



SÜPERİLETKEN ALAŞIMLAR  
H.Senem Aydođu  
Yüksek Lisans Tezi  
Fizik Anabilim Dalı  
Ađustos-1995

SÜPERİLETKEN ALAŞIMLAR

H.Senem Aydođu

Dumlupınar Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Lisansüstü Yönetmeliđi Uyarınca  
Fizik Anabilim Dalında  
YÜKSEK LİSANS TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır.

Danışman: Yrd.Doç.Dr. Ömer ÖZBAŞ

Ađustos-1995

H.Senem Aydođu'nun YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı "Süperiletken Alaşım lar" başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

31./08/1995

..İmza..

Üye :Yrd.Doç.Dr.Ömer ÖZBAŞ

*Özbaş*

Üye :Yrd.Doç.Dr.Salih KÖSE

*Salih Köse*

Üye :Yrd.Doç.Dr.Şadan KORKMAZ

*Şadan Korkmaz*

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun..11.09.1995.....  
gün ve ...07.... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitü Müdürü

Yrd.Doç.Dr.İlyas NUHOĞLU

İMZA

*İlyas Nuhoğlu*

## ÖZET

Bu tez çalışmasında süperiletkenlik konusu incelenmiştir. Süperiletkenlik özelliği, materyallerde sıcaklığın mutlak sıfıra yaklaştırılması ile elektrik akımının hiçbir dirençle karşılaşmadan geçirilmesidir. Ayrıca bu materyaller, mükemmel diamanyetik özellik göstererek süperiletken haldeyken içersindeki manyetik akıyı tamamen dışarı verirler.

Süperiletkenlerin akımı dirençsiz olarak nasıl geçirdikleri tam olarak bilinmemektedir. Bu konuda öne sürülen ilk teori BCS Teorisi'dir. Bu teoriye göre, elektronların eşit ve zıt momentuma sahip olanları enerji kaybı olmaksızın çift oluştururlar. Elektron çifti oluşurken süperiletkende enerji aralığı meydana gelir. Elektron çiftinin kütle merkezinin hareketi nedeniyle süperiletkende akım taşınmaktadır.

Bilim adamlarının süperiletkenlik konusundaki incelemeleri genelde saf materyaller üzerinde olmuştur. Bunlara normal veya I.tip süperiletkenler adı verilmektedir. Son zamanlardaki çalışmalar ise II.tip süperiletken adı verilen alaşımlar üzerinde olmuştur. LaBaCuO ve YBaCuO bileşikli alaşımlar daha çok kullanılmaktadır. Süperiletken alaşımlarda süperiletkenlik normal süperiletkende meydana gelenden farklı olarak spin dalgalanmalarını kapsar. Bu yüzden normal süperiletkenlerde s-dalgası oluşurken, süperiletken alaşımlarda d-dalgası oluşur. Bu da süperiletkenliğin yüksek kritik sıcaklıklarda meydana gelmesini sağlar.

**Anahtar Kelimeler:** Süperiletkenlik , Meissner olayı , BCS Teorisi ,  
süperiletken alaşımlar .

## SUMMARY

In this study, superconductivity has been studied. Superconductivity property is the conduction of electric current without appears resistance when temperature tens to absolute zero at materials. However these materials show perfect diamagnetic property and exclude magnetic flow completely when they are in the superconductor state.

It is unknown that how superconductors conduct the flow without any resistance. In this subject, first theory is BCS Theory. In accordance with this theory, the electrons which have equal and opposite momentum pair to without dissipation of energy. While electrons take place to pair, energy gap takes place in the superconductor. Current is conducted in superconductor by the movement in the center of mass of electron pair.

The study of the scientists about superconductivity has been usually on pure materials. But last studies have been about alloys which called second type superconductivity. Alloys of LaBaCuO and YBaCuO are more used. Superconductivity in superconductor alloy includes spin fluctuation as it is different from the other superconductors. So, while s-wave is formed in normal superconductors, d-wave is formed in superconductor alloys. And this provides the forming of superconduction in high critical temperatures.

**Key Words:** Superconductivity , Meissner effect , BCS Theory , superconductor alloys.

## TEŞEKKÜR

Bu çalıőmanın gerçekleőmesi için bana gerekli izni veren Dumlupınar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü yöneticilerine, maddi ve manevi desteğini hiç bir zaman esirgemeyen, her konuda olduğu gibi tezimin hazırlanması sürecinde beni yönlendiren değerli danışman hocam Osmangazi Üniversitesi öğretim üyesi Sayın Yrd. Doç. Dr. Ömer ÖZBAŞ'a őükran ve teőekkürü bir borç bilirim.

Tez çalıőmalarımın daha sağlıklı ve düzenli yürümesi için gerekli ortamı sağlayan ve yardımlarından dolayı Dumlupınar Üniversitesi Fizik Bölüm Başkanımız Sayın Yrd. Doç. Dr. őuayyip Salim ÖZKURT'a ve çalıőmalarım sırasında bana yardımcı olan Fizik Bölümü araştırma görevlisi arkadaşlarıma teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET.....	iv
SUMMARY.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xii
1. SÜPERİLETKENLİK	
1.1. Giriş.....	1
1.2. Süperiletkenliğin Oluşumu Ve Özellikleri.....	3
1.2.1 Kritik sıcaklık.....	4
1.2.2 Kritik manyetik alan .....	5
1.2.3 Özgül ısı.....	5
1.2.4 İzotop etkisi.....	7
1.3 Elektron-Fonon Etkileşmesi Ve Sıfır Direnç.....	8
1.4 Meissner Olayı.....	10
2. SÜPERİLETKENLİĞİN MİKROSKOPİK ÖZELLİKLERİ	
2.1 Fermi Yüzeyi Ve Dağılım Fonksiyonları.....	16
2.2 Cooper Çiftleri.....	18
2.3 Bardeen, Cooper Ve Schrieffer Teorisi.....	22
2.4 Süperiletkenlikte Enerji Aralığı.....	25
2.5 London Teorisi.....	30
2.6 Süperiletkenlikte Akımın Taşınması.....	33
2.7 I.Tip Ve II.Tip Süperiletkenlik.....	36
3. SÜPERİLETKEN ALAŞIMLAR TEORİSİ	
3.1 Süperiletken Alaşımlara Giriş.....	37
3.2 Süperiletken Alaşımlar.....	38
3.3 Süperiletken Alaşımların Oluşması.....	40

## İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
3.4 Anderson Teoremi.....	43
3.5 Kondo Olayı.....	45
3.6 Ekzotik Süperiletkenlik.....	47
3.6.1 Ağır-fermiyon süperiletkenliği.....	49
3.6.2 Yüksek $T_c$ bakır oksit süperiletkenliği.....	51
4. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	57
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	61





## ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>ŞEKİL</u>		<u>SAYFA</u>
1.1	Süperiletken alaşımlar için kritik sıcaklık.....	7
1.2	İzotop kütlelerinin sıcaklıkla değişimi.....	8
1.3	Talyum (Tl), kurşun (Pb) ve kadmiyumun (Cd) öz dirençlerinin sıcaklığa bağlılığı.....	9
1.4	Meissner olayı.....	11
1.5	I.Tip ve II.Tip süperiletkenlerin manyetiklik eğrisi.....	13
2.1	Bir metalde Fermi yüzeyi.....	16
2.2	Fermi-Dirac dağılımı ile $\epsilon$ enerjisinin farklı sıcaklıklarda doldurma olasılığı.....	18
2.3	Kristal örgüde elektron-elektron etkileşmesi.....	19
2.4	Merkezleri $\vec{k}$ vektörü ile ayrılan $\Delta\vec{k}$ kalınlığına ve $\vec{k}_F$ yarıçapına sahip iki kabuk.....	22
2.5	BCS taban durumunda ve mutlak sıfırda elektronla doldurulma olasılığı.....	24
2.6	Normal ve süperiletken durum için uyum uzunluğu....	25
2.7	Kalay için normal ve süperiletken durumun ısı sığası.....	26
2.8	Normal durumdan süperiletken duruma geçişte enerji aralığı.....	28
2.9	Sıcaklıkla enerji aralığının değişimi.....	29
2.10	Uygulanan manyetik alanın süperiletkene girişi.....	32
2.11	Akım taşıyan bir süperiletkendeki momentum dağılımı.....	33
3.1	$(\text{Ba}, \text{Sr})_x\text{La}_{2-x}\text{CuO}_{4-y}$ alaşımının tetragonal $\text{K}_2\text{NiF}_4$ yapısı.....	41
3.2	$\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{B}_{13}$ alaşımı için faz grafiği.....	42
3.3	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-y}$ kristal yapısı.....	43
3.4	Kondo olayı.....	46
3.5	İki kanallı Kondo modeli.....	46
3.6	Ekzotik süperiletkenlerde antiferromanyetik çift oluşumu.....	48

## ŞEKİLLER DİZİNİ (devam)

<u>ŞEKİL</u>		<u>SAYFA</u>
3.7	Çeşitli çift oluşum simetrileri için tetragonal simetrikli süperiletkenin Fermi yüzeyi aralık fonksiyonları ve durumların yoğunlukları.....	50
3.8	16nK'de bakır çekirdeğinin spin konfigürasyonları..	52
3.9	Sıcaklık-katkılı konsantrasyon faz grafiği.....	54



## ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>TABLO</u>		<u>SAYFA</u>
1	Süperiletken elementler için $T_c$ ve $H_c$ değerleri.....	6
2	Süperiletken elementler.....	15



## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklamalar</u>
$T_c$	Kritik sıcaklık,
$H_c$	Kritik manyetik alan,
$C_v$	Özgül ısı,
$M$	İzotop kütlesi,
$R$	Direnç,
$R_0$	Başlangıç direnci,
$T$	Mutlak sıcaklık,
$\rho$	Özdirenç,
$\tau$	Elektronun saçılmasında kristal örgü noktaları ile ard arda yaptığı iki çarpışma arasında geçen süre,
$m$	Elektron kütlesi,
$n$	Birim hacimdeki elektron sayısı,
$e$	Elektron yükü,
$\sigma$	Mıknatıslanma sığası,
$\mu$	Manyetik moment,
$d$	Maddenin yoğunluğu,
$\chi$	Manyetik alınganlık,
$H$	Manyetik alan,
$B$	Manyetik akı yoğunluğu,
$\mu_0$	Boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısı,
$\epsilon_F$	Fermi enerjisi,
$k_F$	$\epsilon_F$ enerji değerine karşılık gelen dalga vektörlerinin büyüklüğü,
$\epsilon$	Enerji,
$f(\epsilon)$	Dağılım fonksiyonu
$\vec{k}, \vec{p}$	Momentum,
$\vec{Q}$	Fonon momentumu,
$t$	Zaman,
$\Psi$	Tek elektron dalga fonksiyonu,

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ  
(devam)

