

770109

ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

MgB₂ TEK KRİSTALİ İÇİN ÜST KRİTİK MANYETİK ALANIN İKİ BANTLI
ANİZOTROPİK GİNZBURG-LANDAU TEORİSİ İLE İNCELENMESİ

Hasan ŞAHİN

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA
2005

Her hakkı saklıdır

Doç Dr. İman ASKERZADE danışmanlığında, Hasan ŞAHİN tarafından hazırlanan bu çalışma 14 /10 /2005 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Haluk MUTLU

Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı



Üye : Prof. Dr. Bekir Sıtkı KANDEMİR

Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı



Üye : Doç. Dr. İman ASKERZADE

Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı



Yukarıdaki sonucu onaylarım



Prof. Dr. Ülkü MEHMETOĞLU

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

MgB₂ TEK KRİSTALİ İÇİN ÜST KRİTİK MANYETİK ALANIN İKİ BANTLI ANİZOTROPİK GINZBURG-LANDAU TEORİSİ İLE İNCELENMESİ

Hasan ŞAHİN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. İman ASKERZADE

Bu tez çalışmasında süperiletkenlerin genel özelliklerinin verilmesinin ardından bunların manyetik özelliklerinin incelenmesi yapıldı. Yapılan çalışmada ilk olarak tek bantlı Ginzburg-Landau denklemlerinin türetilmesi incelendi. Gibbs serbest enerjisi yardımıyla değişim hesapları yapılarak tek bantlı teori için bilinen denklemler elde edildi.

Çift bantlı teorinin temellerinin kısaca tartışılmasından sonra hesaplamalar için temel olan Ginzburg-Landau denklemleri tıpkı tek bantlı teoride olduğu gibi türetildi. İkinci tip süperiletkenler için ara duruma ve normal duruma geçiş için kritik manyetik alan değerleri elde edilen denklemler vasıtasıyla bulundu.

Son kısımda ise bir anizotropi terimini de eklenerek süperiletkenlerin üst kritik manyetik alanının yöne bağımlılığı teorik olarak elde edildi. Çift bantlı teori ile yapılan hesaplamaların MgB₂ süperiletkeninin deneysel verileri ile uyum içerisinde olduğu görüldü.

2005, 62 Sayfa

Anahtar Kelimeler : Gibbs serbest enerjisi, süperiletkenlik, üst kritik alan, anizotropi.

ABSTRACT

Master Thesis

STUDY of UPPER CRITICAL FIELD of MgB_2 SINGLE CRYSTAL USING TWO BAND ANISOTROPIC GINZBURG-LANDAU THEORY

Hasan ŞAHİN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. İman ASKERZADE

In this thesis, after presenting the general properties of superconductors magnetic properties of superconductors are investigated. First, derivation of the single-band Ginzburg-Landau equations is presented. Well-known Ginzburg-Landau equations are derived from the minimization of Gibbs free energy.

After the brief discussion of the fundamentals of two-band theory, Ginzburg-Landau equations, that constitutes the basis of calculations, are derived exactly in the case for single band theory. The critical magnetic field values for mixed and normal states of the type II superconductors are obtained by means of the derived equations.

Anisotropy of the upper critical field is obtained theoretically by adding an anisotropy parameter to Ginzburg-Landau free energy functional. The results of two-band theory are found to be in good agreement with experimental data for MgB_2 .

2005, 62 Pages

Key Words : Gibbs free energy, superconductivity, upper critical field, anisotropy.

TEŞEKKÜR

Çalışmamın her aşamasında bilgi ve önerileri ile yardımcı olan danışman hocam sayın Doç. Dr. İman ASKERZADE'ye, Cumhuriyet Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümündeki görevim ile yapmakta olduğum yüksek lisans çalışmalarımı bir arada yürütmeme elinden geldiğince yardımcı olan Bölüm Başkanım Sayın Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ'e ve tezin yazılması aşamasında fikirleri ile destek olan değerli arkadaşım Şeyda HORZUM'a en derin duygularla teşekkür ederim.

Hasan ŞAHİN
Ankara, Ekim 2005



İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
1. GİRİŞ	1
1.1 Süperiletkenliğin Tarihçesi	1
1.2 Süperiletkenlerin Temel Özellikleri	2
1.2.1. Meissner etkisi	2
1.2.2. Manyetik akı kuantumlanması	3
1.2.3. Entropi	4
1.2.4. Özısı	5
1.2.5. İzotop etkisi	6
1.2.6. Josephson tünellemesi ve kuantum girişimi	7
1.3. Süperiletkenlerin Uygulama Alanları	8
2. KURAMSAL TEMELLER	9
2.1 Ginzburg-Landau Teorisinin Temelleri	9
2.1.1 Faz geçişleri	9
2.1.2 Serbest enerji	11
2.2 Ginzburg-Landau Teorisi	12
2.2.1 G-L denklemlerinin türetilmesi	12
2.2.2 Denklemlerin α , β , ξ ve λ Katsayıları ile İncelenmesi	19
3. MATERYAL ve YÖNTEM	22
3.1 İki Banth İzotropik G-L Denklemlerinin Türetilmesi	22
3.2 İki Banth İzotropik G-L Teorisinin Uygulamaları	32
3.3 Süperiletken MgB_2	32
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA	37
4.1 Düzlemsel Süperiletkenler İçin Anizotropi	37
4.2 MgB_2 Süperiletkeninin Anizotropisi	38
4.3 İki Banthlı Anizotropik G-L Teorisi	39
4.4 Üst Kritik Manyetik Alanın Anizotropisi	39
5 SONUÇ	52
KAYNAKLAR	58
ÖZGEÇMİŞ	62

SİMGELER DİZİNİ

λ	Manyetik alanın nüfuz derinliği
ξ	Eşuyum uzunluğu
κ	Ginzburg-Landau parametresi
$\Psi(r)$	Elektron çiftlerinin dalga fonksiyonu
$\Psi(r)$	Elektron çiftlerinin normalize dalga fonksiyonu
Φ_0	Manyetik akı kuantumu
A	Vektör potansiyeli
B	Madde içindeki manyetik alan
c	Işık hızı
e	Elektron yükü
F_N	Normal metalin serbest enerjisi
F_{S0}	Manyetik alan yokluğunda süperiletkenin serbest enerjisi
F_{SH}	Dış manyetik alandaki süperiletkenin serbest enerjisi
G_N	Normal durumdaki metalin Gibbs serbest enerjisi
G_{SH}	Dış manyetik alandaki süperiletkenin Gibbs serbest enerjisi
H	Süperiletken malzemeye uygulanan dış manyetik alan
H_{c1}	Alt kritik manyetik alan
H_{c2}	Üst kritik manyetik alan
H_{c3}	Yüzey kritik manyetik alan
H_{cm}	Termodinamik kritik manyetik alan
H^\perp	Düzlemlere dik manyetik alan bileşeni
H^\parallel	Düzlemlere paralel manyetik alan bileşeni
J_S	Süper akım
m	Elektronun kütlesi
T_c	Kritik sıcaklık
T_{ci}	Farklı bantlardaki süper elektronların kritik sıcaklığı
Γ	Anizotropi parametresi
α	Serbest enerjinin için seri açılımında sıcaklığa bağımlı katsayı
β	Serbest enerjinin için seri açılımında katsayı

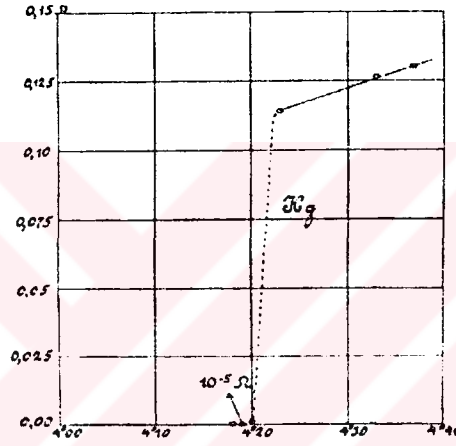
ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 Kamerlingh Onnes tarafından çizilen sıcaklık-direnç eğrisi	1
Şekil 1.2 Kritik sıcaklığa göre süperiletkenin manyetik durumu	3
Şekil 1.3 Öz ısının sıcaklık bağımlılığı	6
Şekil 1.4 SQUİD (Superconducting Quantum Interference Device)	7
Şekil 2.1 Süperiletken ve normal iletken için düzen parametresi	8
Şekil 3.1 Üst Kritik alanın sıcaklık bağımlılığı	30
Şekil 3.2 h_{c2} türevlerinin sıcaklık bağımlılığı	31
Şekil 3.3 MgB_2 Kristalinin örgüsü	33
Şekil 3.4 MgB_2 için Fermi yüzeyleri	34
Şekil 3.5 MgB_2 tek kristalinin farklı sıcaklıklar için manyetik moment ölçümü ile M. Zehetmayer ve arkadaşları tarafından elde edilen sonuçlar	35
Şekil 4.1 Dikalkojenidlerin düzlemsel kristal yapısı	36
Şekil 4.2. Anizotropi parametrelerinin sıcaklık bağımlılığı	38
Şekil 5.1 STM ile elde edilmiş düzen parametrelerinin uzaysal görünümü	52
Şekil 5.2 Boylandırılmış düzen parametrelerinin sıcaklıkla değişimi	53
Şekil 5.3 Üst kritik alanlar ve anizotropinin indirgenmiş sıcaklıkla değişimi (Miranoviç <i>et al</i> 2003.)	54
Şekil 5.4 Anizotropinin sıcaklığa bağımlılığı (Budko <i>et al.</i>)	55
Şekil 5.5 Anizotropi parametresinin indirgenmiş sıcaklıkl.....	56

1. GİRİŞ

1.1 Süperiletkenliğin Tarihçesi

Süperiletkenliğin periyodik cetveldeki birçok metalde, alaşımlarda, ara metal bileşiklerde ve katkılı yarıiletkenlerde olduğu artık çok iyi bilinmektedir. Hatta birçok organik bileşimin süperiletken duruma geçiş yaptığı da gözlenmiştir. Süperiletkenliğin ilk olarak gözlemlenmesi helyumun sıvı hale getirilebilir olmasından birkaç yıl sonra Onnes (1911) tarafından gerçekleştirilmiştir (Şekil 1.1).



Şekil 1.1 Kamerlingh Onnes tarafından çizilen helyumun direnç-sıcaklık eğrisi

1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld süperiletkenlerin geçiş sıcaklığının altındaki sıcaklıklar için manyetik alanın malzemeden dışarı itildiğini gözlemlediler (Meissner *et al.* 1933). Süperiletkenliğe ilk fenomenolojik teori London kardeşler tarafından önerilmiştir (London *et al.* 1935). 1950 yılında yayımlanan fenomenolojik Ginzburg-Landau teorisi ise malzemelerde gözlenen birinci ve ikinci tip süperiletkenliğin ilk makroskobik teorisi olmuştur. 1957'ye gelindiğinde John Bardeen, Leon Cooper ve Robert Schrieffer tarafından yayınlanan BCS teorisi ile süperiletkenliğin atomik boyutlardaki teorisi büyük oranda ortaya konmuş oluyordu. 1959 yılında Gor'kov, yüksek sıcaklıklarda Ginzburg-Landau teorisinin BCS teorisinden türetilebileceğini gösterdi (Gorkov 1959). 1962 yılında Josephson tarafından bulunan Josephson

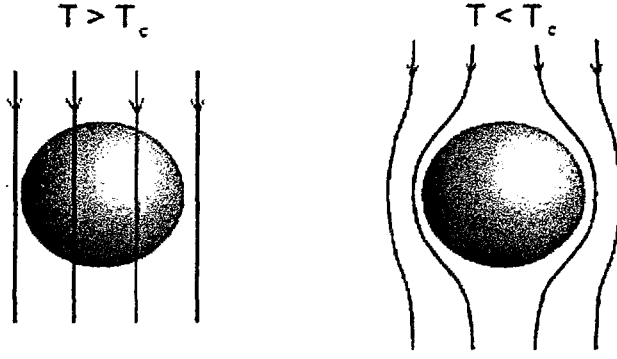
tünellemesi süperiletkenliği sağlayan elektron çiftlerinin tünelleme yapabileceğini söylüyordu (Josephson 1962). Son olarak ise 1986 yılında Bednorz ve Müller'in yüksek sıcaklık oksit süperiletkenlerini keşfi ile oda sıcaklığında süperiletkenlik için yeni umutlar doğmuştur (Bednorz *et al.* 1986).

1.2 Süperiletkenlerin Temel Özellikleri

Süperiletken malzemeler içlerinden manyetik akıyı geçirme durumlarına göre iki sınıfta incelenirler. Birinci tip süperiletkenler alüminyum, cıva, kalay, toryum, kadmiyum, molibden, indiyum v.b. elementlerdir. Periyodik cetveldeki metallerin büyük bir kısmı 0-10 °K kritik sıcaklıkları civarında süperiletken duruma geçiş yaparlar. Meissner etkisi sadece I. tip süperiletkenlere mahsus bir özelliktir. Kritik manyetik alan değerleri çok düşük olan bu elementler ile yapılan süperiletken mıknatıslar pek kullanışlı olmazlar. Deneylerle gözlenmiş olan ikinci tip süperiletkenlere birkaç örnek olarak MgB₂, NbTi, NbN, Nb₃Sn, Nb₃Al v.b. bileşikler yazılabilir. Bu tip malzemeler içerilerinden manyetik akı geçişi yapılan öbeklerin oluştuğu bir ara durumun varlığını mümkün kılarlar. Girdap denilen bu öbeklerin sayıları sıcaklık ve dış manyetik alan ile artar ve malzemenin normal iletken duruma geçişine sebep olurlar.

1.2.1 Meissner etkisi

1933'den önce genel inanış, süperiletkenlerin basitçe ideal iletkenler oldukları şeklindeydi, fakat W. Meissner ve R. Ochsenfeld, T_c kritik sıcaklığının altına soğutma işlemi ister manyetik alan uygulama işleminden önce ister sonra uygulansın bir dış alandaki süperiletkenin içerisinde alanın her zaman sıfır olduğunu buldular (Meissner *et al.* 1933). Oysa denge termodinamiği mükemmel iletkenlik durumu için bundan farklı sonuçlar öngörmekteydi. Sonuç olarak birinci tip süperiletkenler dirençsiz iletim sağlamalarının yanı sıra mükemmel diamagnetlerdir (Şekil 1.2).



Şekil 1.2 Kritik sıcaklığa göre süperiletkenin manyetik durumu

Bu keşif oldukça önemliydi. $H < H_{cm}$ için oluşan süperiletken durum için içerde indüksiyon alanının sıfır oluşu numunenin öncesinden bağımsız olduğundan süperiletken içerisinde $\mathbf{B}=0$ oluşu içsel bir özelliktir. Dahası, bu sonuçlar süperiletken duruma geçişin bir faz geçişi olduğunu da göstermektedir.

Böylece bir süperiletkenin durumu, ρ elektriksel özdirenç olmak üzere, aşağıdaki denklemlerle ifade edilebilir:

$$\rho = 0 \quad (1.1)$$

$$\mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

1.2.2 Manyetik akı kuantumlanması

Süperiletken bir halkada sonsuz denilebilecek zamanlar için varlığını sürdüren akımlar oluşturmak mümkündür. Süperiletken halkanın direnci sıfır olduğundan akımı sağlayacak bir güç kaynağına da doğal olarak gerek yoktur. Bu biçimdeki bir akım aşağıda anlatıldığı gibi oluşturulabilir. Halka $T > T_c$ sıcaklığında iken bir manyetik alana konulur ki bu sıcaklık için manyetik alan çizgileri halka içinden geçmektedirler. Ardından T_c sıcaklığının altına soğutulan halkaya süperiletken özellik kazandırılır ve

dış manyetik alan kapatılır. Dış manyetik alanın kapatılmasıyla bu andan itibaren Faraday'ın elektromanyetik indüksiyon yasası gereğince azalan manyetik akıyı karşılamak üzere halkada bir akım indüklenecektir. İndüklenen akım başlangıçta var olan manyetik akının azalması sonucu oluşmuştur ve dış alan kapatıldığı için meydana getireceği akı aynı büyüklükte olmalıdır. Esasında halka sonlu bir R direncine sahip olsaydı, L halkanın indüktansı olmak üzere, L/R mertebesindeki bir süre içerisinde halkada oluşan manyetik akı sona erecekti. Süperiletken halkada R=0 olduğundan akının sonlanması sonsuz uzunlukta zaman alır. Bu ise genelde süper akım ya da süperiletkenlik akımı denilen akım var iken manyetik akının “donmuş” halde bulunacağı anlamına gelir (Schmidt 1997).

İlk bakışta donmuş olarak değinilen manyetik akı herhangi bir değerde de olabilir. Bu söylenileni daha da açığa çıkarmak için yapılan deneyler çok önemli bir deneysel gerçeği ortaya koymuştur: Bir süperiletken içinden geçen manyetik akı sadece $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{ Gcm}^2$ 'nin katları olan değerler alabilir. Bu manyetik akı kuantumu olarak adlandırılır ve bilinen temel sabitler cinsinden $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ olarak yazılabilir. MKS birim sisteminde ise $\Phi_0 = h / 2e$ olarak verilir.

