri Kitapçığı Karadeniz Teknik Üniversitesi, Trabzon, **(1999)**137-143.