<u>Simge</u>	<u>Açıklamalar</u>
$\emptyset$	Bloch dalga fonksiyonu,
$\Phi$	Sistemin toplam dalga fonksiyonu,
$v_q$	q fononunun frekansı,
h	Planck sabiti,
$h_i$	Doldurulmuş ( $\vec{k}_i \uparrow, -\vec{k}_i \downarrow$ ) çift durumlarının olasılığı,
$\Delta$	Enerji aralığı,
$v_1$	Ortalama fonon frekansı,
$D(\epsilon_F)$	Normal metalde Fermi enerjisindeki elektronların durum yoğunluğu,
$\xi$	Uyum uzunluğu,
$n_{\text{eff}}$	Süperiletkenliğe katılan elektron yoğunluğu,
$\epsilon_{FO}$	Sıfır sıcaklıkta Fermi enerjisi,
$\epsilon_{FT}$	T sıcaklığındaki Fermi enerjisi,
E	$\vec{k}_i$ ve $\vec{k}_j$ momentumlu sözde parçacıkları oluşturmak için gerekli enerji,
$\lambda$	Sızma derinliği,
$J_S, J$	Süperelektronun süperakım yoğunluğu,
$n_S$	Süperelektron sayısı,
$v_S$	Süperelektronun hızı,
$\vec{E}$	Elektrik alan vektörü,
$r_1$	Birinci elektronun kütle merkezi,
$r_2$	İkinci elektronun kütle merkezi,
r	Sistemin kütle merkezi,
K	Çiftin toplam momentumu,
$W_1$	Sözde parçacıklar olmadığında süperiletkenin enerjisi,
$W_2$	Süperiletkenin mutlak sıcaklıktaki enerjisi,

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

(devam)

<u>Simge</u>	<u>Açıklamalar</u>
$J_c$	Kritik akım yoğunluğu,
J	Heisenberg değişim çift oluşumu,
$T_K$	Kondo sıcaklığı,
I	Safsızlık lokal momentleri,
C	iletim elektronu.

Kısaltmalar

BCS	Bardeen, Cooper ve Schrieffer.
SQUID	Süperiletken Kuantum Giriş Aygıtı, Superconducting Quantum Interferometric Device.
NMR	Nükleer Manyetik Rezonans, Nuclear Magnetic Resonance.
IBM	Uluslararası İş Makineleri, International Business Machines.
APS	Amerikan Fizik Birliği, American Physical Society.
MMS-high $T_c$	Süperiletken materyaller ve mekanizması/ yüksek $T_c$ süperiletkenliği, Materials and Mechanism of Superconductivity/high $T_c$ superconductivity.

## 1. SÜPERİLETKENLİK

### 1.1 Giriş

Süperiletken materyaller, sıcaklığın mutlak sifıra yakın değerlerinde, elektrik akımının geçişine karşı hiçbir direnç göstermeyen maddelerdir. Süperiletken durumundaki metallerde, iletim elektronlarının düzenli bir sıralama gösterdikleri duruma veya bazı metallerin oldukça düşük sıcaklıklara kadar soğutulduklarında ortaya çıkan elektrik ve manyetik özelliklerinin tümüne verilen isim olarak tanımlanabilir.

Bu konuda ilk çalışmalar 1908 yılında H. Kammerlingh Onnes tarafından yapılmıştır. Onnes'in Helyum gazını katı hale getirme çalışmaları sırasında, Helyum sıvı hale ulaştığı an süperiletkenlik ortaya çıktı. Daha sonra Onnes mutlak sıcaklıkta saf metallerin direncini inceledi. 1911 yılında süperiletkenliği buldu. Bu deneyde sıvı Helyum sıcaklığına (4.2K) kadar soğutulmuş cıvanın elektrik akımını dirençsiz olarak iletmeye başladığını gözledi (Pobell, 1993).

1930'lu yıllardan başlayarak, çeşitli bileşiklerin özellikle metal alaşımlarının süperiletkenlik özelliği bulundu. 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından yapılan deneyde, süperiletken maddelerin manyetik özelliklerinin değişerek manyetik alanı içlerinden geçirmediği gözlemlendi (Bardeen, 1990).

1948 yılında kurşun sarmal bir bobinin elektromanyetik indüksiyon altındaki davranışı incelendi. Bobinin içerisinde oluşan akımda 24 saat sonra bile önemli sayılabilecek hiçbir değişiklik görülmedi. 1950'li yıllarda süperiletken sıcaklığın 33K'nin üzerine çıktığı gözlemlendi (Omar, 1975).

Bu bulguları ilk açıklayıcı teori 1957 yılında Bardeen, Cooper, ve Schrieffer tarafından geliştirilmiştir. Onların isimlerinin baş harfleri olarak ifade edilen bu teori (BCS Teorisi), bir süperiletkendeki belli sayıda elektronun birbirleri ile eşleşerek Cooper çiftleri oluşturdukları, bunlarında enerji yitirmeden hareket ettikleri ve böylece, direnç ortadan kalktığı için enerji kaybının olmadığını açıklar (Işın, 1977).

1960'lı yılların sonunda  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  üzerinde yapılan milikelvin sıcaklık mertebesindeki çalışmalarda yoğun madde fiziğinde gelişmeler kaydedilmiştir. Böylece yoğun madde fiziğinde ortaya çıkan ağır fermiyon süperiletkenliği ve kuantum Hall olayı etkilerinin anlaşılması sağlanmıştır (Pobell, 1993).

Bundan sonraki çalışmalar sıvı Helyum sıcaklığının (4.2K) üzerinde süperiletken ve süperiletken bileşikler elde edilmesine yöneliktir. 1973 yılında  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  ince filmlerinde yapılan çalışmada bu elementin geçiş sıcaklığı 23.2K bulunurken  $\text{Nb}_3\text{Si}$  elementi için 18K ve  $\text{LiTi}_2\text{O}_4$  için 13.7K olarak bulunmuştur (Khurana, 1987).