1.2.3 Entropi

Süperiletken materyalin termal ısı miktarı δQ dış kaynakların cisim üzerinde yaptığı iş δW ve cismin iç enerjisi δE olmak üzere, termodinamiğin ilk yasası birim hacim için yazılabilir (Schmidt 1997).

$$\delta E = \delta Q - \delta W \quad (1.3)$$

Birim hacimdeki entropi S ve cismin sıcaklığı T olmak üzere serbest enerji

$$F = E - TS \quad (1.4)$$

ile verilir. Buradan $\delta F = \delta E - T \delta S - S \delta T$ ve tersinir süreçler için $\delta Q = T \delta S$ olduğunu kullanırsak;

$$\delta E = T\delta S - \delta W \quad (1.5)$$

$$\delta F = -S\delta T - \delta W \quad (1.6)$$

elde edilir. Entropi için yapılan işin sabit olduğunu düşünerek;

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_W \quad (1.7)$$

ile tanımlanabilir. H_{cm} termodinamik kritik manyetik alan olmak üzere normal ve süperiletken durumlar arasındaki serbest enerji farkının $F_n - F_s = H_{cm}^2/8\pi$ olduğunun kullanılmasıyla şu elde edilir:

$$S_s - S_n = \frac{H_{cm}}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_W \quad (1.8)$$

1.2.4 Öz ısı

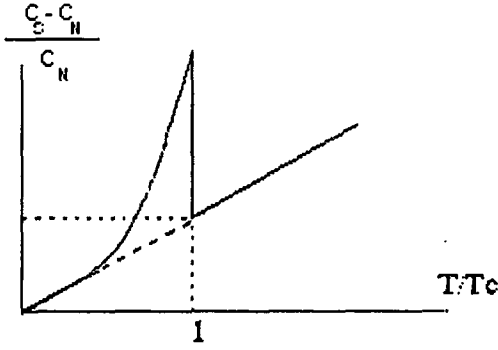
Cisimlerin öz ısı $C = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)$ olarak tanımlıdır (Landau *et al.* 1977). Buna göre süperiletken ve normal durumlar arasındaki öz ısı farkı (1.8)'den bulunabilir.

$$C_s - C_n = \frac{T}{4\pi} \left[\left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)^2 + H_{cm} \frac{\partial^2 H_{cm}}{\partial T^2} \right] \quad (1.9)$$

$T=T_c$ için $H_{cm}=0$ olduğundan;

$$C_s - C_n = \frac{T_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_{T_c}^2 \quad (1.10)$$

Rutgers formülü elde edilir. Bu formül, sıcaklığın fonksiyonu olan öz ısı için $T=T_C$ 'de bir süreksizlik olacağını söyler. Rutgers formülü ile bu sıçramanın süreksizliği de bulunabilir. $T>T_C$ için öz ısı tıpkı normal metallerde olduğu gibi sıcaklık arttıkça lineer olarak artar (şekil 1.3).



Şekil 1.3 Öz ısının sıcaklık bağımlılığı

Öz ısıdaki sıçrama BCS teorisinde 1.43 olarak verilmektedir (Schmidt 1997). Bu sıçramanın büyüklüğü çift bantlı GL teorisinde daha düşük değerler almaktadır.

1.2.5 İzotop etkisi

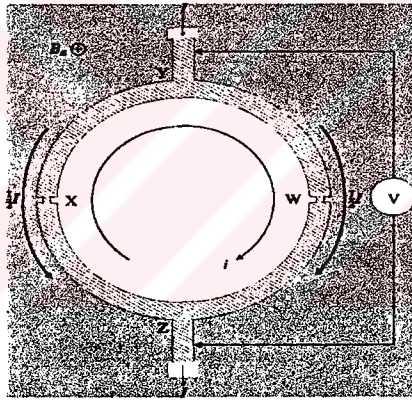
1950'lerde yapılan birçok deney ile aynı elementin farklı izotoplarının geçiş sıcaklıkları incelenmiştir. Buna göre izotoplarda atomik kütle arttıkça geçiş sıcaklığının azaldığı görülmüştür. İzotop etkisi olarak bilinen bu gözlem, örgü hareketlerinin süperiletkenlik mekanizmasında önemli bir rol aldığını göstermektedir. Nötron sayısı arttıkça kritik sıcaklığın azalıyor olması süperiletkenliğe nötronların karışması ile açıklanamaz öyleyse bu, süperiletkenliğin örgüyü oluşturan elemanların kütlesiyle ilgili olduğunu göstermektedir. Örnekleyecek olursak cıvanın ^{199}Hg izotopu için kritik sıcaklık 4,161 K iken ^{200}Hg için 4,153 K ve ^{204}Hg için 4,126 K dir. Bunlardan yola çıkarak kritik sıcaklık ve izotop kütlesi M arasında;

$$T_c M^\alpha = \text{sabit} \quad (1.11)$$

bağıntısının olduğu söylenebilir. Burada α , materyale bağlı olan değeri 0,2-0,7 aralığında değişen bir sabittir. İzotop etkisinin gözlenmesi BCS teorisinin doğuşuna da neden olmuştur.

1.2.6 Josephson tünellemesi ve kuantum girişimi

Tek parçacık tünellemesine ek olarak Cooper çiftlerinin de tünelleme yapacağı fikri 1961 yılında Brian Josephson tarafından ortaya atılmıştı. İki süperiletken arasına yaklaşık 1nm kalınlığında bir yalıtkan konulduğunda bir iletken diğerine Cooper çifti tünelleme olasılığı tek parçacık tünellemesinde olduğu kadar yüksektir. Sıfır gerilim altında bir ac akım ve dc gerilim uygulandığında ise eklemde ac akımın olduğu gözlenmiştir. Bu bulgular dc (doğru akım) Josephson ve ac (alternatif akım) Josephson olayları olarak adlandırılmıştır.



Şekil 1.4 SQUID (Superconducting Quantum Interference Device)

Eğer iki Josephson eklemi ile şekil 1.4'te olduğu gibi bir süperiletken devre kurulacak olursa çift yarıç deneyinde gözlenen girişim olayına benzer olaylar gözlenir. Bu şekilde birden fazla Josephson ekleminden oluşan cihazlar dc SQUID adını alır. Eklemlerdeki kritik akımlar dış manyetik alana bağlıdır. SQUID'lerde dc kritik akımın manyetik alana yaklaşık olarak 10^{-4} T periyodu ile bağlı olduğu bilinmektedir. Kısaca sıfır manyetik alan için maksimum değerinde olan kritik akım belli periyotlarla yine büyüklüğü gitgide azalan maksimumlara sahip olmaktadır. Bu biçimde halka içindeki alan eklem

alanından çok büyük olduğundan eklemler manyetik alana oldukça duyarlıdır (Abrikosov 1988).

1.3 Süperiletkenlerin Uygulama Alanları

Önemli bir keşif olan süperiletkenliğin teknoloji ve günlük hayatta yeterince kullanılabilir olması, bu malzemelerden teller, nakil hatları ve ince filmler üretmek ile başarılabilir. Bunlar henüz teknolojik bir sorun olarak hala tam olarak çözülememişlerdir. Bu sorunlara rağmen bazı uygulama alanlarında süperiletkenler çoktan yerini almıştır.

Süperiletken mıknatıslarda üretilen yüksek alanlar, hızlandırıcılarda parçacıkların çok yüksek hızlara ulaşmalarını sağlamaktadır. Hali hazırdaki tüm parçacık hızlandırıcılarında sıvı helyuma dayalı süperiletkenler kullanılmaktadır.

MRI adını alan manyetik rezonans görüntüleyicileri ise süperiletken mıknatısların bir diğer uygulama alanıdır. Sıvı azot soğutmalı bu cihazlar daha masraflı olmalarına rağmen teşhiste X ışınlarına göre çok daha güvenlidirler.

SQUID'ler 10^{-4} T büyüklüğünde olan yerin manyetik alanından bile çok küçük alanlara duyarlıdır ve bu özelliklerinden dolayı akım taşıyan nöronların oluşturduğu beyin dalgalarının taranmasında kullanılırlar.

2. KURAMSAL TEMELLER

Bu kısımda süperiletkenliğe başlamadan önce bilinmesi gereken temel bilgilerin verilmesi amaçlanmıştır. Bilindiği üzere süperiletken-normal durum geçişleri materyalin fazının değiştiği geçişlerdir. O sebeple çift bantlı GL teorisine başlamadan önce ilk adım olarak faz geçişleri hakkında genel bilgiler edinmek faydalı olacaktır. Faz geçişlerinin ardından bunların öngördüğü düzen parametresinden kısaca bahsedilmesi ile süperiletkenliğin makroskopik teorisine (GL Teorisi) geçilecektir.

2.1 Ginzburg-Landau Teorisinin Temelleri

2.1.1 Faz geçişleri

Faz geçişi, bir sistemin bir termodinamik değişkeninin değişimi sonucu olarak sistemin bir ya da birçok fiziksel özelliğinin değişmesi sürecidir. Faz geçişi, bir geçiş noktası civarında gerçekleşir. Geçiş noktasında sistemin serbest enerjisinin türevinin süreksiz oluşuna göre faz geçişinin mertebesinden bahsedilir (Landau and Lifshitz 1977).

Birkaç örnek olarak katı, sıvı, gaz durum geçişleri, metallerin süperiletken duruma geçişleri, ferromanyetik geçişler, süper akışkan duruma geçiş, Bose-Einstein yoğunlaşması ve fizik yasalarındaki simetrisinin kırılması verilebilir.

1. Mertebe Faz Geçişleri: Cismin durumu süreksiz bir değişim gösterir. Katı sıvı gaz durum geçişleri hacim değişkenine göre 1. mertebeden süreksizlik gösterirler ki bundan dolayı 1. mertebe faz geçişleridir

2. Mertebe Faz Geçişleri: Cismin durumu geçiş noktası civarında sürekli değişim gösterir. Cismin simetrisi geçiş noktasında süreksiz değişim gösterir. Tıpkı sistem gibi entropi, enerji, hacim termodinamik nicelikleri de sürekli bir değişim içinde olurlar. Termodinamik değişkenlerin türevleri(öz ısı, sıkıştırılabilirlik, termal açılım katsayıları) ise süreksiz değişim gösterirler (Landau and Lifshitz1977).

Bilinen geçişlerin büyük çoğunluğu daha az simetrik duruma geçiştir. Genel olarak daha yüksek simetrik durum daha yüksek enerjili durumdur. Daha simetrik olan duruma simetrik değerine ise anti simetrik durum denilir. Yüksek simetrik durum daha düşük simetrik durumun da simetrik elemanlarını içerir. Simetrik elemanları dönme simetrisi, yansıma simetrisi, öteleme simetrisi vs. olabilirler (Landau and Lifshitz1977).

Geçiş noktasında sistem her iki fazın da simetrik elemanlarını içerecektir çünkü geçiş noktasında her iki faz durumu eşit olacaktır.

İkinci mertebeye faz geçişlerine örnek olarak bir kristalin elemanlarının düzenlenim simetrisinin değişmesi, Curie noktası civarında manyetik dipol simetrisinin değişmesi, süperiletken duruma geçiş, sıvı helyumun süper akışkan oluşu verilebilir.

Simetrik Kırılmaları: Faz geçişlerinde daha az simetrik duruma geçiş sürecidir. Simetrik kırılmalarına birkaç örnek olarak; normal metalin süperiletken duruma geçişi, akışkan durumdan katı duruma geçiş ve büyük patlamadan itibaren uzay soğudukça fizik yasalarındaki simetriklerin kırılması verilebilir.

Düzen Parametresi: Geçiş noktasında sistemi tanımlamak için bir düzen parametresi tanımlanabilir. Anti simetrik durum için var olan düzen parametresi simetrik durumda sıfır olur. Düzen parametresinin değişimi sürekli ve sıfır olduğunda sistemin simetrisi değişir (Landau and Lifshitz1977).

Düzen parametresi manyetik geçişler için ferromagnetin birim hacimdeki makroskopik manyetik momenti ya da ferromagnetin alt örgüsünün manyetik momentidir. Ya da bir kristal örgüdeki atomların buldukları konuma göre faz geçişi esnasındaki ayrılma miktarları da düzen parametresi olarak tanımlanabilir.

Ginzburg-Landau denkleminin düzen parametresi ise süperiletken elektronlarının konuma bağlı yoğunluğunun ölçüsüdür (Landau and Lifshitz 1977).

2.1.2 Serbest enerji

Bir sistem dengeye gelirken sürecin işleme biçimine göre bazı termodinamik nicelikler değişirken bazıları sabit kalabilir. Sistemdeki değişkenlere ve sabitlere göre denge durumuna ulaşılrken minimum olan bir nicelik her türlü süreç için vardır. Bu nicelik seçilen iki değişken için tam diferansiyel olur. Bu niceliklere termodinamik potansiyel denir. Bu biçimde yazılan iç enerji ve serbest enerjiler farklı süreçler için termodinamik potansiyeller olurlar (Karaoğlu 2003).

İç enerji(E): Bir sistemin iç enerjisindeki değişim miktarının aldığı ısı ile sistem tarafından yapılan işin farkına eşit olacağı gerçeğinden yola çıkarak termodinamiğin 1. yasası $dE = dQ - dW$ olarak yazılır. Tersinmez bir süreç için entropi $dS \geq TdQ$ ve $dW = Fdx = PdV$ iş tanımlarını kullanılarak iç enerji için $dE \leq TdS - PdV$ bulunur. Buna göre S ve V sabit iken dengeye gelen bir sistemde $dE \leq 0$ olur ve dolayısıyla sabit S, V için dengede iç enerji minimum değerini alır.

Helmholtz serbest enerjisi (F): İç enerji için bilinen $dE \leq TdS - PdV$ için sağ tarafa SdT terimini ekleyip çıkartarak $dE \leq d(ST) - PdV - SdT$ ve $d(E - ST) \leq -PdV - SdT$ $F = E - ST$ olmak üzere $dF \leq -PdV - SdT$ elde edilir. Yani sabit T, V için dengede Helmholtz serbest enerjisi minimum değerini alır.

Gibbs serbest enerjisi (G): Gibbs serbest enerjisi sistemlerin karakterizasyonu için önemli bir termodinamik niceliktir. Herhangi bir doğal süreç ancak ve ancak sistemdeki Gibbs serbest enerjisi değişimi negatif iken gerçekleşir. $dE \leq TdS - PdV$ Kullanılarak benzer işlemler sonucu $G = E - TS + PV$ olmak üzere $dG \leq -SdT + VdP$ elde edilir. Yani sabit T, P için Gibbs serbest enerjisinin dengeye ulaşana kadar değişimi negatiftir ve dengede minimum olur. $G=F+PV$ ile tanımlanmış olan Gibbs serbest enerjisini bir H_0 manyetik alanında bulunan süperiletken için;

$$G = F - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}_0}{4\pi}$$

olarak yazarız. Burada \vec{B} , süperiletken içerisindeki indüksiyon alanıdır.

2.2 Ginzburg-Landau Teorisi

Süperiletkenlerin ilk kuantum mekaniksel süperiletkenlik teorisi Ginzburg-Landau (G-L) teorisidir. Teori, Landau'nun ikinci mertebeye faz geçişleri teorisi temellerine dayanmaktadır. İkinci mertebeye faz geçişleri teorisi, sistemin enerjisi bakımından daha tercih edilen durumda bir düzen parametresinin var olacağını söyler. Bilindiği üzere süperiletken durum normal iletken duruma göre enerji bakımından daha tercihli olan durumdur. Ayrıca, kuantum mekaniğinden bilindiği gibi süper akım taşıyıcıları olan süper elektronları tanımlayan bir Ψ dalga fonksiyonu vardır.

Ginzburg ve Landau'nun yaptıkları çalışmanın temelinde yer alan bir yenilik, denklemlerindeki Ψ düzen parametresini aynı zamanda süper elektronları temsil eden dalga fonksiyonu olarak kullanmalarıdır. Bu önemli adımın atılması derin bir fiziksel düşünce gerektirmektedir (Ginzburg and Landau 1950).

2.2.1 G-L denklemlerinin türetilmesi

Bir \vec{H} dış manyetik alanında bulunan süperiletken içinde manyetik alan \vec{B} olmak üzere manyetik alan yokluğunda süperiletkenin serbest enerji yoğunluğu f_{s0} ile verilir.

Bunlara göre Gibbs serbest enerjisi yoğunluğu şu şekildedir:

$$g_{SH} = f_{SH} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{4\pi}$$

$$g_{SH} = f_{s0} + \frac{1}{4m} \left| \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right) \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{4\pi} \quad (2.1)$$

Buradaki f_{S0} terimi T_c 'ye yakın sıcaklıklar için çok küçük değerli olacağı bilinen $|\Psi|^2$ 'nin kuvvet serisine açılabilir. f_{N0} , manyetik alan yokluğunda normal iletkenin serbest enerji yoğunluğu olmak üzere;

$$f_{S0} = f_{N0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 \quad ; \quad f_{N0} = g_N$$

şeklindedir. Burada α ve β fenomenolojik açılım katsayılarıdır. Sonuç olarak Gibbs serbest enerji yoğunluğu;

$$g_{SH} = g_N + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| \left(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right) \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{\vec{B} \cdot \vec{H}}{4\pi} \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır. İlk terim, normal durumda Gibbs serbest enerjisi yoğunluğudur. Dördüncü terim $2m$ kütleli parçacığın kinetik enerji yoğunluğudur. Manyetik alandaki parçacığın momentum operatörü;

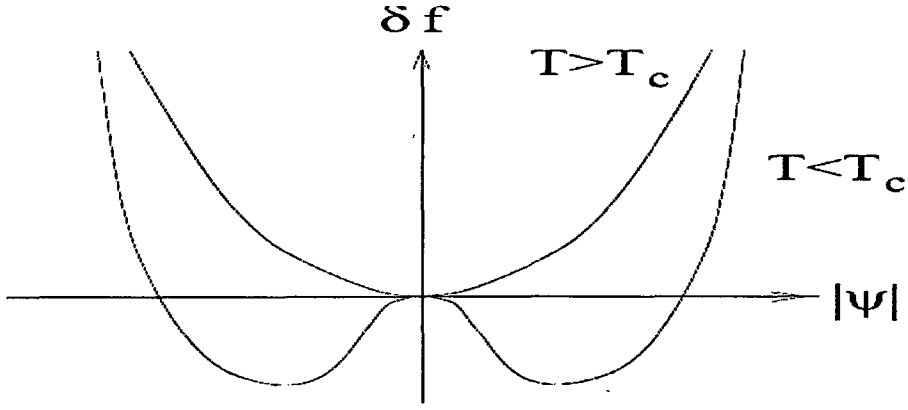
$$\vec{p} = -i\hbar\vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c}$$

olduğunu kullanarak süper elektronların momentum yoğunlukları;

$$\vec{p} = -i\hbar\vec{\nabla}\Psi - \frac{2e\vec{A}}{c}\Psi$$

şeklinde yazılabilir.

(2.2) denkleminde yer alan beşinci terim ise süperiletken içinde depolanan manyetik enerji yoğunluğudur. Şekil 2.1' de süperiletken ve normal durumlar için Gibbs serbest enerjisinin değişimi görülmektedir.