1984 yılında Ba-La-Cu-O içeren alaşımlarda 77K, 1986 yılında baryum ve yitrium oksidinden (Y-Ba-Cu-O) meydana gelen süperiletken alaşımların geçiş sıcaklığı 93K olarak bulunmuştur. Oksitli alaşımlardaki baryum yerine strontiyum ile çalışıldığında geçiş sıcaklığı 40K olarak sağlanmıştır (Khurana, 1987).

Karlsruhe Çekirdek Araştırmaları Merkezi'nde 1987 yılında sıvılaştırılmış hava, güçlü bir daimi mıknatıs üzerine dökülmüştür. Çubuğun birkaç saniye sonra durduğu yerden havalanarak mıknatıs üzerinde dolanmaya başladığı gözlenmiştir. Bu deneyde bir süperiletkenlik deneyi olup, süperiletkenliğe geçiş sıcaklığı 92K olarak bulunmuştur (Röthlein, 1987).



Aynı yılda daha sonraki çalışmalarla geçiş sıcaklığı 225K ve 240K olan bileşikler elde edildiği açıklanmıştır. Kritik sıcaklığın oda sıcaklığına ulaşması için çalışmalar sürmektedir.

## 1.2 Süperiletkenliğin Oluşumu Ve Özellikleri

1911 yılında H.Kammerlingh. Onnes sıvı Helyum sıcaklığına (4.2K) kadar soğutulmuş olan cıvanın aniden elektrik akımını dirençle karşılaşmadan iletmeye başladığını farketti. Düşük sıcaklıklarda belirli bir sıcaklığın altında elektriksel direnci sıfır olan bu iletkenlere "süperiletken" denir. Belirli bir sıcaklığın yukarısında direnç küçüktür; aşağısında ise direnç sıfır sayılacak kadar küçüktür. Süperiletken maddelerin önemli bir özelliği de manyetik alanda içlerindeki manyetik akıyı dışarı veren maddeler olmalarıdır.

Süperiletkenliğe geçiş tersinirdir. Normal durumdaki iletken soğutulurken süperiletken hale geçerken, süperiletken durumdaki madde kritik sıcaklığa kadar ısıtıldığında normal duruma döner.

Süperiletkenin termodinamiği konusunda da göreceğimiz gibi süperiletkenlik oluşurken elektronların enerji spektrumunda enerji aralığı meydana gelir. Bu süperiletkenliğin önemli bir özelliğidir.

Halka şeklindeki bir maddedeki manyetik akı akıma neden olur. Böylece, süperiletkenin direnci ölçülebilir. Örneğin, kurşun süperiletken çemberi olsun. Çemberin direncinin üst limiti yaklaşık olarak  $10^{-25}$  ohm.m bulunmuştur. Madde normal durumda ise çemberin direnci nedeniyle akım hızla dışarıda oluşur. Fakat madde süperiletken ise akım değerindeki biraz artış dışında belirsiz olarak akar. Yapılan deneyler sonucunda akımın bir yıl geçtikten sonra bile azalmadığı ve hatta akımın zayıflaması için

yüzbin yıldan fazla sürenin geçmesi gerektiği sonucuna varılmıştır(Omar, 1975).

Süperiletkenliğe geçişi maddenin saf ve kusursuz yapılı olması etkiler, fakat, maddeye eklenen safsızlık atomları süperiletkenliğin oluşumunu etkilemez. Aynı koşullar altında hazırlanan saf Ga  $10^{-50}K$ ' den daha az geçişe sahipken, katkılı bir Ga 0.1K veya daha fazla geçişe sahip olduğu görülmüştür.

Maddenin süperiletkenlik özelliği gösterip göstermeyeceği yapısına bakılarak tahmin edilebilir. Kristal yapıya sahip iletken maddenin iyonları veya atomları arasında en etkili kuvvet Coulomb etkileşmesidir. Bunun sonucunda atomlar arasında oluşacak bağlar kristal yapısının karakteristiğini belirler. Kristal oluşumunda bir tek atomun çevresindekiler ile yaptığı bağların sayısı maddenin süperiletkenliği hakkında bir ön bilgi verebilmektedir(Omar, 1975). Buna göre;

a) Süperiletkenlik özelliği gösteren bir maddenin bir atomunun bağ sayısı 2 veya 8 arasında olması gerekir. Genelde süperiletken elementler periyodik tablonun iç sütunlarında bulunurlar. Zr, Cd, Re, ... gibi.

b) Atom başına bağ sayısı 3; 4.7; 6.4 olanlar süperiletkenlik gösterebilirler. 2.4 ve 5.6 bağ sayısında olanlar süperiletkenlik gösteremezler.

c) Küçük atomik kütleli veya küçük atomik hacimli atomlardan oluşan elementlerde de süperiletken oluşum görülebilmektedir.

Metal elementlerin yanı sıra bazı alaşımlarda, arametal bileşiklerinde ve yarıiletkenlerde de süperiletkenlik gözlenir. Kendileri süperiletken olmayan iki metalden oluşan bir alaşımda süperiletkene dönüşebilir. Örneğin NiBi, ReYO<sub>3</sub>, ...

### 1.2.1 Kritik sıcaklık

Süperiletkenlik belirli bir sıcaklıkta meydana gelir. Bu sıcaklığa "kritik sıcaklık" adı verilir ve  $T_c$  ile ifade edilir.

Kritik sıcaklıktan daha düşük sıcaklıklarda madde yeni bir hale, süperiletkene dönüşmektedir. Sıcaklık, kritik sıcaklığa eşit ve bu sıcaklığın yukarısında madde daima normal durumdadır. Bazı maddelerin kritik sıcaklığı Tablo 1'de verilmiştir (Ashcroft and Mermin, 1976).

### 1.2.2 Kritik manyetik alan

Süperiletken duruma dönüşen maddenin manyetik özelliklerinin değişmesi nedeniyle süperiletkenin manyetik akıyı içine kabul etmediği gözlenmiştir. Yani, süperiletken maddeye yeterince yüksek bir manyetik alan uygulandığında süperiletkenlik ortadan kalkar. Süperiletken durumdan normal duruma geçiş için yeterli büyüklükteki manyetik alan şiddetine "kritik manyetik alan" denir ve  $H_c$  ile ifade edilir.

Kritik manyetik alan sıcaklıkla değişmektedir. Sıcaklık  $T_c$ 'den küçük bile olsa kritik manyetik alan süperiletkeni normal duruma döndürür. Fakat, süperiletkenliğin oluşması için manyetik alan gerekli değildir. Buradan da kritik manyetik alanın sıcaklıkla ilişkisi olduğu anlaşılmaktadır, Denk. (1.1).

$$H_c(T) = H_c(0) \cdot [1 - (T/T_c)^2] \quad (1.1)$$

### 1.2.3 Özgül ısı

Özgül ısı bir maddenin sıcaklığını  $1^\circ\text{C}$  arttırmak için verilmesi gereken ısı miktarı olarak tanımlanır. Verilen ısı miktarı maddenin elektronlarını da etkiler. Çok alçak sıcaklıklarda yapılan deneyler sonucunda elektronların özgül ısıları eksponansiyel olarak azalır, Denk. (1.2).

a ve b birer sabit olmak üzere,

$$C_v = a \cdot e^{-b(T/T_c)} \quad (1.2)$$

TABLO 1. Süperiletken Elementler İçin  $T_c$  Ve  $H_c$  Değerleri

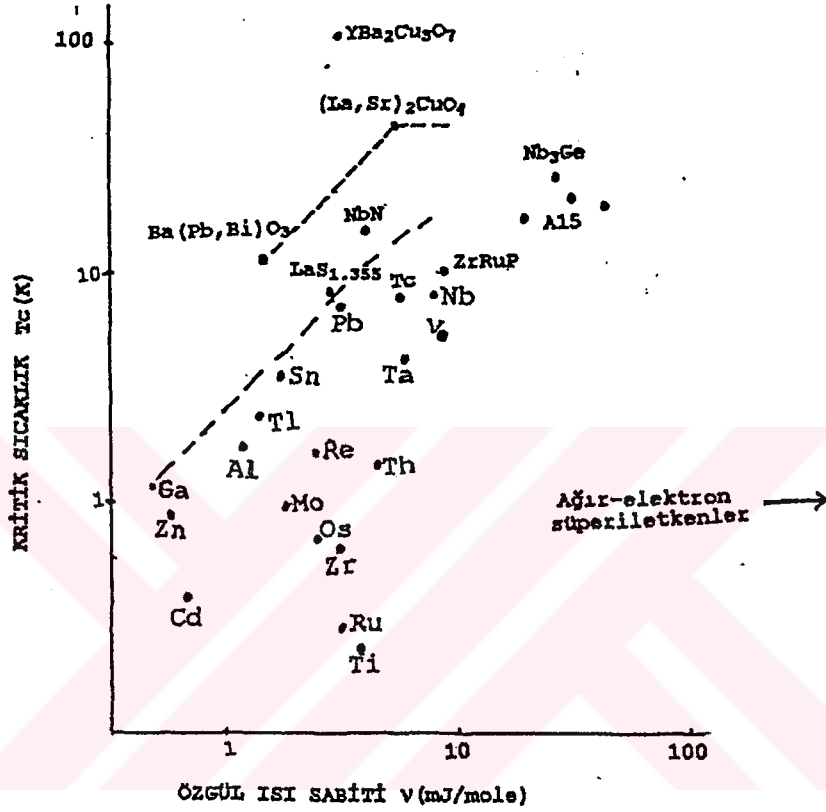
ELEMENT	$T_c$ (K)	$H_c$ (GAUSS) <sup>a</sup>
Al	1.196	99
Cd	0.53	30
Ga	1.091	51
Hg $\alpha$	4.15	411
$\beta$	3.95	339
Mo	0.92	98
Nb	9.26	1980
Os	0.655	65
Pa	1.4	-
Pb	7.19	803
Re	1.698	198
Ru	0.49	66
Sn	3.72	305
Ta	4.48	830
Th	1.368	162
Ti	0.39	100
Tl	2.3	171
V	5.30	1020
W	0.01	1
Zn	0.875	53
Zr	0.65	47

<sup>a</sup> $T=0$  (K)

Demek ki kritik sıcaklığın biraz aşağısındaki sıcaklıklarda  $C_v$  artmaktadır (Ashcroff and Mermin, 1976). Bu özgül ısının artışı entropide (düzensizlik) de artış gösterir. Bu da bize, elektronlarının özgül ısılarının yeterince arttırılması ile maddenin süperiletkenlik durumunun ortadan kaldırılabilceğini göstermektedir.

Fermi enerjisindeki durumların yoğunluğuna karşı süperiletkenlik için kritik sıcaklığı özgül ısı sabiti  $\gamma$  ile

ölçülebilir. Özgül ısı sabiti değerleri, süperiletken durumdaki termodinamik fonksiyonlarının yardımı ile elde edilir. Şekil (1.1) bazı alaşımların özgül ısılarına karşılık kritik sıcaklıklarını göstermektedir (Khurana, 1987).