Şekil 2.1 Süperiletken ve normal iletken için serbest enerjinin düzen parametresine bağımlılığı ($T > T_c$ iken sadece $\Psi=0$ için denge durumu vardır)

Bütün süperiletken hacmi üzerinden alınan integral için Gibbs serbest enerjisi

$$G_{SH} = \int \left[g_N + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta |\Psi|^4}{2} + \frac{1}{2m^*} \left| \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right) \Psi \right|^2 + \frac{(\vec{\nabla} \times \vec{A})^2}{8\pi} - \frac{(\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot \vec{H}}{4\pi} \right] dV \quad (2.3)$$

biçimindedir.

Artık amaç, denklemde yerine konulduğunda G_{SH} 'ı minimum yapan $\Psi(r)$ ve $A(r)$ değerleri için denklemleri elde etmektir çünkü süperiletken durum elimizdeki materyal için bir minimum enerjili durumdur. Öyle ise G_{SH} 'ın $\Psi^*(r)$ ve $A(r)$ için varyasyonunun sıfır olacağı düşüncesi ile başlanılabilir:

$$\delta_{\Psi} \cdot G_{SH} = 0$$

$$\delta_{\Psi} \cdot G_{SH} = \int dV \left[\alpha \Psi \delta \Psi^* + \beta \Psi |\Psi|^2 \delta \Psi^* + \frac{1}{4m^*} \left(i\hbar \vec{\nabla} \delta \Psi^* - \frac{2e}{c} \vec{A} \delta \Psi^* \right) \times \left(-i\hbar \vec{\nabla} \Psi - \frac{2e}{c} \vec{A} \Psi \right) \right] = 0$$

$$\Theta = -i\hbar \vec{\nabla} \Psi - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi$$

alınarak,

$$\delta_{\Psi} G_{SH} = \int dV \left[\alpha \Psi \delta \Psi^* + \beta \Psi |\Psi|^2 \delta \Psi^* + \frac{1}{4m} \left(i\hbar \vec{\nabla} \delta \Psi^* - \frac{2e}{c} \vec{A} \delta \Psi^* \right) \Theta \right] = 0$$

$$\nabla(\Theta \delta \Psi^*) = \delta \Psi^* \nabla \Theta + \Theta \nabla \delta \Psi^*$$

olduğunu kullanarak

$$\delta_{\Psi} G_{SH} = \int dV \left[\alpha \Psi \delta \Psi^* + \beta \Psi |\Psi|^2 \delta \Psi^* + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar \delta \Psi^* \vec{\nabla} \Theta + i\hbar \vec{\nabla}(\Theta \delta \Psi^*) - \frac{2e}{c} \vec{A} \Theta \delta \Psi^* \right) \right] = 0$$

$$\delta_{\Psi} G_{SH} = \int dV \left[\alpha \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e}{c} \vec{A} \right)^2 \Psi \right] \delta \Psi^* + \frac{i\hbar}{4m} \oint_{\text{yüzey}} \Theta \delta \Psi^* dS = 0$$

elde edilir. Buna göre süperiletkenin tüm hacmi ve tüm yüzey alanı üzerinden alınan birinci ve ikinci integraller ayrı ayrı sıfır olmalıdırlar. Öyleyse;

$$\alpha \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right)^2 \Psi = 0 \quad (2.4a)$$

$$\left(i\hbar \vec{\nabla} \Psi + \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi \right) \cdot \vec{\eta} = 0 \quad (2.4b)$$

denklemleri G_{SH} 'ı minimum yapan Ψ için 1.Ginzburg-Landau denklemleridirler. Buradaki $\vec{\eta}$, süperiletkenin yüzeyine dik olan birim normal vektördür.

Şimdi ise G_{SH} 'ın \vec{A} 'ya göre varyasyonundan 2. Ginzburg –Landau denklemini elde edeceğiz. Denklem (3.3) ile verilen Gibbs serbest enerjisi kullanılarak şunu buluruz;

$$\delta_{\vec{A}} G_{SH} = 0$$

$$\int dV \left\{ \frac{1}{4m} \delta_A \left[\left(i\hbar \bar{\nabla} \Psi^* - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi^* \right) \cdot \left(-i\hbar \bar{\nabla} \Psi - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi \right) \right] + \frac{(\bar{\nabla} \times \vec{A}) \cdot (\bar{\nabla} \times \delta \vec{A})}{4\pi} - \frac{\vec{H} \cdot (\bar{\nabla} \times \delta \vec{A})}{4\pi} \right\} = 0$$

$$\int dV \left\{ \frac{1}{4m} \left[\left(-\frac{2e\Psi^* \delta \vec{A}}{c} \right) \left(-i\hbar \bar{\nabla} \Psi - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi \right) + \left(i\hbar \bar{\nabla} \Psi^* - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi^* \right) \left(-\frac{2e\Psi \delta \vec{A}}{c} \right) \right] + \frac{(\bar{\nabla} \times \vec{A} - \vec{H})(\bar{\nabla} \times \delta \vec{A})}{4\pi} \right\} = 0$$

Bu noktada;

$$\vec{a} \cdot (\bar{\nabla} \times \vec{b}) = \vec{b} \cdot (\bar{\nabla} \times \vec{a}) - \bar{\nabla} \cdot (\vec{a} \times \vec{b})$$

olduğunu kullanarak;

$$(\bar{\nabla} \times \vec{A} - \vec{H}) \cdot (\bar{\nabla} \times \delta \vec{A}) = \delta \vec{A} \cdot (\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \vec{A} - \bar{\nabla} \times \vec{H}) - \bar{\nabla} \cdot (\bar{\nabla} \times \vec{A} \times \delta \vec{A} - \vec{H} \times \delta \vec{A})$$

elde edilir. Bu çok kullanışlı bağıntı, tüm hacim üzerinden alınan integralde yerine yazıldığında;

$$\int dV \left\{ \frac{1}{4m} \left[\left(-\frac{2e\Psi^* \delta \vec{A}}{c} \right) \left(-i\hbar \bar{\nabla} \Psi - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi \right) + \left(i\hbar \bar{\nabla} \Psi^* - \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi^* \right) \left(-\frac{2e\Psi \delta \vec{A}}{c} \right) \right] + \frac{(\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \vec{A} - \bar{\nabla} \times \vec{H}) \delta \vec{A} \cdot \bar{\nabla} \cdot (\bar{\nabla} \times \vec{A} \times \delta \vec{A} - \vec{H} \times \delta \vec{A})}{4\pi} \right\} = 0$$

olacaktır. İntegraldeki son terimi Gauss teoremi vasıtasıyla süperiletken yüzeyi üzerinden alınan bir yüzey integraline dönüştürebiliriz.

$$\int dV \left\{ \frac{i\hbar e}{2mc} (\Psi^* \bar{\nabla} \Psi - \Psi \bar{\nabla} \Psi^*) \delta \vec{A} + \frac{2e^2 \vec{A}}{mc^2} |\Psi|^2 \delta \vec{A} + \frac{(\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \vec{A} - \bar{\nabla} \times \vec{H}) \delta \vec{A}}{4\pi} \right\} + \frac{1}{4\pi} \int dS \cdot [\bar{\nabla} \times \vec{A} \times \delta \vec{A} - \vec{H} \times \delta \vec{A}] = 0$$

Süperiletkenin yüzeyinde manyetik alan sabit olduğundan manyetik alanı oluşturan \vec{A} vektör potansiyelinin değişimi yüzey için $\delta\vec{A} = 0$ olur. Ayrıca, süperiletken hacmi içerisinde alan için $\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0$ ve $\vec{A} \times \delta\vec{A} = 0$ olacağından;

$$\int \delta A \left\{ \frac{i\hbar e}{2mc} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) + \frac{2e^2 A |\Psi|^2}{mc^2} + \frac{(\nabla \times \nabla \times A)}{4\pi} \right\} \partial V = 0$$

elde edilir. Buna göre 2. Ginzburg-Landau denklemi integral içerisindeki ifadenin sıfır olması koşulundan elde edilebilir.

Buna göre 2. Ginzburg-Landau denklemi;

$$\frac{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A}}{4\pi} = \frac{i\hbar e}{2mc} (\Psi \vec{\nabla} \Psi^* - \Psi^* \vec{\nabla} \Psi) - \frac{2e^2 \vec{A} |\Psi|^2}{mc^2} \quad (2.5)$$

olur. Süperiletken içindeki manyetik alanın B olduğu bilinmektedir. Ayrıca süperiletkende oluşan süper akım yoğunluğu J_s olmak üzere Maxwell denklemlerinden Faraday yasası yazılırsa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi \vec{J}_s}{c}$$

Buradan süper elektronların oluşturduğu süper akım yoğunluğunun

$$\vec{J}_s = \frac{i\hbar e}{2m} (\Psi \vec{\nabla} \Psi^* - \Psi^* \vec{\nabla} \Psi) - \frac{2e^2 \vec{A} |\Psi|^2}{mc}$$

olduğu görülmektedir.

Sonuç olarak, süperiletkenin Gibbs serbest enerjisinin $\vec{A}(\vec{r})$ ve $\Psi(\vec{r})$ için değişiminin minimum olması koşulundan bir dış H manyetik alanında bulunan süperiletken için:

1. Ginzburg-Landau denklemi:

$$\frac{1}{4m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right)^2 \Psi + \alpha\Psi + \beta\Psi|\Psi|^2 = 0$$

$$\left(i\hbar \vec{\nabla} \Psi + \frac{2e\vec{A}}{c} \Psi \right) \cdot \vec{\eta} = 0$$

2. Ginzburg-Landau denklemi:

$$\frac{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A}}{4\pi} = \frac{i\hbar e}{2mc} (\Psi \vec{\nabla} \Psi^* - \Psi^* \vec{\nabla} \Psi) - \frac{2e^2 \vec{A} |\Psi|^2}{mc^2}.$$

1. Ginzburg-Landau denkleminin ikinci kısmı, süper elektronların akış doğrultusu ile süperiletkenin yüzey normalinin birbirine dik olacağını söyler. Yani süper akımlar sadece yüzeyden akmak zorundadırlar. 2. Ginzburg-Landau denkleminde sağ tarafın ilk terimi ise süper akım yoğunluğunun $\Psi(\vec{r})$ 'ye tıpkı kuantum mekaniğinden bilindiği gibi bağlı olduğunu söyler.

2.2.2 Denklemlerin α , β , ξ ve λ katsayıları ile incelenmesi

Süperiletken materyalin enerjisinin minimum olacağı durum materyalin bir dış manyetik alanın etkisinde olmadığı durumdur. Bu durum için süperiletken içinde manyetik alandan dolayı bir enerji yoğunluğu bulunmayacaktır. Öyleyse 1. Ginzburg-Landau denkleminde $\vec{A} = 0$ alınarak bu minimum enerji durumu incelenebilir. Bu durum için denklem

$$-\frac{\hbar^2}{4m} \nabla^2 \Psi_0 + \alpha\Psi_0 + \beta\Psi_0|\Psi_0|^2 = 0$$

biçiminde iken bir dış manyetik alan olmadığından Ψ_0 'ın değişmeyeceğini söylemek yanlış olmayacaktır. Sonuç olarak bu minimum enerji durumu için düzen parametresi;

$$|\Psi_0|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$$

biçiminde α ve β katsayılarına bağlantılıdır. Malzemenin süperiletken hali için var olan düzen parametresi $T=T_c$ kritik sıcaklığında yok olacağından α 'nın (T_c-T) ile orantılı olması gereklidir. Süper elektronların yoğunluğunu veren $|\Psi_0|^2$ negatif olamayacağı için α 'nın kendisi negatif olmalıdır. Bu bilinenler bir araya getirilerek γ bir sabit olmak üzere;

$$\alpha = \gamma (T-T_c)$$

$$\beta = \text{Sabit} > 0$$

katsayılarını yazmak mümkündür. Şimdi bunlar kullanılarak 1.Ginzburg-Landau denklemi yeniden yazılırsa;

$$\frac{\hbar^2}{4m\alpha} \left(i\vec{\nabla} + \frac{2e\vec{A}}{\hbar c} \right)^2 \Psi + \Psi + \frac{\beta}{\alpha} \Psi |\Psi|^2 = 0$$

ve elde edilen bu denklem Ψ_0 'a oranlandığında;

$$\frac{\hbar^2}{4m\alpha} \left(i\vec{\nabla} + \frac{2e\vec{A}}{\hbar c} \right)^2 \frac{\Psi}{\Psi_0} + \frac{\Psi}{\Psi_0} - \frac{\Psi |\Psi|^2}{\Psi_0 |\Psi_0|^2} = 0$$

denklemini elde edilir. Tam bu aşamada $\psi = \frac{\Psi}{\Psi_0}$ boyutsuz düzen parametresi tanımlanırsa Ginzburg-Landau denklemleri;

$$\frac{\hbar^2}{4m\alpha} \left(i\vec{\nabla} + \frac{2e\vec{A}}{\hbar c} \right)^2 \psi + \psi - \psi |\psi|^2 = 0$$

$$\frac{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A}}{4\pi} = -\frac{i\hbar e\alpha}{2mc\beta} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi) + \frac{2e^2 \vec{A} \alpha |\psi|^2}{mc^2 \beta}$$

halini alırlar. $\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}$ Manyetik akı kuantumu, $\xi^2 = \frac{\hbar^2}{4m|\alpha|}$ süper elektronların

eşyuum uzunluğu ve $\lambda^2 = \frac{\beta mc^2}{8\pi e^2 |\alpha|}$ dış manyetik alanın süperiletkene nüfuz derinliği

olmak üzere denklemler;

$$-\xi^2 \left(i\vec{\nabla} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \vec{A} \right)^2 \psi + \psi - \psi^3 = 0 \quad (2.6a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{i\Phi_0}{4\pi\lambda^2} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi) - \frac{\vec{A} |\psi|^2}{\lambda^2} \quad (2.6b)$$

olacaktır. Daha önceden elde edilen GL denklemlerinde düzen parametresi $\psi = |\psi| e^{i\theta}$ alınarak θ 'ya bağlı biçimde yazılırlarsa;

$$-\xi^2 \left(i\vec{\nabla} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \vec{A} \right)^2 e^{i\theta} + e^{i\theta} - |\psi|^2 e^{3i\theta} = 0 \quad (2.6c)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \vec{\nabla} \theta - \vec{A} \right) \quad (2.6d)$$

şeklini alırlar.

Sonuç olarak, Ginzburg-Landau denklemleri α , β , ξ ve λ katsayıları ile daha sade bir biçimde yazılmış olur. α ve β katsayıları süperiletken hal için serbest enerjinin kuvvet serisindeki açılım katsayılarıdır. Tanımlanan ξ ve λ nicelikleri ise sırasıyla; süper elektronlar olarak adlandırılan Cooper çiftlerini oluşturan elektronların aralarındaki

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu kısımda amaç buraya kadar yapılanların iki bantlı G-L teorisi çerçevesinde yeniden ele alınmasıdır.

3.1 İki Bantlı İzotropik G-L Denklemlerinin Türetilmesi

Özellikle son on yılda yapılan bazı deneyler süperiletken içerisinde iki farklı düzen parametresinin varlığını bildirmiştir (Heinecke and Winzer 1995, Bouquet *et al.* 2001, Chen *et al.* 2001, Giublio *et al.* 2001).

Çiftlenmiş iki bantlı süperiletken için GL serbest enerjisi düzen parametreleri ile

$$F[\Psi_1, \Psi_2] = \int d^3r (F_1 + F_{12} + F_2 + H^2 / 8\pi) \quad (3.1)$$

$$F_i = \frac{\hbar^2}{4m_i} \left| \left(\bar{\nabla} - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_i \right|^2 + \alpha_i(T) |\Psi_i|^2 + \beta_i |\Psi_i|^4 / 2 \quad (3.2)$$

$$F_{12} = \varepsilon (\Psi_1^* \Psi_2 + k.e.) + \varepsilon_1 \left\{ \left(\bar{\nabla} + \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_1^* \left(\bar{\nabla} - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_2 + k.e. \right\} \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanır. Burada m_i ($i=1,2$) bandında taşınan elektronun etkin kütlelerini, F_i bantların serbest enerjisini ve F_{12} iki bant arasındaki etkileşme enerjisini verir. α Sabitinin sıcaklık bağımlılığı $\alpha_i = \gamma_i(T - T_{ci})$, β sıcaklıktan bir bağımsız sabit ve γ_i ise orantı sabitidir. ε ve ε_1 ise iki düzen parametresine ait etkileşmeleri tanımlayan katsayılarıdır. \vec{H} dış manyetik alan, $\vec{\Phi}_0$ manyetik akı ve \vec{A} vektör potansiyelidir. Düzen parametrelerinin, $|\Psi_i|^2$, uzaysal değişimlerinin az olduğunu varsayıyoruz. Yukarıdaki (3.1) denklemi;

$$\frac{\delta F}{\delta \Psi_1^*} = 0, \frac{\delta F}{\delta \Psi_2^*} = 0$$

olacak şekilde minimum yapılırsa, iki bantlı süperiletkenliği tanımlayan denklemler elde edilir. Denklemin çözümünde kolaylık sağlaması için vektör potansiyeli $\vec{A} = (0, Hx, 0)$ olacak şekilde Landau ayarı seçilirse;

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 + \alpha_1(T) \Psi_1 + \varepsilon \Psi_2 - \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 = 0 \quad (3.4)$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 + \alpha_2(T) \Psi_2 + \varepsilon \Psi_1 - \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 = 0 \quad (3.5)$$

şeklinde bulunur. Buradaki $l_s^2 = (\hbar c / 2eH)$ manyetik uzunluk olarak isimlendirilir. Denklemdaki ε_1 ve ε sabitleri farklı bant elektronları arasındaki etkileşimin mikroskobik doğasını tanımlayan sabitlerdir. Bantların etkileşmesinin ihmal edilmesi durumunda yukarıdaki denklemler iki farklı sıcaklıktaki çiftlenimli GL denklemine dönüşür. Düzen parametresinin uzaysal değişiminin ihmal edilmediği durum için elde edilecek çizgisel olmayan GL denklemi 3. dereceden terimleri de içerir.

Üst kritik alan, H_{c2} , tek bantlı GL teorisine benzer şekilde, çiftlenimli harmonik salınıcı tanımlayan en düşük öz değeri veren öz fonksiyon olacak şekilde (Abrikosov 1988);

$$\Psi_1 = \lambda_{11} \exp(-ax^2/2) + \lambda_{12} \exp(-bx^2/2) \quad (3.6a)$$

$$\Psi_2 = \lambda_{21} \exp(-ax^2/2) + \lambda_{22} \exp(-bx^2/2) \quad (3.6b)$$

tanımlanır. Bu fonksiyonlar (3.5) denklemine yerleştirilirse;

$$\begin{aligned}
& -\frac{\hbar^2}{4m_1} \left\{ x^2 [a^2 \lambda_{11} \exp(-ax^2/2) + b^2 \lambda_{12} \exp(-bx^2/2)] - [a \lambda_{11} \exp(-ax^2/2) + b \lambda_{12} \exp(-bx^2/2)] \right\} \\
& + \frac{\hbar^2 x^2}{4m_1 \ell_s^2} \left\{ \lambda_{11} \exp(-ax^2/2) + \lambda_{12} \exp(-bx^2/2) \right\} + \alpha_1 \lambda_{11} \exp(-ax^2/2) + \alpha_1 \lambda_{12} \exp(-bx^2/2) \\
& + \varepsilon \lambda_{21} \exp(-ax^2/2) + \varepsilon \lambda_{22} \exp(-bx^2/2) + \frac{\varepsilon_1}{\ell_s^2} x^2 \left\{ \lambda_{21} \exp(-ax^2/2) - \lambda_{22} \exp(-bx^2/2) \right\} \\
& + \varepsilon_1 \left\{ x^2 [a^2 \lambda_{21} \exp(-ax^2/2) + b^2 \lambda_{12} \exp(-bx^2/2)] - a \lambda_{11} \exp(-ax^2/2) + b \lambda_{12} \exp(-bx^2/2) \right\} = 0
\end{aligned}$$

olur. Elde edilen son denklemde x^2 li terimlerin katsayıları sıfıra eşitlenecek olursa;

$$\begin{aligned}
& \exp(-ax^2/2) \left[-\frac{\hbar^2}{4m_1} a^2 \lambda_{11} + \frac{\hbar^2}{4m_1 \ell_s^2} \lambda_{11} + \varepsilon_1 a^2 \lambda_{21} + \frac{\varepsilon_1}{\ell_s^2} \lambda_{21} \right] \\
& + \exp(-bx^2/2) \left[-\frac{\hbar^2}{4m_1} b^2 \lambda_{12} + \frac{\hbar^2}{4m_1 \ell_s^2} \lambda_{12} + \varepsilon_1 b^2 \lambda_{22} - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s^2} \lambda_{22} \right] = 0
\end{aligned}$$

bulunur. Benzeri işlem $\exp(-ax^2/2)$ ve $\exp(-bx^2/2)$ için ayrı ayrı yapılacak olursa;

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(a^2 - \frac{1}{\ell_s^2} \right) \lambda_{11} + \varepsilon_1 \left(a^2 - \frac{1}{\ell_s^2} \right) \lambda_{12} = 0 \quad (3.9a)$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(b^2 - \frac{1}{\ell_s^2} \right) \lambda_{12} + \varepsilon_1 \left(b^2 - \frac{1}{\ell_s^2} \right) \lambda_{22} = 0 \quad (3.9b)$$

sonuçları elde edilir. Denklemde sıfır eşitliğinin sağlanması için parantezin içindekiler sıfır olması gerektiğinden, buradan $b=a=1/\ell_s^2$ bulunur. x^0 lı terimlerin katsayılarının eşitlenmesi sonucunda;

$$\begin{aligned}
& \exp(-ax^2/2) \left[\frac{\hbar^2}{4m_1} a \lambda_{11} + \alpha_1 \lambda_{11} + \varepsilon_1 \lambda_{21} + \varepsilon_1 a \lambda_{21} \right] \\
& + \exp(-bx^2/2) \left[\frac{\hbar^2}{4m_1} b \lambda_{12} + \alpha_1 \lambda_{12} + \varepsilon \lambda_{22} - \varepsilon_1 b \lambda_{22} \right] = 0
\end{aligned} \quad (3.10)$$

ifadeleri bulunur. Denklemin sıfır olabilmesi için parantezlerin içi ayrı ayrı sıfıra eşitlenerek;

$$\lambda_{11} \left[\frac{\hbar^2}{4m_1} a + \alpha_1 \right] + \lambda_{21} [\varepsilon_1 - \varepsilon_1 a] = 0 \quad (3.11a)$$

$$\lambda_{12} \left[\frac{\hbar^2}{4m_1} b + \alpha_1 \right] + \lambda_{22} [\varepsilon_1 - \varepsilon_1 b] = 0 \quad (3.11b)$$

olur. Bu ifadelerden;

$$\frac{\lambda_{11}}{\lambda_{21}} = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_1 a}{\frac{\hbar^2}{4m_1} a + \alpha_1} \quad ; \quad \frac{\lambda_{12}}{\lambda_{22}} = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_1 b}{\frac{\hbar^2}{4m_1} b + \alpha_1} \quad (3.12)$$

elde edilir. Öz fonksiyonlar denklemde yazılır ve benzer işlemler yapılırsa, x^2 li terim;

$$\begin{aligned} & \exp(-ax^2/2) \left[-\frac{\hbar^2}{4m_1} a^2 \lambda_{21} + \frac{\hbar^2}{4m_1 \ell_s^2} \lambda_{21} + \varepsilon_1 a^2 \lambda_{11} - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s^2} \lambda_{11} \right] \\ & + \exp(-bx^2/2) \left[-\frac{\hbar^2}{4m_1} b^2 \lambda_{22} + \frac{\hbar^2}{4m_1 \ell_s^2} \lambda_{22} + \varepsilon_1 b^2 \lambda_{12} - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s^2} \lambda_{12} \right] = 0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

bulunur. Bu ifadenin katsayıları ayrı ayrı sıfıra eşitlenirse;

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2} \left(a^2 - \frac{1}{l_s^2} \right) \lambda_{21} + \varepsilon_1 \left(a^2 - \frac{1}{l_s^2} \right) \lambda_{11} = 0 \quad (3.14a)$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2} \left(b^2 - \frac{1}{l_s^2} \right) \lambda_{22} + \varepsilon_1 \left(b^2 - \frac{1}{l_s^2} \right) \lambda_{12} = 0 \quad (3.14b)$$

bulunur. Buradan, $a = 1/\ell_s^2$ ve $b = 1/\ell_s^2$ elde edilir. x^0 terimli ifadenin sıfıra eşitlenmesi ise;

$$\begin{aligned} & \exp(-ax^2/2) \left[\frac{\hbar^2}{4m_2} a\lambda_{21} + \alpha_2 \lambda_{21} + \varepsilon \lambda_{11} - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s} a\lambda_{11} \right] + \\ & \exp(-bx^2/2) \left[-\frac{\hbar^2}{4m_2} b\lambda_{22} + \alpha_2 \lambda_{22} + \varepsilon \lambda_{12} - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s} b\lambda_{12} \right] = 0 \end{aligned}$$

olur. Bu ifadedeki katsayıların ayrı ayrı sıfıra eşitlenmesi ile elde edilen ifadeler taraf tarafa bölünürse;

$$\frac{\lambda_{11}}{\lambda_{21}} = -\frac{\varepsilon - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s} a}{\frac{\hbar^2}{4m_2} a + \alpha_2} ; \quad \frac{\lambda_{12}}{\lambda_{22}} = -\frac{\varepsilon - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s} b}{\frac{\hbar^2}{4m_2} b + \alpha_2} \quad (3.16)$$

biçimindeki eşitliğe ulaşılır. Yukarıda tanımlanan (3.11) ve (3.13) denklemlerinin eşitlenmesi ile;

$$\left(\alpha_1 + \frac{\hbar^2}{4m_1 \ell_s^2} \right) \left(\alpha_2 + \frac{\hbar^2}{4m_2 \ell_s^2} \right) = \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s} \right) \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon_1}{\ell_s} \right) \quad (3.17)$$

bulunur. Bu denklemin açılımından;

$$\frac{\hbar^4}{16m_1 m_2} \left(1 - \frac{16\varepsilon_1^2 m_1 m_2}{\hbar^4} \right) \ell_s^{-4} + \frac{\hbar^2}{4} \left(\frac{\alpha_1}{m_2} + \frac{\alpha_2}{m_1} + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2} \right) \ell_s^{-2} + \alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2 = 0 \quad (3.18)$$

eşitliği elde edilir. (3.18) Denklemi ℓ_s 'ye göre ikinci dereceden bir denklemdir. Bu denklemin çözümünden;

$$\ell_s^{-1} = \frac{-\frac{\hbar^2}{4} \left(\frac{\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2}{m_1 m_2} + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2} \right) + \sqrt{\frac{\hbar^2}{16} \left(\frac{\alpha_1}{m_1} + \frac{\alpha_2}{m_2} + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2} \right)^2 - \frac{\hbar^4}{4m_1 m_2} (\alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2) \left(1 - \frac{16\varepsilon_1^2 m_1 m_2}{\hbar^4} \right)}}{\left(1 - \frac{16\varepsilon_1^2 m_1 m_2}{\hbar^4} \right) \frac{\hbar^4}{8m_1 m_2}} \quad (3.19)$$

şeklindeki çözüm bulunur. Manyetik uzunluk $l_s^2 = \frac{\hbar c}{2eH}$ şeklinde tanımlandığından, üst kritik alan için yukarıdaki ifadeden;

$$H_{c2} = -\frac{ca_0^{-1}}{he} \left\{ -(\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \frac{8m_1 m_2 \epsilon \epsilon_1}{\hbar^2}) + \sqrt{(\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \frac{8m_1 m_2 \epsilon \epsilon_1}{\hbar^2})^2 - 4m_1 m_2 (\alpha_1 \alpha_2 - \epsilon^2) a_0} \right\} \quad (3.20)$$

bulunur. Bu denklemde $a_0 = 1 - \frac{16\epsilon_1^2 m_1 m_2}{\hbar^4}$ şeklindedir. Boyutsuz üst kritik manyetik alan için, $\tilde{H}_{c2}(0) = \frac{cT_c}{\hbar e} (\gamma_1 m_1 + \gamma_2 m_2)$ ifadesi (3.20) denklemine bölünürse;

$$h_{c2} = \frac{H_{c2}(T)}{\tilde{H}_{c2}(0)}$$

$$h_{c2} = \frac{a_0^{-1}}{T_c (\gamma_1 m_1 + \gamma_2 m_2)} \left[\left(\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \frac{8m_1 m_2 \epsilon \epsilon_1}{\hbar^2} \right) - \sqrt{\left(\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \frac{8m_1 m_2 \epsilon \epsilon_1}{\hbar^2} \right)^2 - 4m_1 m_2 (\alpha_1 \alpha_2 - \epsilon^2) a_0} \right] \quad (3.21)$$

bulunur. Gerekli matematiksel işlemler yapılırsa üst kritik manyetik alan için boyutsuz ifade, $\theta = (1 - T/T_c)$, olmak üzere;

$$h_{c2} = (\theta - c_0 + (A\theta^2 - B\theta + c_0^2)^{1/2}) a_0^{-1} \quad (3.22)$$

elde edilir. Denklemdeki A , B , c_0 ifadeleri;

$$A = \frac{(x-1)^2}{(x+1)^2} + A_1 \eta^2 \quad A_1 = 64a_1 a_2 \frac{x^2}{(x+1)^2} \quad x = \frac{\gamma_1 m_1}{\gamma_2 m_2}$$

$$B = \frac{2(x-1)(a_1 x - a_2)}{(x+1)^2} + (a_1 + a_2) A_1 \eta^2 + 2B_1 \eta$$

$$c_0 = \frac{(a_1 x + a_2)}{(x+1)} + B_1 \eta \quad a_0 = 1 - 16x\eta^2 (\varepsilon/T_c)^2 / \gamma_1 \gamma_2$$

$$a_i = 1 - \frac{T_{ci}}{T_c} \quad \eta = \frac{T_c m_2 \varepsilon_1 \gamma_2}{\hbar^2 \varepsilon} \quad B_1 = 8a_1 a_2 \frac{x}{x+1}$$

şeklindedir. Üst kritik manyetik alanın ikinci türevi ise;

$$h_{c2}'' = a_0^{-1} (Ac_0^2 - B^2/4) / (A\theta^2 - B\theta + c_0^2)^{3/2}$$

olarak ifade edilebilir. T_c ' civarında üst kritik alanın asimptotik davranışı;

$$h_{c2} = \left(\left(1 - \frac{B}{2c_0}\right)\theta + \frac{A}{2c_0}\theta^2 \right) a_0^{-1}$$

biçiminde olur.

Magnezyum diboridin üst kritik manyetik alanın deneysel sonuçları incelenecek olursa,

$$h_{c2} = \frac{H_{c2}}{H_{c2}^*(0)} = \frac{\theta^{1+\alpha}}{(1 - (1+\alpha)\omega + \ell\omega^2 + m\omega^3)} \quad (3.23)$$

$$\omega = (1 - \theta)\theta^{1+\alpha}$$

biçiminde tanımlanan basit denklem ile yüksek bir doğrulukla bulunabilir. Yukarıdaki denklem, Drechsler ve arkadaşları tarafından borocarbitler için uygulanmıştır (Drechsler 1999). Bunun sonucunda ise H_{c2} -T eğrisi için T_c yakınlığında pozitif eğrilik bulmuşlardır. Müller yukarıdaki denklemin baskın kısmını ihmal etmiş ve yalnızca basit kısmı olan $\theta^{1+\alpha}$ 'yü MgB_2 'nin sonuçlarına uygulamışlardır. Denklemden önemli kısım α sıcaklık bağımlılığını daha doğrulukla belirlemektedir. Fakat benzer yaklaşıklıkta, düşük sıcaklıkta negatif eğriliği açıklayamamışlardır. Aynı zamanda, düşük sıcaklıkta

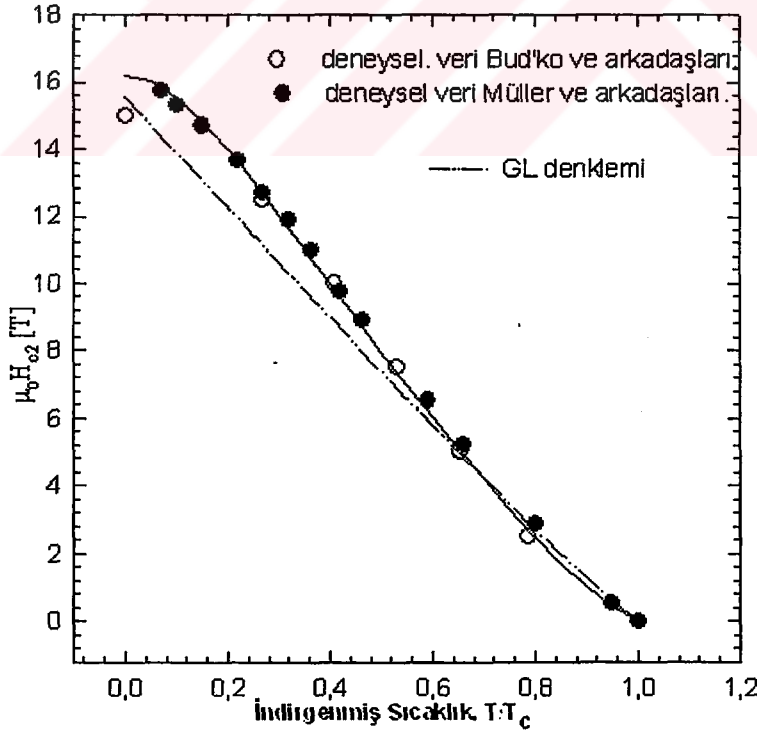
negatif eğrilik, elektronik yapının duyarlılığı ile ilgili olan ℓ/m oranı tarafından tanımlanır. $\ell > m$ için, negatif eğriliğin sıcaklık bölgesi genişlemekte, $\ell < m$ için ise üst kritik alan sıcaklık ile hemen hemen linear bir şekilde değişir. MgB_2 hacimsel malzemesi için üst kritik alan sonuçları Şekil 3.1'de Bud'ko ve arkadaşlarının sonuçları olarak beyaz noktalarla ve Müller'e ait siyah noktalar ile verilmiştir (Müller *et al.* 2001). Grafikten, deney sonuçları ile denklem (3.22) ve denklem (3.23)'ün sonuçları verilmiştir. MgB_2 için deney sonuçlarına en iyi uyan parametreler (3.23) denkleminde;

$$\mu_0 H_{c2}^*(0) = 16.2 \text{ T}, \alpha = 0.23, \ell = 3, m = -1$$

olarak belirlenen parametrelerdir. Şekilde kesikli düz çizgi ile yapılmış çizim iki bantlı GL denklemi çözümünden elde edilen (3.22) denkleminin sonuçlarını vermektedir. Deneysel sonuçlar ile en iyi uyan GL parametreleri aşağıdaki gibidir.

$$A = 0.59, \quad B = -0.11, \quad c_0 = 0.20, \quad x = 3$$

$$\mu_0 \tilde{H}_{c2}(0) = 15.55 \text{ T}, \quad T_{c1} = 20 \text{ K}, \quad T_{c2} = 10 \text{ K}$$

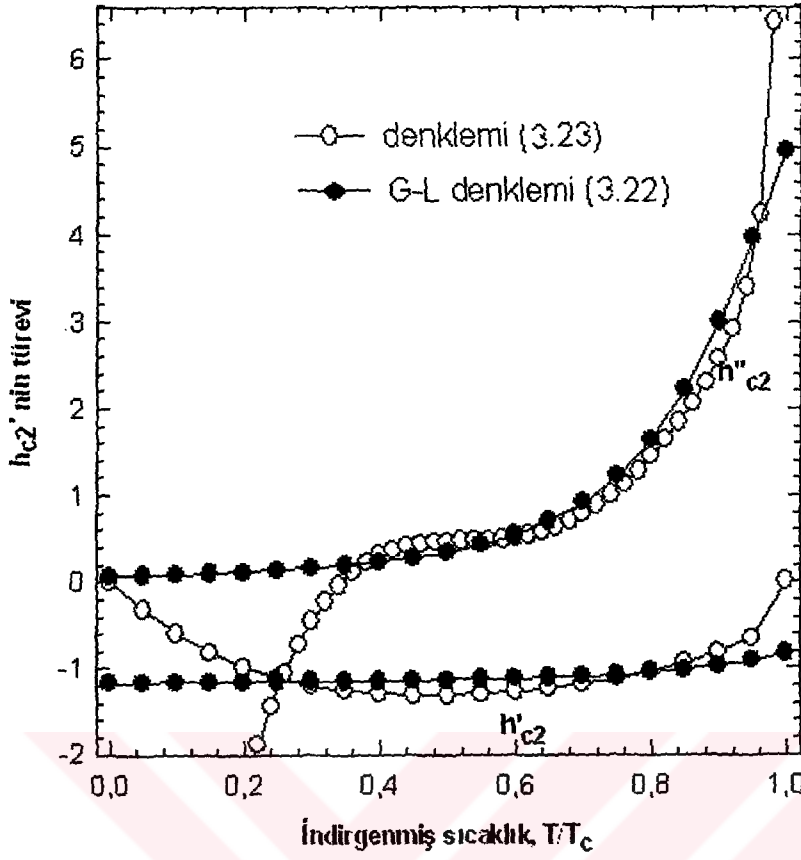


Şekil 3.1 Hacimsel MgB_2 için üst kritik alanın sıcaklık bağımlılığı

Düşük sıcaklıkta H_{c2} 'nin sıcaklıkla değişimi yaklaşık çizgiseldir. T_c civarlarına yaklaşırsa çizgisellik kaybolmakta ve pozitif eğrilik açık olarak görülmektedir. Şekil 3.2'den deneysel sonuçlar ile teorik hesaplamaların uyum içinde oldukları görülmektedir. Müller'in deneysel sonuçları için benzer sıcaklık bağımlılığı gözlenmiştir. Tek bantlı GL teorisi ise H_{c2} için çizgisel bir bağımlılık verir.