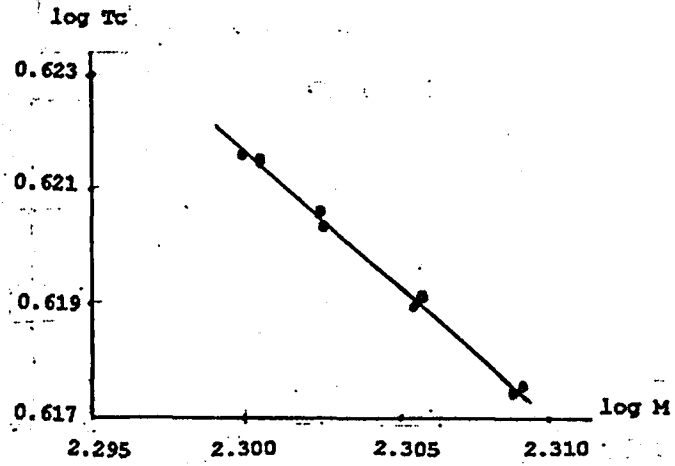
Şekil 1.1 Süperiletkenler için özgül ısı sabitine karşı kritik sıcaklıkları.

#### 1.2.4 İzotop etkisi

İzotop etkisi, süperiletken maddenin izotoplarının maddenin kritik sıcaklığından farklı kritik sıcaklıklara sahip olmasıdır. Buna dayanarak, maddenin kritik sıcaklığı izotop kütlesine bağlanabilir. Yapılan deneyler sonucunda izotop kütlesinin logaritması ile kritik sıcaklığın logaritması arasındaki bağıntı aşağıdaki gibidir, Denk. (1.3). Grafik olarak Şekil (1.2)'de verilmektedir.

$$M^{1/2} T_c = \text{sabit}$$

(1.3)



Şekil 1.2 İzotop kütlesinin sıcaklıkla değişimi.

### 1.3 Elektron - Fonon Etkileşmesi Ve Sıfır Direnç

Metaller iyi birer iletken olup, bunlarda akım iletim elektronları tarafından taşınır. Metallerde direnç, elektronların kristalin ısıl atomik salınımları ile saçılması sonucunda oluşur. Örgü deformasyonu, safsızlık atomları ve akım taşıyıcılarının sayısında veya hareketsizliğindeki azalmayla direnç etkilenmektedir.

Dirençin oluşumuna biraz ayrıntılı olarak bakalım: Metaller, atomların periyodik örgü noktaları şeklinde dizildikleri bir kristal yapıya sahiptirler. Elektron dalga olarak ele alındığında, kusurlar ve safsızlık atomlarıyla yaptıkları çarpışmalar sonucunda saçılmaya uğrar, elektronun hem enerjisi hem de momentumu korunur. Saçılan elektron bir miktar direnç meydana getirir. Ayrıca, OK'nin üzerindeki sıcaklıklarda atomlar titreşirler ve denge durumundan çeşitli miktarlarda yerdeğişimi yaparlar. Safsızlık atomları veya rastgele dağılmış kusurlar mükemmel olan periyodikliği bozar. Hem ısıl titreşimler hem de periyodikliği bozan diziliş kusurları hareket etmekte olan elektronları saçılmaya uğratarak elektriksel dirençin ortaya çıkmasını sağlar.

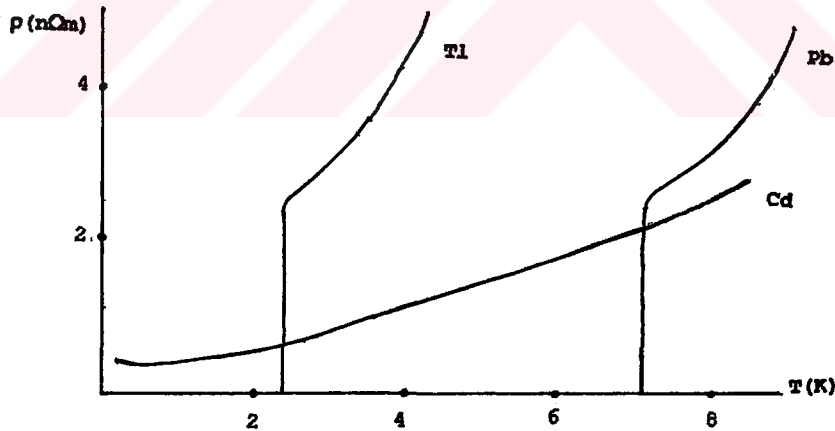
Yukarıda anlatıldığı gibi oluşan iletkenin direnci iletkenin sıcaklığı ile değişir. Sıcaklık arttıkça iletkenin moleküllerinin ısıl hareketlerinin hızları artar. Bir yandan ısıl titreşimlere katılan ve diğer yandan alanın etkisiyle harekete geçen iletim elektronlarının moleküllerle çarpışma olasılığı artar. Çarpışma sayısının artması iletim elektronlarının momentumlarını küçülterek iletkenin direncini arttırır. İletkenin T sıcaklığındaki direnci,

$$R = R_0 [ 1 + \alpha ( T - T_0 ) ] \quad (1.4)$$

olmaktadır.  $\alpha$ , iletkenin direncinin sıcaklıkla değişim katsayısıdır. Buradan öz direnç,

$$\rho = \rho_0 [ 1 + \alpha ( T - T_0 ) ] \quad (1.5)$$

olur. Sıvı Helyum sıcaklığında (4.2K) yapılan deneyler sonucunda öz direncin sıcaklığa bağlılığı bazı elementler için Şekil (1.3)'de görülmektedir.



Şekil 1.3 Talyum(Tl), kurşun(Pb) ve kadmiyumun(Cd) öz dirençlerinin sıcaklığa bağlılığı.