Şekil 3.2.'de Denklem (3.22) ve (3.23) de tanımlanan H_{c2} 'nin (T/T_c) 'ye göre birinci ve ikinci türevleri verilmiştir. İki bantlı GL teorisi T_c civarında H_{c2} 'nin birinci türevi, negatif ve yaklaşık değişmeyen bir davranış gösterir. T_c 'ye alttan yaklaşıncaya, birinci türev T_c 'de sonlu bir değere ulaşmakta, denklem (3.23)'ün birinci türevi ise sıfırdan başlamakta, negatif değerler alıp T_c 'de sıfır değerini alır. Bu iki eğri T_c 'nin %20- 95 oranında bir uyum gösterir. İkinci türevlerde de aynı sıcaklık aralığında bir uyum gözlenmektedir. GL teorisi yalnızca T_c 'ye yakın sıcaklıklarda geçerli olduğu için, düşük sıcaklık bölgesi yerine yüksek sıcaklık bölgesi üzerinde durulmuştur.

Denklem (3.17)'den $T_c = 40$ K civarında, $T_{c1} = 20$ K ve $T_{c2} = 10$ K ve etkileşme parametresi $\varepsilon = 3/8$ bulunur. Üst kritik alanın davranışını etkileşme parametresi ε_1 belirler. Hesaplamalarda ortalama MgB_2 için Fermi hızı $v_{F1} = 4,5 \times 10^7$ cm/s ve $v_{F2} = 11 \times 10^7$ cm/s alınmıştır. Benzer hesaplamalar borocarbidler için $v_{F1} = 0,85 \times 10^7$ cm/s, $v_{F2} = 3,8 \times 10^7$ cm/s dir (Shulga *et al.* 1998). Manyetik olmayan borocarbidler için yapılan iki bantlı GL çözümlerinde $T_c = 16$ K olduğu $T_{c1} = 10$ K, $T_{c2} = 3$ K için $\varepsilon_1 = 0,33$ alınarak bulunmuştur.



Şekil 3.2 Hacimsel MgB₂ için h_{c2} türevlerinin sıcaklık bağımlılığı

3.2 İki Bantlı İzotropik G-L Teorisinin Uygulamaları

Fenomenolojik bir teori olan G-L teorisi süperiletkenlerin özellikle makroskobik davranışlarını belirlemede kullanışlıdır. Süperiletkenlerin eşuyum uzunluklarını, nüfuz derinliklerini, kritik manyetik alanlarını, kritik akım yoğunlukları G-L teorisi ile bulunabilmektedir.

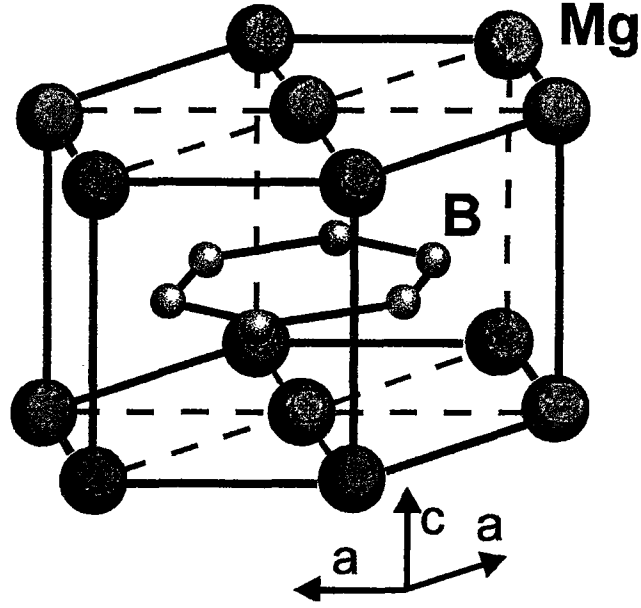
Deneysel veriler ışığında bir ya da iki düzen parametresi içeren süperiletken için G-L denklemleri bir, iki ya da üç boyutta incelenebilir. G-L denklemlerinin üç boyutta incelenmesi, süperiletken içinde üç boyutta bir hareketin var olduğunu söyler.

İki bantlı G-L denklemleri ile yapılan bu incelemede düzen parametreleri yalnızca iki boyutta var olan niceliklerdir. Yani süper akım taşıyıcıları olan Cooper çiftleri düzlemler üzerinde hareket etmektedirler. Bu şekilde düzlemlerden oluşan materyallere tabakalı (Layered) süperiletkenler denilmektedir. Özellikle son iki yılda üretilen yüksek kaliteli MgB_2 tek kristalleri bu düzlemsel yapıya sahiptirler.

3.3 Süperiletken MgB_2

2001 yılında keşfedilen MgB_2 süperiletkeni için farklı gruplar tarafından yapılan yüzlerce çalışma bu malzemenin her türlü özelliğini ortaya koymuştur. MgB_2 'nin anlaşılması amacı ile yapılan çok sayıda deneye ek olarak Ginzburg-Landau, BCS, Eliashberg, Kuasiklasik Uzadel denklemleri, Eilenberger şeması gibi birçok teorik hesaplama yöntemi de araştırmalarda kullanılmıştır. En genel haliyle artık bilinmektedir ki MgB_2 $T_c \approx 40K$ olan BCS tabanlı intermetalik bir süperiletkendir.

MgB₂'nin Yapısal Analizi: Bu tez çalışmasında da incelenen MgB_2 metalik süperiletkeni de tabakalı süperiletkenlere iyi bir örnektir. Materyalin kristal yapısının anlaşılması aşamasında %99,9 saflıkta pudralaştırılmış Mg ve %99 saflıkta B elementleri $\frac{1}{2}$ mol oranı ile karıştırılıp yüksek saflıkta argon gazının bulunduğu kaplara konulur. Tabletler haline getirilen karışım tantalyum yapraklara sarılarak $973-1173$ °K sıcaklıklarında ve 196 MPa basıncında 1-10 saat tutularak saf kristal elde edilir. Bu biçimde elde edilen bir MgB_2 kristalinin örgü yapısı şekil 3.3. ile verilmiştir.



Şekil 3.3. MgB₂ Kristalinin örgüsü

Şekildeki modelden görüldüğü üzere Mg tabakalar üçgen biçimli örgülerden ve B tabakalar ise altıgen biçimli ana örgülerden meydana gelirler. Ölçümlere göre;

$$a=0.3086 \text{ nm}$$

$$c=0.3524 \text{ nm}$$

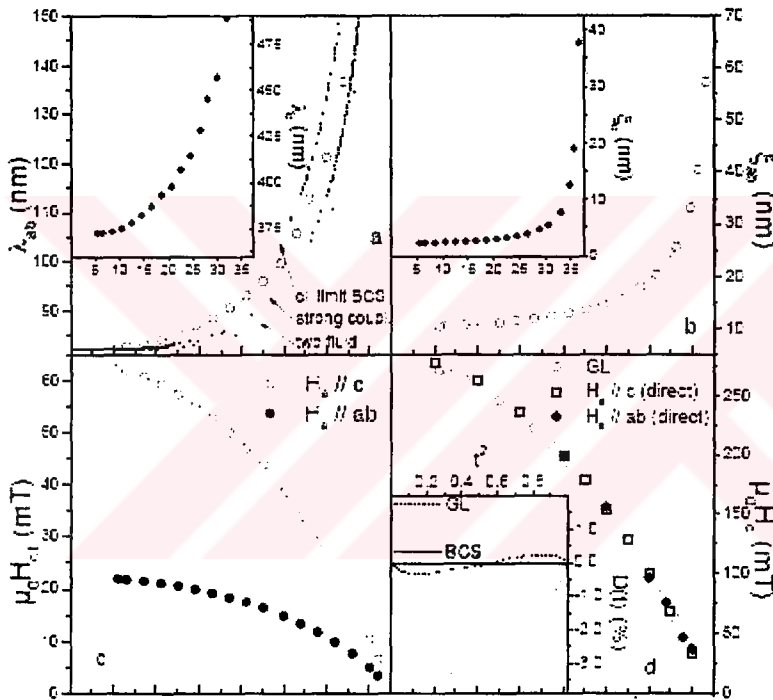
bulunmuştur. B düzlemlerinde yer alan B atomları arasındaki mesafe 0.178 nm civarında iken Mg düzlemlerindeki Mg atomları arasındaki mesafe 0.3086 nm civarındadır.

İzotop Etkisinin İncelenmesi: MgB₂'nin keşfinden hemen sonra yapılan deneylerde Bud'ko ve arkadaşları izotop etkisini gözlemlediler (Budko *et al.* 2001). Kritik sıcaklık Mg¹⁰B₂ için 40,2 °K ve Mg¹¹B₂ için 39,2 °K olarak ölçüldü. Farklı B izotopları ile yapılan ölçümler için $\alpha_B = 0.26$ olarak hesaplandı ki bu BCS teorisinin öngördüğü 0.5 sayısından küçüktür. Diğer yandan Hinks ve arkadaşlarının ²⁴Mg ve ²⁶Mg kullanarak yaptıkları deneyler sonucunda $\alpha_{Mg} = 0.02$ olarak bulunmuştur (Hinks *et al.* 2001). Bu

da süperiletkenliğin Mg düzlemlerinde değil de B düzlemlerinde gerçekleştiğini söyler.

MgB_2 İçin Makroskobik Veriler: Hacimsel maddeler için üst kritik manyetik alan, alt kritik manyetik alan ve London nüfuz derinliği farklı deney grupları tarafından ölçülmüştür. Mutlak sıfır için sonuçlar:

$$H_{c2} = 12-18T \quad H_{c1} = 28-75mT \quad \lambda = 85-180nm$$

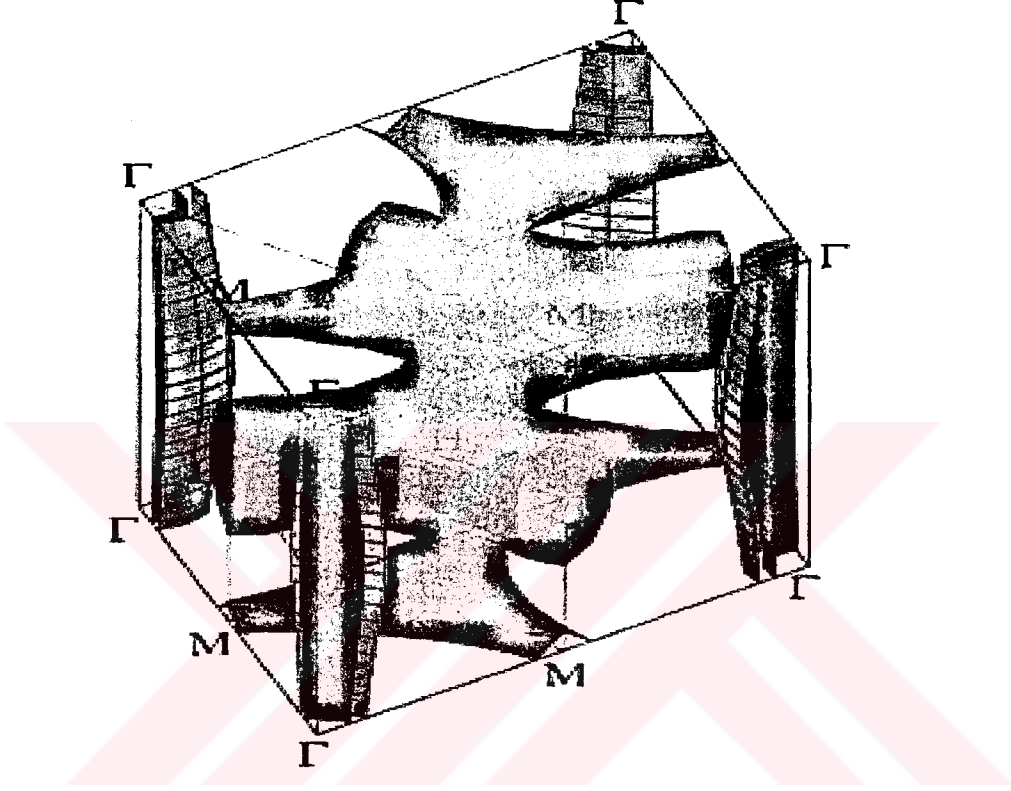


Şekil 3.4. MgB_2 tek kristalinin farklı sıcaklıklar için manyetik moment ölçüm sonuçları

Şekil 3.4 magnetik moment ölçüm sonuçları Zehetmayer *et al.* (2002) tarafından alınmıştır. Burada ortalama serbest yol 6070A civarındadır.

MgB_2 'nin Çok bantlı Yapısı: BCS tabanlı süperiletkenler olarak bilinen metalik süperiletkenler arasında en yüksek geçiş sıcaklığı Nb_3Ge için 23 K olarak bilinmekteyken 2001 yılında Jun Akimitsu ve arkadaşları MgB_2 için geçiş sıcaklığının 39 K üzerinde olduğunu buldular. İntermetalik bir bileşik için kritik alandaki bu

beklenmeyen artma hem Heinecke and Winzer (1995), Bouquet *et al.* (2001), Chen *et al.* (2001), Giublio *et al.* (2001) tarafından deneysel olarak; hem de Dahm ve Schopohl (2003), Gurevich (2003), Golubov and Koshelev (2001) tarafından çeşitli iki bantlı teorilerle araştırılmıştır.



Şekil 3.5. MgB₂ için Fermi yüzeyleri.

Şekil 3.5 de kırmızı ve mavi tonlarıyla gösterilen Fermi yüzeyleri farklı enerjilere sahip iki tür süper akım taşıyıcısının olduğunu söyler.

Buna göre H_c kritik alanları düşük sıcaklıklarda σ bant tarafından ve kritik sıcaklığa yakın sıcaklıklarda ise σ ve π bandın karma etkileri tarafından belirlenmektedir.

Anizotropi: Yapılan deneyler MgB₂ süperiletkeninin iki boyutlu süperiletkenlik özelliklerinin olduğunu göstermiştir (Zehetmayer *et al.* 2002). Bu durum materyalin

kristal yapısına bakılarak anlaşılmaktadır (Şekil 3.3). Diğer taraftan Şekil 3. 5 ile ise iki bantlı yapı ve anizotropinin varlığı teorik olarak da gösterilmiştir. Süperiletken için makroskobik parametrelerin bu şekilde yöne bağımlı olmaları onların farklı bir yöntem ile de araştırılmalarını gerekli kılmıştır.



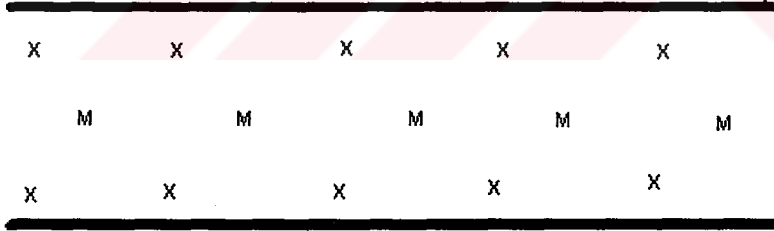
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

Bu kısımda fenomenolojik G-L teorisi ile anizotropik süperiletkenlerin özelliklerinin anlaşılması amaçlanmaktadır. Bunu yaparken süperiletkenler için anizotropiden daha geniş bilgi verilerek G-L denklemleri bu sistemler için ek terimler ile düzeltilenlerdir. .

4.1 Düzlemsel Süperiletkenler İçin Anizotropi

1970'lerden başlayarak çok yüksek anizotropik elektron özellikleri gösteren materyaller incelenmeye başlamıştır. Bunlar, organik süperiletkenler, CuO tipi yüksek sıcaklık süperiletkenleri ve NbSe₂ tipi süperiletkenlerdir. Tüm bunlar düzlemsel kristal yapıya sahip olan süperiletkenlerdir.

Kimyasal formülü MX_2 ile verilen geçiş metalleri, iki tane X tabakası ve bunların arasındaki M tabakalarının oluşturduğu sandviç biçimli bileşiklerdir. M 'ler geçiş metalinin ve X 'ler kalkojenin (chalcogen) atomları olmak üzere dikalkojenidler şekil 4.1'de basitçe gösterilmiştir.