Yukarıdaki elektronun saçılma olayında kristal örgü noktalarıyla arka arkaya yaptığı iki çarpışma arasında geçen süre  $\tau$  ile gösterilirse, metalin öz direnci Denk. (1.6) ile verilir.

$$\rho = m / ne^2\tau \quad (1.6)$$

Sıcaklık düşürüldüğünde atomların titreşim genlikleri küçülür. Genliklerin küçülmesi örgü titreşimlerini azaltır, elektronların saçılması azalır. Bu saçılma olayı sırasında örgü modlarından biri kuantize olur. Modun kuantize olması bir fononun soğrulduğu anlamına gelir. Fonon kuantize olmuş örgü titreşimidir (Durlu, 1992).

Oluşan fonon ile etkileşen elektronlar maddenin kusursuz bir kristal yapıya sahip olmasını sağlayarak elektronların saçılmalarını azaltır. Saçılmanın azalması elektronun arka arkaya kristal örgü noktalarıyla çarpışma süresini arttırır; yani  $\tau$  artar.  $\tau$ 'nin artması  $\rho$ 'nun azalması anlamına gelir. Sıcaklık yeterince düşük ise çarpışma süresi sonsuz olur. Böylece süperiletkende akım dirençle karşılaşmadan akar. Bu olaya "sıfır direnç" denir.

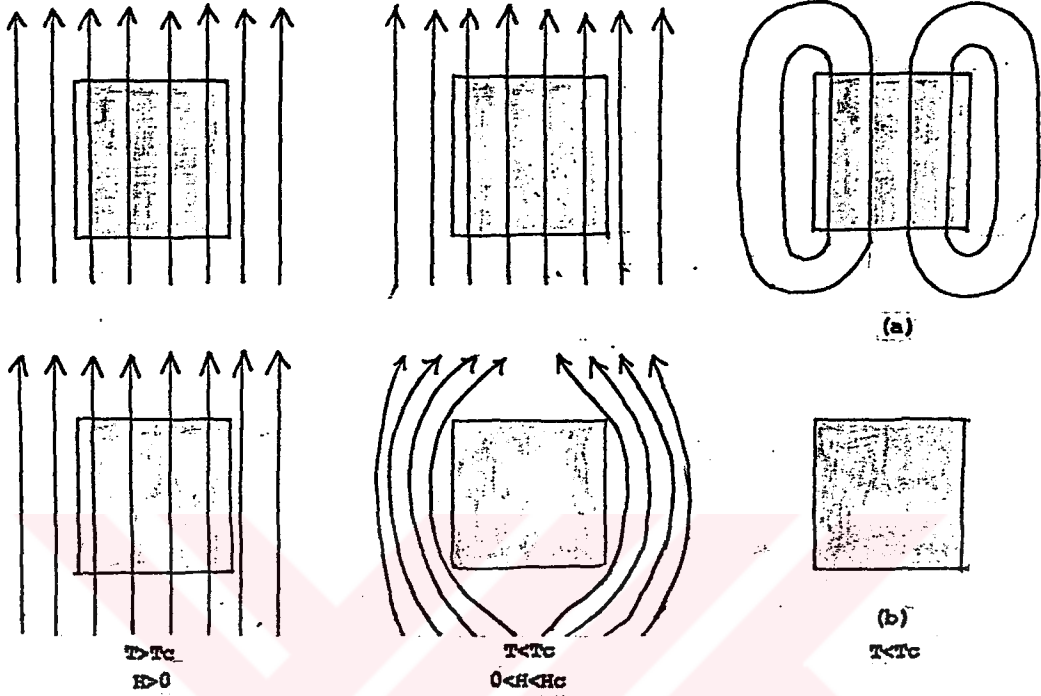
Sıcaklık, kritik sıcaklığa doğru azaltıldığında elektron fonon etkileşmeleri artar, çarpışma sayısı küçük olur. Elektronların bir kesri süperiletkene dönüşür. Madde biraz safsızlık ve kusurlar içerse bile bu elektronlar saçılmaya uğramazlar. Bu elektronlar süperiletkenlikten sorumludurlar.

#### 1.4 Meissner Olayı

Madde süperiletken hale dönüşürken içersindeki atomların manyetik momentleri birbirlerini sıfırlayarak, sadece yüzeydeki atomların manyetik momentleri bulunur. Sonuçta süperiletken maddenin yüzey akımı oluşur. Bu süperiletken, bir dış manyetik alana konulduğunda dış manyetik akıya zıt yönde manyetik alan oluşturur. Böylece yüzey akımı dış manyetik akıyı sıfırlar. Süperiletken içerisinden manyetik akı dışarı çıkar. Yani, materyal manyetik alanda süperiletken duruma soğutulursa, akı materyal içinden çıkarak süperiletken mükemmel diamanyetik özellik gösterir. Bu olay, 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından



bulunmuştur. Meissner tarafından geliştirildiği için "Meissner olayı" denir (Batlogg, 1991), Şekil (1.4).



Şekil 1.4. Meissner olayı,  
a. Mükemmel iletken,  
b. Süperiletken durum.

Kritik manyetik alan, Meissner olayının meydana geldiği manyetik alan olarak tanımlanabilir. Meissner olayı kritik sıcaklıkta meydana gelir. Akı çıkışı sıcaklığın kritik sıcaklıktan küçük olması boyunca sürer. Sıcaklık, kritik sıcaklığa yükseltildiğinde kritik sıcaklığa ulaşıldığı an akı birden bire maddeye girer. Demek ki Meissner olayı tersinirdir.