Şekil 4.1 Dikalkojenidlerin düzlemsel kristal yapısı

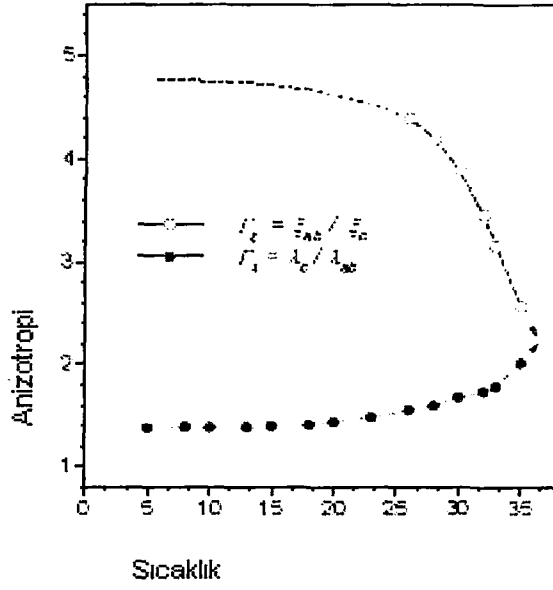
$M = Nb, Ta, Mg, Mo$ olabileceği gibi $X = S, Se, Te, B$ olabilmektedir. M ve X tabakaları içindeki atomların birbirlerine bağlanmaları güçlü (kovalent) bağlarla olur, atomlar arası mesafe 1.5Å civarındadır. Komşu M ve X tabakaları arası 3Å civarındadır ve etkileşimler ise görece daha zayıf (van der Waals) türündedir. Bu biçimdeki süperiletkenler NbSe₂ ve TaS₂ için iletkenlik anizotropisi $\Gamma_{\sigma} = \sigma_{ab} / \sigma_c$ 20–50 arasındadır (Bulaevskii et al. 1982). Sandviçler arasına konulacak büyük bir yalıtkan

organik tabaka (C_6H_5N pyridin molekülü) ile anizotropiyi 10^5 basamağına kadar yükseltir.

Bakır oksit yüksek sıcaklık süperiletkenleri diğer tabakaların yanı sıra değişen CuO_2 tabakalarından oluşmaktadır. Bu diğer tabakalar $YBa_2Cu_3O_7$ içindeki Y , Ba ve CuO tabakalar, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ içerisindeki $La-Sr$ tabakaları olarak verilebilir. Bir örnek olarak $YBa_2Cu_3O_7$ için iletkenlik anizotropisi 100 civarındadır (Bulaevskii 1982). Bu çalışmada MgB_2 'nin anizotropisi inceleneceğinden bahsedilen diğer düzlemsel süperiletkenlerin ayrıntılarına girilmeyecektir.

4.2 MgB_2 Süperiletkeninin Anizotropisi

Magnezyum diborid süperiletkeninin keşfi birçok teorik ve deneysel araştırmanın başlangıç noktası olmuştur. Bilinen klasik süperiletkenlerde tek bir anizotropi parametresi vardır ve $\gamma = \gamma_\lambda = \gamma_\xi$ dir. Burada $\gamma_\lambda = \lambda_c / \lambda_{ab}$ ve $\gamma_\xi = \xi_c / \xi_{ab}$ olarak verilir. Magnezyum diborid deneyleri ise düşük sıcaklıklarda γ_λ ve γ_ξ anizotropi parametrelerinin birbirlerinden farklı olduklarını göstermiştir (Cubbit 2003). Nötron saçılma deneyleri düşük sıcaklıklarda γ_λ için 1 civarında sonuçlar verirken γ_ξ için 5 civarında olduğunu söylemektedir (Lyard *et al.* 2002). Bu nicelikler için sıcaklık bağımlılıkları şekil 4. 2'de verilmiştir. Şekilde de görüldüğü üzere düşük sıcaklıklar için iki nicelik birbirinden bayağı farklıdır. Kritik sıcaklığa yakın sıcaklıklarda her iki parametrenin de sıcaklık bağımlılıkları artmaktadır. Yaklaşık olarak $\gamma_\xi(T_c) = \gamma_\lambda(T_c) \sim 2$ olduğu görülmektedir.



Şekil 4.2 Anizotropi parametrelerinin sıcaklık bağımlılığı

Şekilde siyah noktalar γ_λ ve beyaz noktalar ise γ_ξ içindir (Lyard *et al.* 2002).

4.3 İki Bantlı Anizotropik G-L Teorisi

Bu kısımda amaç, önceden bilinen iki bantlı GL teorisinden (Askerzade 2002, Askerzade 2003) başlayarak anizotropiyi de içeren iki bantlı denklemlerin düzlemsel süperiletkenler için yazıp deneysel verilerle kıyaslamasının yapılmasıdır.

Buna göre iki bantlı tabakalı süperiletkenler için serbest enerji fonksiyoneli;

$$F[\Psi_{1n}, \Psi_{2n}] = \sum_n \int d^2r (F_{1n} + F_{1n,2n} + F_{2n} + F_{1n,1(n+1)} + F_{2n,2(n+1)} + H^2 / 8\pi) \quad (4.1)$$

ile verilmektedir. $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{H}$ olmak üzere \vec{H} dış manyetik alandır. F_{in} 'ler süperiletkendeki n. düzlem için i. bant elektronlarının serbest enerjisidir (i=1,2). $F_{1n,2n}$ terimi 1. ve 2. bant etkileşmelerinin serbest enerjiye katkısıdır.

$$F_m = \frac{\hbar^2}{4m_i} \left| \left(\bar{\nabla} - \frac{2\pi i \bar{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_m \right|^2 + \alpha_m(T) |\Psi_m|^2 + \frac{\beta_m |\Psi_m|^4}{2} \quad (4.1a)$$

$$F_{1n,2n} = \varepsilon(\Psi_{1n} \Psi_{2n}^* + K.E) + \varepsilon_1 \left[\left(\bar{\nabla} + \frac{2\pi i \bar{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_{1n}^* \left(\bar{\nabla} - \frac{2\pi i \bar{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_{2n} + K.E \right] \quad (4.1b)$$

Daha önceden de bilinen iki bantlı GL denklemleri bu şekilde düzlemler için yazılmış olur. m_i 'ler her bir düzlemdeki i . banda ait elektronların etkin kütesidir. Bu yazım için $\alpha_m = \gamma_i(T - T_{ci})$ sıcaklığa lineer bağımlı ve β_m sıcaklıktan bağımsız bir sabittir. Süperiletkende yer alan düzlemlerin özdeş karakterlerinden dolayı bu nicelikler için;

$$\alpha_m = \alpha_i$$

$$\beta_m = \beta_i$$

yazılabilir. $F_{m,i(n+1)}$ terimi ise n . düzlem ile $(n+1)$. düzlemin elektronlarının etkileşmesinden dolayı serbest enerjiye gelen katkıdır. d düzlemler arası mesafe olmak üzere bu terim (4.1c) ile verilmektedir.

$$F_{m,i(n+1)} = \frac{\hbar^2}{4m_i^c d^2} \left| \Psi_m - \Psi_{i(n\pm 1)} \exp\left(-i \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0}\right) \right|^2 \quad (4.1c)$$

4.4 Üst Kritik Manyetik Alanın Anizotropisi

Dış manyetik alanın düzlemlere paralel ve dik uygulanaşına bağılı olarak 4. 3'de bahsedilen anizotropik G-L denklemleri ile üst kritik manyetik alanın anizotropi parametresi γ_{Hc2} hesaplanabilir ($\gamma_{Hc2} = H_{c2}^{\parallel} / H_{c2}^{\perp}$). Süperiletken düzlemlere paralel uygulanan manyetik alan H_{c2}^{\parallel} ve düzlemlere dik olarak uygulanan alan H_{c2}^{\perp} ile verilmektedir.

Süperiletken malzemenin a, b ve c kristalografik eksenleri sırasıyla x, y, z eksenleriyle paralel olacak biçimde ayarlandığında vektör potansiyelinin $\vec{A} = (0, Hx, 0)$ seçimi süperiletken düzlemlere dik olan bir $\vec{H} = H\hat{k}$ dış manyetik alanının var olacağını söyler. Bu durum için $A_z = 0$ olduğundan dolayı (4.1c) terimi;

$$F_{m,i(n+1)} = \frac{\hbar^2}{4m_i^c d^2} |\Psi_m - \Psi_{i(n\pm 1)}|^2$$

olacaktır. Ayrıca birbirlerine özdeş düzlemlerde hareket etmekte olan süper elektronların dalga fonksiyonlarının da özdeş olacağı düşüncesi ile;

$$\Psi_m = \Psi_{i(n\pm 1)}$$

alınırsa $F_{m,i(n+1)} = 0$ olacaktır. Bu durum için serbest enerji fonksiyoneli;

$$F[\Psi_{1n}, \Psi_{2n}] = \sum_n \int d^2r (F_{1n} + F_{1n,2n} + F_{2n} + H^2 / 8\pi) \quad (4.2)$$

halini alır. Serbest enerji fonksiyonelinin Ψ_1^* ve Ψ_2^* düzen parametreleri için minimum olduğu durumlar süperiletken halin denklemleri olurlar. Buna göre;

$$\frac{\partial F[\Psi_{1n}, \Psi_{2n}]}{\partial \Psi_1^*} = 0, \quad \frac{\partial F[\Psi_{1n}, \Psi_{2n}]}{\partial \Psi_2^*} = 0$$

koşullarından;

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \Psi_1 + \alpha_1(T) \Psi_1 + \varepsilon \Psi_2 - \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \Psi_2 = 0 \quad (4.2a)$$

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \Psi_2 + \alpha_2(T) \Psi_2 + \varepsilon \Psi_1 - \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \Psi_1 = 0 \quad (4.2b)$$

denklemleri elde edilir. Buradaki önemli bir nokta ise (4.2) denklemlerinde $\Psi_i |\Psi_i|^2$ terimlerinin çok küçük olmalarından dolayı ihmal edilmiş olmasıdır. (4.2) denklemlerinde yer alan dalga fonksiyonları Ψ_1 ve Ψ_2 benzer nitelikte olduklarından $\Psi_1(x) = C\Psi_2(x)$ yazılması doğaldır. Burada bir hatırlatma olarak harmonik salıncının hamiltonyeni ve dalga fonksiyonunu vermek faydalı olacaktır. Harmonik salıncı için p momentum ve q konum operatörü olmak üzere Hamiltonyen;

$$H = \frac{1}{2m} (p^2 + m^2 \omega^2 q^2)$$

iken taban durumuna karşılık gelen öz fonksiyon $\Psi \sim \exp\left(-\frac{m\omega}{2\hbar} q^2\right)$ biçimindedir.

(4.2) denklemlerine dikkat edilecek olunursa harmonik salıncı denklemleri ile benzerdirler. Hatta benzeşimin matematiksel olarak ispatı için;

$$L_0 = \varepsilon + \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \quad (4.3a)$$

$$L_1 = -\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) + \alpha_1(T) \quad (4.3b)$$

operatörlerini kullanarak (4.2) ile verilen çift bantlı GL denklemleri basitçe

$$\begin{aligned} L_1 \Psi_1 + L_0 \Psi_2 &= 0 \\ L_2 \Psi_2 + L_0 \Psi_1 &= 0 \end{aligned}$$

olarak yazılırlar. Üstteki ilk denkleme L_2 operatörü ve ikinciye L_0 uygulanırsa ve birinci denklemden ikincinin çıkartılması ile Ψ_1 düzen parametresi için

$$L_2 L_1 \Psi_1 - L_0^2 \Psi_1 = 0$$

elde edilir. Bu denklem yüksek mertebeden türevler ihmal edilerek incelendiğinde Ψ_1 için harmonik salınıcının diferansiyel denklemi formunda olur.

Öyleyse Ψ_1 dalga fonksiyonu için;

$$\Psi_1(x) \propto \exp\left(-\frac{\delta x^2}{2}\right)$$

alınabilir. Bu dalga fonksiyonu için $\delta = 1/l_s^2$ olduğu harmonik salıncı denklemine benzeşimden açıkça görülebilir. Önerilen dalga fonksiyonu 4.2 denklemlerinde kullanılarak C sabiti için iki farklı eşitlik elde edilir. Bunlar

$$C = -\frac{\frac{\hbar^2 \delta}{4m_2} + \alpha_2}{\varepsilon - \varepsilon_1 \delta} \quad \text{ve} \quad C = -\frac{\varepsilon - \varepsilon_1 \delta}{\frac{\hbar^2 \delta}{4m_1} + \alpha_1} \quad (4.4a)$$

şeklinde olurlar. Bu C değerlerinin birbirine eşlenmesi ile δ için ikinci mertebeden;

$$\left(\frac{\hbar^2 \delta}{4m_2} + \alpha_2\right) \left(\frac{\hbar^2 \delta}{4m_1} + \alpha_1\right) = (\varepsilon - \varepsilon_1 \delta)^2 \quad (4.4b)$$

denklemini elde edilir. $\delta = 1/l_s^2$ ve manyetik uzunluk $l^2 = \hbar c / 2eH^c$ olarak verildiğinden 4.3b denklemi manyetik alan için ikinci mertebeden bir denklem olur. H^c ile ab düzlemine dik olan c doğrultusunda bir manyetik alan uygulandığı belirtilmektedir.

$$\frac{4e^2 H^2}{\hbar^2 c^2} \left(\frac{\hbar^4}{16m_1 m_2} - \varepsilon_1^2 \right) + \frac{2eH}{\hbar c} \left[\frac{\hbar^2}{4} \left(\frac{\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2}{m_1 m_2} \right) + 2\varepsilon \varepsilon_1 \right] + \alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2 = 0 \quad (4.4c)$$

Bu denklemin cebirsel işlemler ile bulunan büyük kökü H_{c2} 'yi verecektir. Buna göre üst kritik manyetik alan için (3.20) ile verilen denklem elde edilir.

$$H_{c2}^\perp = \frac{c}{\hbar e} a_0^{-1} \left[(\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \frac{8m_1 m_2 \varepsilon \varepsilon_1}{\hbar^2}) - \sqrt{(\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2 + \frac{8m_1 m_2 \varepsilon \varepsilon_1}{\hbar^2})^2 - 4m_1 m_2 (\alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2) a_0} \right] \quad (4.5)$$

Bu denklemde $a_0 = 1 - \frac{16\varepsilon_1^2 m_1 m_2}{\hbar^4}$ şeklindedir. c kristalografik eksen doğrultusundaki etkin eşyuum uzunluğu;

$$\xi_{stk}^c = \frac{\hbar^2 / 4}{\left[-(m_1 \alpha_1 + m_2 \alpha_2 + 8m_1 m_2 \varepsilon \varepsilon_1 / \hbar^2) + \sqrt{(m_1 \alpha_1 + m_2 \alpha_2 + 8m_1 m_2 \varepsilon \varepsilon_1 / \hbar^2)^2 - 4m_1 m_2 (\alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2)} \right]} \quad (4.6)$$

olarak tanımlandığında (4.4) denklemi iyi bilinen;

$$H_{c2}^\perp = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi_{stk}^c{}^2}$$

denklemine dönüşür.

H_{c2}^\perp Üst kritik alanının hesabında vektör potansiyelinin $\vec{A} = (0, 0, -Hx)$ seçimi ile bir $\vec{H} = H\hat{j}$ manyetik alanı ile uygulama yerinde olacaktır. Vektör potansiyelinin bu seçimi ile a - b kristalografik düzlemlerine paralel olan manyetik alan matematiksel olarak da tam anlamıyla ifade edilmiş olur. Bu koşullar altında

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}, A_z^2 = H^2 x^2, \Psi_1(r) = \Psi_1(x), \Psi_2(r) = \Psi_2(x), l^2 = \hbar c / 2eH^{ab}$$

ile verilen tek boyutlu G-L serbest enerji fonksiyoneli;

$$F[\Psi_{1n}, \Psi_{2n}] = \sum_n \int d^2r (F_{1n} + F_{1n,2n} + F_{2n} + F_{1n,1(n+1)} + F_{2n,2(n+1)} + H^2 / 8\pi)$$

olacak biçimde yazılır. G-L Serbest enerji fonksiyonelinin düzen parametrelerinin kompleks eşleniklerine göre türevinin sıfır olduğu durumlar süperiletkenin aranan enerji durumlarını verecektir.

$F_{1n,1(n+1)}, F_{2n,2(n+1)}$ terimlerinin türevi ise aşağıda olduğu şekilde ayrıntılı olarak incelenecektir.

$$F_{in,i(n+1)}(x) = \frac{\hbar^2}{4m_i^c d^2} \left| \Psi_{in}(x) - \Psi_{i(n\pm 1)}(x) \exp(-i \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0}) \right|^2$$

Fonksiyonelinin Ψ_{1n} düzen parametresine göre türevi alınırsa;

$$\frac{\hbar^2}{4m_i^c d^2} \frac{\partial}{\partial \Psi_{1n}^*} \left[\left(\Psi_{1n}^*(x) - \Psi_{1(n\pm 1)}^*(x) \exp(+i \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0}) \right) \begin{pmatrix} \text{Komplex} \\ \text{Eşlenik} \end{pmatrix} \right]$$

$\Psi_{1n} = \Psi_{1(n\pm 1)}$ olduğu kullanılıp türev alındığında sonuç;

$$\frac{\hbar^2}{4m_i^c d^2} \left[\left(1 - \exp(i \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0}) \right) \left(\Psi_1(x) - \Psi_1(x) \exp(-i \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0}) \right) \right]$$

olarak bulunur. Bu daha da sade yazılacak olursa

$$\frac{\hbar^2}{4m_i^c d^2} 2 \left(1 - \cos \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0} \right) \Psi_1$$

halini alacaktır. Serbest enerji fonksiyonelinin birinci düzen parametresi için türevinin sonucu olarak aşağıdaki denklem elde edilir.

$$-\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 + \alpha_1(T) \Psi_1 + \varepsilon \Psi_2 - \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 + \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} 2 \left(1 - \cos \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0} \right) \Psi_1 = 0 \quad (4.7a)$$

$\partial F[\Psi_{1n}, \Psi_{2n}] / \partial \Psi_2^* = 0$ koşulundan başlanılarak benzer işlemler ikinci düzen parametresi için yapıldığında;

$$-\frac{\hbar^2}{4m_2} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 + \alpha_2(T) \Psi_2 + \varepsilon \Psi_1 - \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 + \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2} 2 \left(1 - \cos \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0} \right) \Psi_2 = 0 \quad (4.7b)$$

denklemleri elde edilir. Bulunan denklemler anizotropi katkısı da dikkate alınarak elde edilmiş iki bantlı GL denklemleridirler. (4.7) denklemlerinin çözülmesine başlarken

$$L_0 = \varepsilon + \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \quad (4.8a)$$

$$L_1 = -\frac{\hbar^2}{4m_1} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) + \alpha_2(T) + \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} 2 \left(1 - \cos \frac{2\pi d A_z}{\Phi_0} \right) \quad (4.8b)$$

operatörlerini tanımlamak faydalı olacaktır. Bu operatörleri kullanarak (4.7) ile verilen çift bantlı anizotropik G-L denklemleri basitçe;

$$L_2 L_1 \Psi_1 - L_0^2 \Psi_1 = 0 \quad (4.9)$$

elde edilir. (4.9) denklemi açık olarak yazılırsa;

$$\begin{aligned}
& \frac{\hbar^4}{16m_1m_2} \frac{d^4\Psi_1}{dx^4} - \left(\frac{\hbar^2}{4m_2}\alpha_1 + \frac{\hbar^2}{4m_1}\alpha_2 \right) \frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + \alpha_1\alpha_2\Psi_1 \\
& + \left(1 - \cos \frac{2\pi dA_z}{\Phi_0} \right) \left[2 \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} \left(-\frac{\hbar^2}{4m_2} \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_2 \right) + 2 \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2} \left(-\frac{\hbar^2}{4m_1} \frac{d^2}{dx^2} + \alpha_1 \right) \right] \Psi_1 \\
& = \left(\varepsilon^2 + 2\varepsilon\varepsilon_1 \frac{d^2}{dx^2} + \varepsilon_1^2 \frac{d^4}{dx^4} \right) \Psi_1
\end{aligned} \tag{4.10}$$

elde edilir. (4.10) denklemindeki yüksek mertebeden türevler ile çok küçük terimler ihmal edildiğinde;

$$-\left(\frac{\hbar^2}{4m_2}\alpha_1 + \frac{\hbar^2}{4m_1}\alpha_2 + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right) \frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + \left(1 - \cos \frac{2\pi dHx}{\Phi_0} \right) \left[2 \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2}\alpha_2 + 2 \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2}\alpha_1 \right] \Psi_1 = (\varepsilon^2 - \alpha_1\alpha_2)\Psi_1 \tag{4.11}$$

denkleminde ulaşılır. Elde edilen diferansiyel denklemin;

$$y'' + (a - 2q \cos 2x)y = 0$$

ile verilen Mathieu denkleminde formunda olduğu açıktır (Abramovitz ve Stegun 1965).

Zayıf manyetik alanlar için anizotropi: (4.4c) denkleminde zayıf dış alanlar için;

$$\frac{2eH}{\hbar c} \left(\frac{\hbar^2}{4} \left(\frac{\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2}{m_1 m_2} \right) + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right) + \alpha_1\alpha_2 - \varepsilon^2 = 0$$

olarak yazılır ve buna göre zayıf alanlar için H_{c2}^\dagger ;

$$H_{c2}^{\perp} = \frac{\hbar c}{2e} \frac{\alpha_1 \alpha_2 - \varepsilon^2}{\frac{\hbar^2}{4} \left(\left(\frac{\alpha_1}{m_2} + \frac{\alpha_2}{m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right) + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2} \right)}$$

olarak bulunur.

H_{c2}^{\parallel} için (4.11) denklemi düzen parametresinin çok değişmediği farz edilerek elde edilmiştir ki bu koşul da zayıf alan yaklaşımı olarak düşünülebilir. Zayıf manyetik alanlar için kosinüs için, bilinen Taylor açılımı yardımıyla;

$$\left(\frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2} + \frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right) \frac{d^2 \Psi_1}{dx^2} + \left[(\varepsilon^2 - \alpha_1 \alpha_2) - \left(\frac{e^2 H^2 x^2}{c^2} \right) \left(\frac{\alpha_2}{m_1^c} + \frac{\alpha_1}{m_2^c} \right) \right] \Psi_1 = 0 \quad (4.12)$$

elde edilir.

Tıpkı Schrödinger denkleminin; $\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + \left(\frac{2mE}{\hbar^2} - \frac{m^2 \omega^2 x^2}{\hbar^2} \right) \Psi = 0$ katsayılarının

$\frac{2mE}{\hbar^2} = \sqrt{\frac{m^2 \omega^2}{\hbar^2}}$ eşlenmesinden taban durumunun $E = \frac{\hbar \omega}{2}$ bulunduğu gibi (4.12)

denklemi için;

$$\frac{d^2 \Psi_1}{dx^2} + \left[\frac{(\varepsilon^2 - \alpha_1 \alpha_2)}{\left(\frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2} + \frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right)} - \frac{\left(\frac{e^2 H^2}{c^2} \right) \left(\frac{\alpha_2}{m_1^c} + \frac{\alpha_1}{m_2^c} \right)}{\left(\frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2} + \frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right)} x^2 \right] \Psi_1 = 0$$

ve katsayıların eşlenmesi ile

$$\frac{(\varepsilon^2 - \alpha_1 \alpha_2)}{\left(\frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2} + \frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right)} = \sqrt{\frac{\left(\frac{e^2 H^2}{c^2} \right) \left(\frac{\alpha_2}{m_1^c} + \frac{\alpha_1}{m_2^c} \right)}{\left(\frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2} + \frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right)}}$$

üst kritik manyetik alan H_{c2}^{\parallel}

$$H_{c2}^{\parallel} = \frac{c}{e} \frac{(\varepsilon^2 - \alpha_1 \alpha_2)}{\sqrt{\frac{\hbar^2}{4} \left(\left(\frac{\alpha_1}{m_2} + \frac{\alpha_2}{m_1} \right) + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2} \right) \left(\frac{\alpha_2}{m_1^c} + \frac{\alpha_1}{m_2^c} \right)}}$$

olarak elde edilir. H_{c2}^{\dagger} ve H_{c2}^{\parallel} için bulduğumuz üst kritik alan değerlerini yerlerine yazarsak anizotropi;

$$\begin{aligned} \gamma_{Hc2} &= \left(\frac{\frac{\alpha_1}{m_2} + \frac{\alpha_2}{m_1} + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2}}{\frac{\alpha_2}{m_1^c} + \frac{\alpha_1}{m_2^c}} \right)^{1/2} = \left(\frac{\frac{m_1\gamma_1(T-T_{c1})}{m_1m_2} + \frac{m_2\gamma_2(T-T_{c2})}{m_1m_2} + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1}{\hbar^2}}{\frac{m_2^c\gamma_2(T-T_{c2})}{m_1^cm_2^c} + \frac{m_1^c\gamma_1(T-T_{c1})}{m_1^cm_2^c}} \right)^{1/2} \\ &= \left(\frac{x(T-T_{c1}) + (T-T_{c2}) + \frac{8\varepsilon\varepsilon_1 m_1 m_2}{\hbar^2 m_2 \gamma_2}}{\frac{m_1(T-T_{c2})}{m_1^c} + \frac{m_2 x(T-T_{c1})}{m_2^c}} \right)^{1/2} = \left(\frac{x(T-T_{c1}) + (T-T_{c2}) + \frac{8x\varepsilon\varepsilon_1 m_2}{\hbar^2 \gamma_1} \frac{\varepsilon\gamma_2 T_c}{\varepsilon\gamma_2 T_c}}{\frac{m_1(T-T_{c2})}{m_1^c} + \frac{xm_2(T-T_{c1})}{m_2^c}} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

bu denklem için $\varepsilon^{*2} = \frac{\varepsilon^2}{\gamma_1 \gamma_2 T_c^2}$ tanımı kullanılarak;

$$= \left(\frac{x(T-T_{c1}) + (T-T_{c2}) + \frac{8x\varepsilon^2}{\gamma_1 \gamma_2 T_c} \frac{\gamma_2 T_c m_2 \varepsilon_1}{\varepsilon \hbar^2}}{\frac{m_1(T-T_{c2})}{m_1^c} + \frac{xm_2(T-T_{c1})}{m_2^c}} \right)^{1/2} = \left(\frac{x(T-T_{c1}) + (T-T_{c2}) + \frac{8x\varepsilon^2}{\gamma_1 \gamma_2 T_c} \eta}{\frac{m_1(T-T_{c2})}{m_1^c} + \frac{xm_2(T-T_{c1})}{m_2^c}} \right)^{1/2}$$

$$\gamma_{Hc2} = \left(\frac{x(T-T_{c1}) + (T-T_{c2}) + 8\eta x \varepsilon^2 T_c}{\frac{m_1}{m_1^c} (T-T_{c2}) + \frac{xm_2}{m_2^c} (T-T_{c1})} \right)^{1/2} \quad (4.13)$$

zayıf dış alanlar için üst kritik manyetik alanın anizotropisi elde edilir.

Yüksek manyetik alanlar için anizotropi: Denklem (4.11) için;

$$a = \left(\frac{\hbar^2}{4m_2} \alpha_1 + \frac{\hbar^2}{4m_1} \alpha_2 + 2\varepsilon\varepsilon_1 \right), \quad b = (\varepsilon^2 - \alpha_1\alpha_2)$$

$$c = \left[\frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} \alpha_2 + \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2} \alpha_1 \right], \quad q = -\frac{c}{a}, \quad s = \frac{b-2c}{a}$$

tanımlanmak üzere;

$$\frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + \left[s - 2q \cos \frac{2\pi dHx}{\Phi_0} \right] \Psi_1 = 0 \quad (4.14)$$

denkleme ulaşılır. Bu denklem Mathieu diferansiyel denklemi formundadır. Mathieu denklemi için en düşük öz değer hesabında (Abramovitz and Stegun 1965);

$$E_n^0 = \left(\frac{2\pi Hd}{\Phi_0} \right)^2 \quad \text{ve} \quad E_n^0 = \frac{2q^2}{s} \quad (4.15)$$

olduğu kullanılarak;

$$H_{c2}^{\parallel} = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \frac{\frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2} \alpha_2 + \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2} \alpha_1}{\sqrt{\left(\frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2} + \frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1} + 2\varepsilon\varepsilon_1\right) \left(\frac{\hbar^2 \alpha_2}{4m_1^c d^2} + \frac{\hbar^2 \alpha_1}{4m_2^c d^2} - \frac{\varepsilon^2 - \alpha_1 \alpha_2}{2}\right)}} \quad (4.16)$$

ile yüksek manyetik alanlar için malzemenin üst kritik alan değeri elde edilir. Burada

$$T^* = T_c - \frac{\hbar^2}{4m_1^c d^2 \gamma_1} - \frac{\hbar^2}{4m_2^c d^2 \gamma_2} \quad (4.17)$$

tanımı yapılarak üst kritik alan için sıcaklık bağımlılığı

$$H_{c2}^{\parallel} \propto \frac{1}{\sqrt{T - T^*}} \quad (4.18)$$

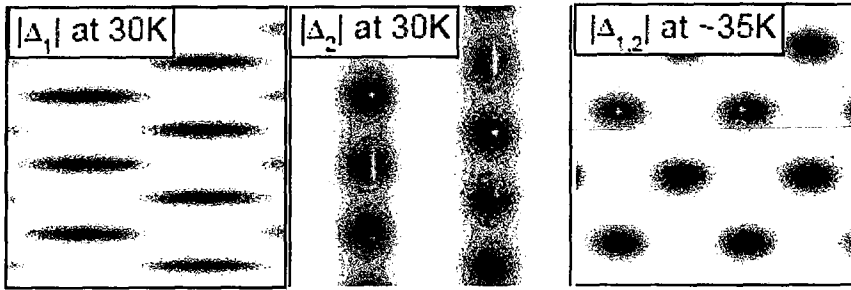
olarak bulunur. Bu ilişkiye göre sıcaklığın küçük değerleri için H_{c2}^{\parallel} üst kritik alanının sonsuza ıraksadığı açıktır. Bu bilgiler ışığında yüksek manyetik alanlar için üst kritik manyetik alanın anizotropi parametresinin düşük sıcaklıklarda sonsuza ıraksayan değerler alacağı söylenebilir.

5. SONUÇ

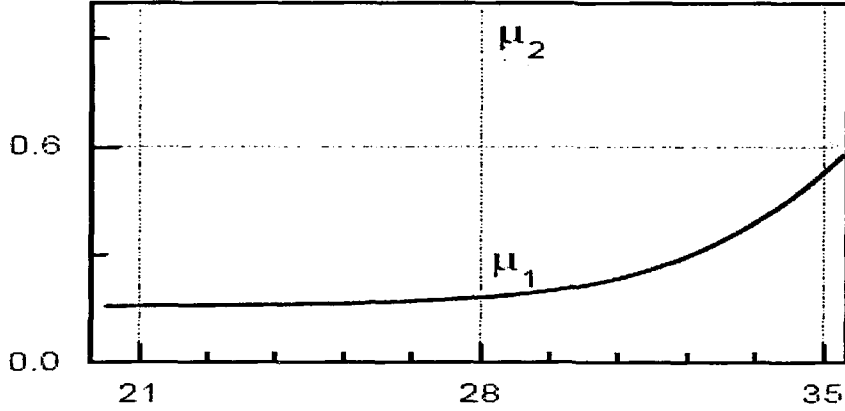
Yapılan çalışmada ilk olarak süperiletkenliğin temelleri üzerinde durulduktan sonra bu materyallerin makroskopik özelliklerini açıklamak amacı ile faz geçişlerine dayanan tek bantlı ve iki bantlı Ginzburg-Landau teorisi ayrıntılı olarak incelenmiştir.

L. Wang ve arkadaşlarının sürekli GL(CGL) modeli ile yaptıkları tek bantlı teorik inceleme (Chandrasekhar 1962) MgB_2 süperiletkeninin çift bantlı teori ile araştırılması gerekliliğini bir kez daha ortaya koyar. Elde ettikleri sonuçlar anizotropi parametresi için $\Gamma=1.03$ olmak üzere sabit bir değer verir ki bu sonucun doğru olamayacağı aşağıda da verilen deneysel sonuçlarla ispatlanmış durumdadır.

Dao and Zhitomirsky (2004), tarafından yapılan iki bantlı GL teorisi ile çözümlenmeler göstermiştir ki düzen parametreleri için uzaysal ve sıcaklık bağımlılık söz konusudur (Şekil 5.1). Düzen parametrelerinin bu biçimde düşünülmesi ile anizotropik etkin kütle yaklaşımından sapmalarında açıklanabilirliği bildirilmiştir. İntergradient etkileşmelerinin ihmal edildiği bu çalışmada iki bantlı teori ile incelenebilecek sıcaklık aralığı için tek banttan daha geniş bir aralık olarak 1-35K verilmiştir (Golubov and Koshelev (2001).



Şekil5.1. STM ile elde edilmiş düzen parametrelerinin uzaysal görünümü sonuçlara uygundur



Şekil 5.2. Boylandırılmış düzen parametrelerinin sıcaklıkla değişimi (T_c de birbirlerine yaklaşırlar)

İyi bilindiği üzere tek bantlı Ginzburg-Landau teorisi H_{c1} , H_{c2} ve H_{cm} için sıcaklıkla lineer bir değişim olacağını öngörmektedir. Çeşitli bantlara ait Cooper çiftleri arasındaki etkileşmelerin de göz önüne alındığı çift bantlı Ginzburg-Landau teorisinin sonuçları ise kritik sıcaklık civarında üst kritik alan için lineer olmayan bir sıcaklık bağımlılığı olacağını söylemektedir ve bu deneysel sonuçlarla da uyuşmaktadır. Düzlemsel yapıya sahip süperiletkenlerin dış manyetik alan içerisinde açığa bağımlı olarak faz geçişi MgB_2 için Abramovitz and Stegun (1965), Askerzade (2002), Askerzade (2003), Dao and M. E. Zhitomirsky (2004) yayınlarında ve tek kristaller için Bud'ko and Canfield (2002), Cubbit (2003), Eltsev *et al.* (2002), Ferdeghini *et al.* (2002), Sologubenko *et al.* (2002) yayınlarında göstermişlerdir.

MgB_2 için anizotropi parametresinin sıcaklığa bağımlılığı Bud'ko ve Canfield (2002), Eltsev *et al.* (2002), Ferdeghini *et al.* (2002), Sologubenko *et al.* (2002) ve Welp *et al.* (2003) tarafından deneysel olarak; Posazhennikova *et al.* (2002), Machida *et al.* (2003), ve Miranovi'c *et al.* (2003) tarafından da teorik olarak incelenmiştir.

Buna göre; Dahm and Schopol (2003) tarafından verilen üst kritik alanın açılal bağımlılığı, θ düzlemler ile manyetik alan arası açı olmak üzere;

$$H_{c2}(\theta) = H_{c2}(0)[\cos^2\theta + A\sin^2\theta]^{1/2}.$$

ile verilmiştir ve buna bağlı olarak üst kritik alanın anizotropisi $\gamma_{Hc2}=(A)^{-1/2}$ dir (Dahm and Schopol 2003).

Angst *et al.* (2002) tarafından alınan ölçümler ise aşağıdaki biçimde bir açısız bağımlılığı doğrular. Burada γ Anizotropi parametresidir.

$$H_{c2}(\theta) = H_{c2}(0)[\cos^2\theta + \gamma\sin^2\theta]^{-1/2}.$$

Angst *et al.* (2002), buradan hareketle elde ettikleri anizotropi parametresi tıpkı bu çalışmada incelenen teori gibi sıcaklığa bağımlılığı açıkça vermektedir.

G. Papasillou ve çalışma arkadaşları tarafından yapılan pudra MgB_2 için B^{11} NMR ölçümleri Dao ve Zhitomirsky (2004) ile elde ettikleri açı bağımlılığı γ anizotropi parametresi olmak üzere;

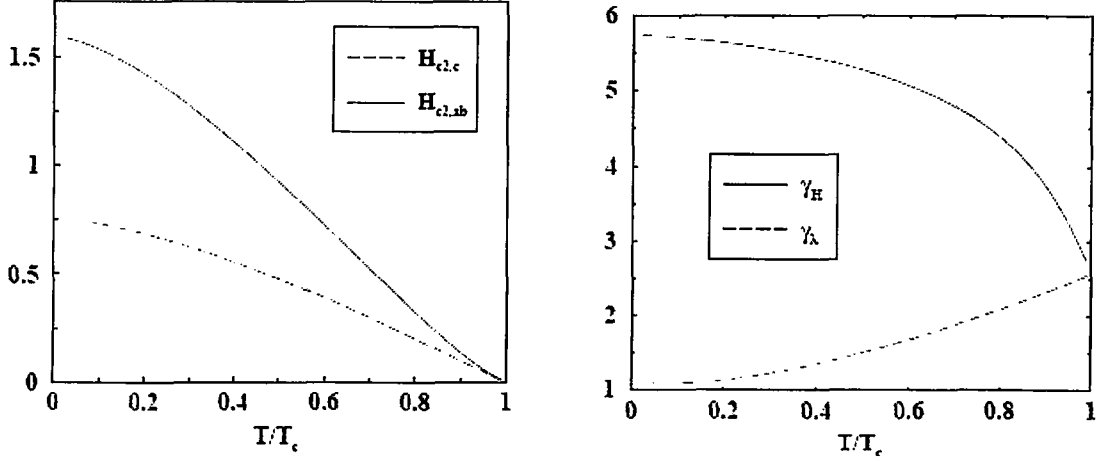
$$H_{c2}(\theta) = H_{c2}(90)[1+(\gamma^2-1)\cos^2\theta]^{1/2}$$

olarak verilmiştir ve anizotropi için $\gamma=6$ değerine ulaşmışlardır. Bu sonuç düşük sıcaklıklar için oldukça iyidir.

Miranoviç *et al.* (2003) tek bantlı Eilenberger şemasında durum yoğunlukları ve Fermi yüzey hızlarını kullanarak elde ettikleri açısız bağımlılık

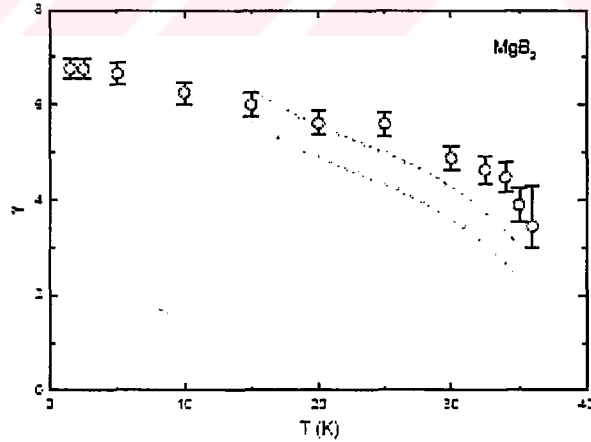
$$H_{c2}(\theta) = H_{c2}(0)[\gamma^2\cos^2\theta + \sin^2\theta]^{-1/2}$$

şeklindedir. Ayrıca etkin kütle için $\frac{m_1}{m_1^c} = 0.03$ ve $\frac{m_2}{m_2^c} = 1.3$ hesap edilmiştir. Durum yoğunlukları(düzen parametrelerinin karesi) oranı $\Delta_2/\Delta_1 = \Omega_2/\Omega_1 = 4$ alınarak Fermi yüzeyi ortalama hızları ise $\langle V_a^2 \rangle_1 = 33,2 \times 10^{14}$, $\langle V_c^2 \rangle_1 = 42,2 \times 10^{14}$, $\langle V_a^2 \rangle_2 = 23 \times 10^{14}$, $\langle V_c^2 \rangle_1 = 0,5 \times 10^{14}$ olarak hesap edilmiştir (Miranoviç *et al.* 2003).



Şekil 5.3 Üst kritik alanlar ve anizotropinin indirgenmiş sıcaklıkla değişimi (Miranović *et al* 2003.)

Bud'ko ve Canfield (2002) tarafından 1.8-35K arası sıcaklıklar için alınan ölçümler ise anizotropinin sıcaklığa oldukça bağlı olduğunu ortaya koymaktadır. Bu deney, anizotropik etkin kütle temelli teorinin öngörüsünden farklı olarak sabit anizotropi parametresi yerine sıcaklığa bağımlı oluşu desteklemektedir.



Şekil 5.4. Anizotropinin sıcaklığa bağımlılığı (Budko *et al.*)

Bu tez çalışmasında yapılan iki bantlı teori çerçevesinde şekil 5.5 ile verilen çizimde dolu semboller ile anizotropinin sıcaklık bağımlılığı gösterilmiştir. Bu sonuçların boş

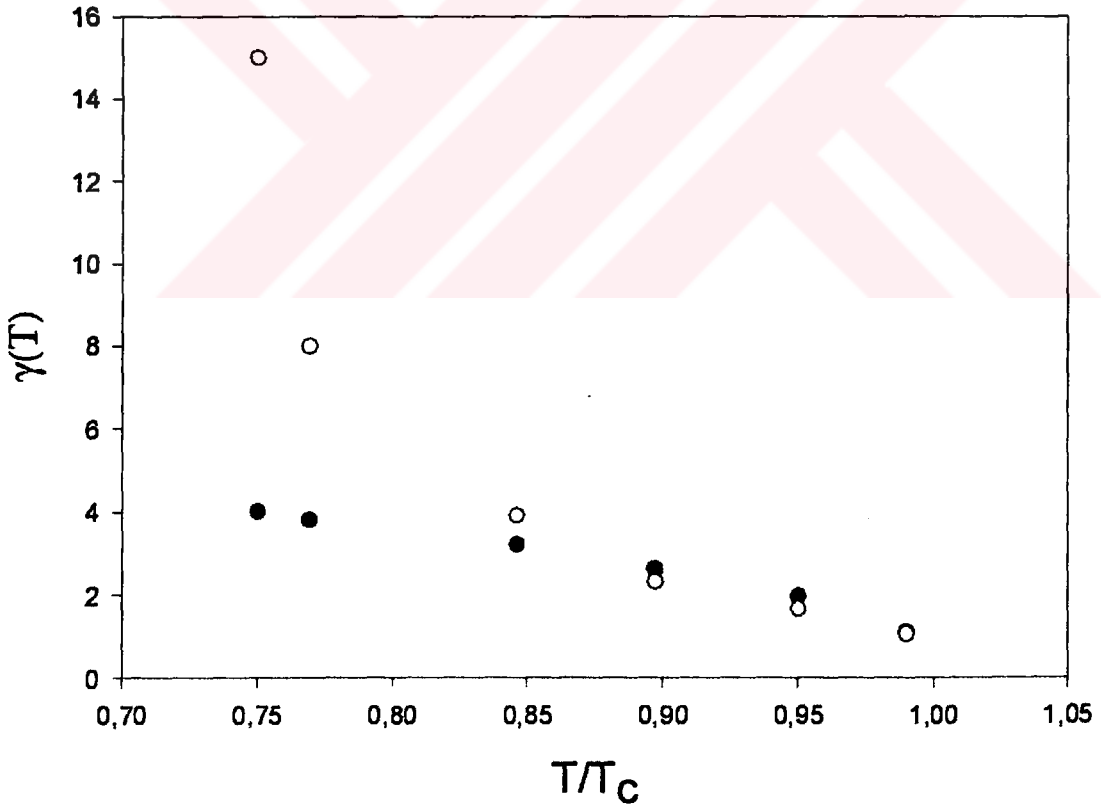
sembollerle gösterilen Lyard *et al.* (2002) elde ettiği deneysel sonuçları ile uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Bu hesaplamalarda MgB_2 için

$$T_{c1}=20 \text{ K}, T_{c2}=10 \text{ K}, \epsilon^2=3/8 \text{ ve } x=3$$

olduğu kullanılmıştır. Aynı değerler Askerzade (2003) çalışmasında da izotropik G-L teorisi kapsamında da kullanılmıştır. Tek kristaller için anizotropik kütle parametreleri ise Miranovi'c *et al.* (2003) ve Kogan (2003) çalışmalarında verildiği gibi

$$\frac{m_1}{m_1^c} = 0.03 \text{ ve } \frac{m_2}{m_2^c} = 1.3$$

olarak kullanılmıştır. Düşük manyetik alanlarda üst kritik manyetik alanın anizotropisi bazı gruplar tarafından elde edilen deney sonuçları ile uyum içerisinde (Kogan 2003, Bando *et al.* 2004).



Şekil 5.5 Anizotropi parametresinin indirgenmiş sıcaklıkla değişimi

Elde edilen sonuçlara göre yüksek manyetik alanlarda H_{c2}^{\parallel} büyüklüğü $(T-T^*)^{1/2}$ ile sonsuza gitmektedir. Demek ki yüksek manyetik alanlarda H_{c2}^{\parallel} asla sıfır olmaz. Bu sonuç, düzlemlere paralel H_{c2}^{\parallel} alanı arttıkça süperiletkenliği bozan vortekslerin süperiletken bor tabakaları arasındaki kısımlarda kaldıklarına işaret eder. Böylece dış manyetik alan süperiletkenliğe etki etmez. Hesaplamadaki bu ıraksama spin-yörünge etkileşmeleri ve paramanyetik etkiler göz önüne alarak düzeltilebilir (Chandrasekhar 1962, Klemm *et al.* 1975).

Tek bantlı Ginzburg-Landau teorisi anizotropinin sıcaklıktan bağımsız olduğunu söylerken (Bulaevskii 1973) iki bantlı özelliği iyi bilinen MgB_2 için anizotropik iki bantlı Ginzburg-Landau teorisi tek kristallere ait sonuçlarla uyum içerisindedir.

Özetle yapılan çalışma göstermiştir ki MgB_2 ve benzer iki bantlı süperiletkenlerin eşyüm uzunluklarının, nüfuz derinliklerinin, öz ısısının, kritik alan değerlerinin ve anizotropik özelliklerinin araştırılmasında iki bantlı Ginzburg-Landau teorisi oldukça uygundur.

KAYNAKLAR

- Abramovitz, M., and Stegun, A. 1965. Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables, 1; 721–751.
- Abrikosov, A.A. 1988. Fundamentals of the Theory of Metals, 1; 636.
- Angst, M., Puzniak, R., Wisniewski, A., Jun, J., Kazakov, S.M., Karpinski, J., Ross, J. and Keller, H. 2002. Phys. Rev. Lett., 88,16,7001-7004.
- Askerzade, I.N., Gencer, A. and Güçlü, N. 2002. On the Ginzburg-Landau analysis of the upper critical field H_{c2} in MgB_2 . Supercond. Sci. Techno.,15; 247-253.
- Askerzade, I.N. 2003. Ginzburg–Landau theory for two-band s-wave superconductors: application to non-magnetic borocarbides $LuNi_2B_2C$, YNi_2B_2C and magnesium diboride MgB_2 . Physica C, 397; 99–111.
- Askerzade, I.N. 2005. Süperiletkenlik Fiziğine Giriş, Ankara.
- Bando, H., Yamaguchi, Y., Shirakawa, N. And Yanagisawa, T. 2004. Anisotropy in the upper and lower critical fields of MgB_2 single crystals Physica C; 258-261.
- Bardeen, J., Cooper, L. N and Schrieffer, J.R. 1957. Theory of Superconductivity. Phys. Rev., 108, 1175-1204.
- Bednorz, J.G. and Müller, K. A. 1986. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system Z. Phys. B 64, 189-197.
- Bouquet, F., Fisher, R.A., Phillips, N.E., Hinks, D.G. and Jorgensen, J.D. 2001. Phenomenological two-gap model for the specific heat of MgB_2 . Phys. Rev. Lett., 87; 137-141.
- Bud'ko, S.L. and Canfield, P.C. 2002. Thermal conductivity of single crystalline MgB_2 . Phys. Rev. B, 65; 501-503.
- Budko, S., Lapertot, G., Petrovic, C., Gunningham, C.E., Anderson, N. and Canfield, P.C. 2001. Boron Isotope Effect in Superconducting MgB_2 . Phys. Rev.Lett., 86; 4664-4667.
- Bulaevskii, L.N., Ginzburg, V.L. and Kirzhnits, D.A. 1982. in High-Temperature Superconductivity; 213-241.
- Bulaevskii, L.N. 1973. Sov. Phys. JETP, 37 1133; 35-36.
- Chandrasekhar, B.S. 1962. Appl. Phys. Lett. 1; 7-8.

- Chen, X.K., Konstantinovich, M.J., Irwin, J.C., Lawrie, D.D. and Frank, J.P. 2001. Evidence for Two Superconducting Gaps in MgB₂. *Phys. Rev. Lett.*, 87;3-10
- Cubitt, R. 2003. *Phys. Rev. Lett.*, 90; 311-317.
- Dahm, T. and Schopel, N. 2003. Fermi surface topology and the upper critical field in two-band superconductors -application to MgB₂. *Phys. Rev. Lett.*, 91; 017001.
- Dao, V.H. and Zhitomirsky, M.E. 2004. Anisotropy of the upper critical field in MgB₂: the two-gap Ginzburg-Landau theory. *Phys Rev.B*69;1-9.
- Drechsler, S.-L. 1999. *Physica, C* 317–318;117-126
- Eltsev, Y., Lee, S., Nakao, K., Chikumoto, N., Tajima, S., Koshizuka, N. and Murakami, M. 2002. Anisotropic superconducting properties of MgB₂ single crystals probed by in-plane electrical transport measurements. *Phys. Rev. B* 65;351-356.
- Ferdeghini, C., Ferrando, V., Braccini, V., Cimberle, M.R., Marr'e, D., Manfrinetti, P., Palenzona A. and Putti, M. 2002. Angular dependence of magnetoresistivity in c-oriented MgB₂ thin film. *Eur. Phys. J. B* 30; 147-151.
- Ginzburg V.L. and Andryushin E.A. 2004. *Superconductivity*. World Scientific, Singapore.
- Ginzburg, V.L. and Landau, L.D. 1950. On the theory of superconductors. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 20;1064-1082.
- Giubileo, H., Roditchev, D., Sacks, W., Lamy, R., Thanh, D.X., Kleins, J., Miraglia, S., Fruchart, D., Markus, J. and Monod, P. 2001. Two Gap State Density in MgB₂: A True Bulk Property or A Proximity Effect? *Phys. Rev. Lett.*, 87; 1349-1351.
- Golubov, A.A. and Koshelev, A.E. 2001. Mixed state of a dirty two-band superconductor: application to MgB₂. Submitted to *Phys. Rev. B*.
- Gorkov, L. P. 1959. Microscopic derivation of the Ginzburg-Landau equations in the theory of superconductivity. *Sov. Phys. JETP* 9, 1364-1367.
- Gurevich, A. 2003. Enhancement of the upper critical field by nonmagnetic impurities in dirty two-gap superconductors. *Phys. Rev.B* 67,1207-1211.
- Heinecke, M. and Winzer, K. 1995. *Z. Phys.*, B 98;147-149.
- Hinks, D.G., Claus, H. and Jorgensen, J.D. 2001. The reduced total isotope effect and its implications on the nature of superconductivity in MgB₂ *Nature*, 411-457.
- Karaoğlu, B. 2003. *İstatistik Mekanik Giriş*, Ankara.

- Klemm, R.A., Beasley, M.R., Luther, A.1975. Theory of the upper critical field in layered superconductors. *Phys. Rev. B*12; 877-891.
- Landau, L.D. and Lifshitz, E.M.1977. *Statistical Physics*, Pergamon, Oxford.
- London, F. and London H.,1935. The electromagnetic equations of the superconductor *Proc Roy. Soc. A*149, 71-88.
- Lyard, L., Samuely,P., Szabo, P., Klein, T., Marcenat, C., Paulius, L., Kim, K.H.P., Jung, C.U., Lee, H.S., Kang, B., Choi, S., Lee, S.I., Marcus, J., Blanchard, S., Jansen, A.G.M., Welp, U., Karapetrov,G. and Kwok, W.K.2002. Anisotropies of the lower and upper critical fields in MgB2 single crystals. *Phys. Rev.*, B 66;180502;111-149.
- Machida, Y., Sasaki, S., Fujii, H., Furuyama, M., Kakeya, I. and Kadowaki, K. 2003. Study of superconducting properties of MgB2. *Phys.Rev. B* 67; 094111, 505-508.
- Meissner, W. and Ochsenfeld, R. 1933. Ein neuer Effect bei Eintritt der Supraleitfähigkeit . *Naturwiss* 21, 787-788.
- Miranovic, P., Machida, K. and Kogan, V.G. 2003. Anisotropy of the upper critical field in superconductors with anisotropic gaps. Anisotropy parameters of MgB2. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 72; 221-224.
- Muller, K.H., Gumbel, A., Eckert, J., Fuchs, G. and Nenkov, K. 2001. The upper critical field in superconducting MgB2 *J. Alloys Compd.* 322 L10;21-36.
- Nagamatsu, J.,Nakagava, N., Muranaka, T., Zenitani, Y. and Akimitsu, J. 2001. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride. *Nature*, 410;63-64.
- Onnes, H. K. 1911. Further experiments with liquid helium. On the change of resistance of pure metals at very low temperatures, etc. *Akad Van Wetenschappen, Proceedings of the Section of Sciences*, 12; 1107-1113.
- Posazhennikova, A. I., Dahm, T. and Maki, K. 2002. Anisotropic s-wave superconductivity: comparison with experiments on MgB2 single crystals. *Europhys. Lett.*, 60;134-140
- Shulga,S.V., Drechsler, S.-L., Muller, K.-H., Fuchs, G., Winzer, K., Heinecke, M. and Krug, K.1998. Upper critical field peculiarities of superconducting YNi2B2C and LuNi2B2C. *Phys. Rev. Lett.*, 80; 4064-4067.

- Sologubenko, A.V., Jun, J., Kazakov, S.M., Karpinski, J. and Ott, H.R. 2002. Thermal conductivity of single crystalline MgB₂. Phys. Rev.B 65; 1035-1043.
- Welp, U., Karapetrov, G., Kwok, W.K., Crabtree, G.W., Marcenat, C., Paulius, L., Klein, T., Marcus, J., Kim, K.H.P., Jung, C.U., Lee, H.S., Kang, B. and Lee, S.I. 2003. Superconducting Transition and Phase Diagram of Single Crystal MgB₂ Phys. Rev. B 67; 505-508.
- Zehetmayer, M., Eisterer, M., Jun, J., Kazakov, S.M., Karpinski, J., Wisniewski, A. and Weber, H.W. 2002. Mixed state properties of superconducting MgB₂ single crystals Phys. Rev., B 66; 510-514.



ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Hasan Şahin

Doğum Yeri: Berlin

Doğum Tarihi: 29-03-1980

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise: Mersin Dumlupınar Lisesi 1994-1997

Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü 1998-2002

Yüksek Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 2002-2005

Çalıştığı Kurumlar

Cumhuriyet Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü 2004