Bir maddenin manyetik olabilmesi için manyetik momentinin olması gerekir. Bunun içinde maddenin elektronlarının manyetik momentine bakılır. Elektronlar atomun çekirdeği etrafındaki yörüngelerde dolandıklarından orbital açısal momentumu ve aynı zamanda kendi eksenleri etrafında dolandıklarından dolayı spin açısal momentumuna sahip olurlar. Serbest bir atomun manyetik momenti, spin açısal momentumu, orbital açısal momentumu ve orbital momentinden ( uygulanan manyetik alanla meydana gelir ) oluşur. Manyetik momentten söz edebilmek için elektron kabuğunun

doldurulamamış olması gerekir. Elektron kabuğunun dolu olması için atomun spin ve orbital momentlerinin çiftleşerek sıfır olması gerekir. Isıl dengede çiftler bozulmadığından manyetik momentten söz edilemez.

Birim hacim başına manyetik moment "mıknatıslanma" olarak tanımlanır. Mıknatıslanmanın olması için madde atomunun çiftleşmemiş manyetik momentlere sahip olması gerekir. Mıknatıslanma sığası,

$$\sigma = \mu / m = M / d \quad (1.7)$$

olarak verilir. Buradaki m kütle,  $\mu$  manyetik moment, d maddenin yoğunluğudur. Manyetik alınganlığı,

$$\chi = M / H \quad (1.8)$$

olur. H manyetik alanı gösterir.  $\chi$ , boyutsuz büyüklük, birim kütleyle veya maddenin molüne bağlıdır.

$\chi$  manyetik alınganlığı artı olan maddelere "paramanyetik maddeler" denir. Elektronik paramanyetiklik sistemin toplam spininin sıfırdan farklı olduğu, elektron sayısı tek olan atomlarda, moleküllerde ve kristal yapı kusurlarında, iç kabukları kısmen doldurulmuş serbest atom ve iyonlarda, elektron sayısı çift olan az sayıdaki bazı bileşiklerde ve metallerde görülür.

$\chi$  manyetik alınganlığı eksi olan maddelere "diamanyetik maddeler" denir. Diamanyetiklik, manyetik alanın içerisindeki bir maddenin elektriksel yükleri nedeniyle maddenin içini manyetik alandan yalıtmasıdır. Buna dayanarak, süperiletken bir maddenin kusursuz bir diamanyetiklik özelliğini gösterdiğini söyleyebiliriz. Fakat, her diamanyetik madde süperiletken madde değildir.

Süperiletken madde kusursuz bir diamanyetiklik özelliği gösteriyorsa,  $\chi$  manyetik alınganlığının eksi olması gerekir.  $\chi$  manyetik alınganlığı ile manyetik akı yoğunluğu arasındaki bağıntı Denk. (1.9) ile verilmiştir.

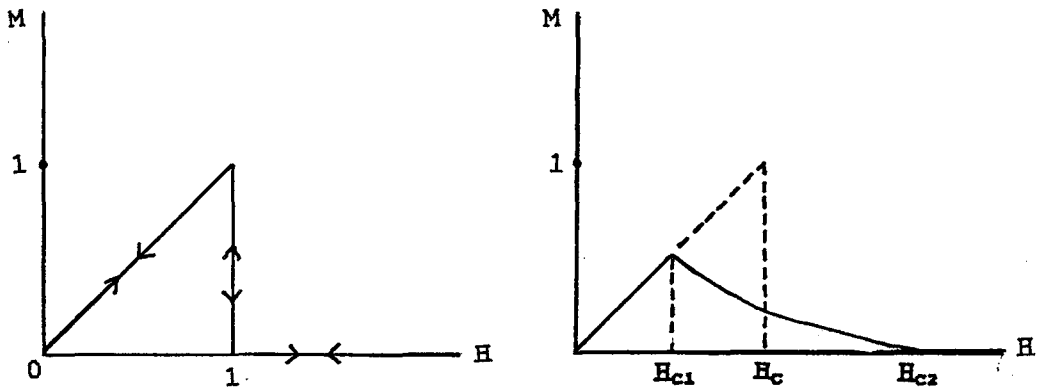
$$B = \mu_0 (H+M) = \mu_0 (1+\chi)H \quad (1.9)$$

H manyetik alanı, M mıknatıslanma,  $\mu_0$  boşluğun manyetik geçirgenlik katsayısını (permiabilite) gösterir. Meissner olayı da süperiletken içerisindeki manyetik akı yoğunluğunun sıfır olduğu belirtilmişti,  $B=0$ . Bu da gerekli işlemler yapıldığında,

$$M = -H \quad , \quad \chi = -1 \quad (1.10)$$

vermektedir.  $\chi$  manyetik alınganlık eksi olduğuna göre, bir süperiletken için kusursuz bir diamanyetikdir, diyebiliriz.

Sıcaklık kritik sıcaklığa düşürüldüğünde, metaldeki akı değişmemektedir. Meissner olayı ile bu olayın karşıtı ortaya konulmuştur. Kusursuz diamanyetiklik süperiletkenlik durumunun temel özelliğidir.



Şekil 1.5 I. tip ve II. tip süperiletkenlerin manyetiklik eğrisi

Meissner ve Ochsenfeld deneyi ile bir süperiletken için beklenen manyetik eğrileri Şekil (1.5)'de gösterilmiştir. Çoğu

metallerin saf örnekleri I.tip süperiletken olup, bu özelliği gösterirler [Şekil (1.5a)]. II.tip süperiletkenler ise alaşımlar ve geçiş metallere aittir [Şekil (1.5b)]. Elektronik ortalama serbest yolun uzun olması nedeniyle normal durumda çok yüksek direnç gösterirler.

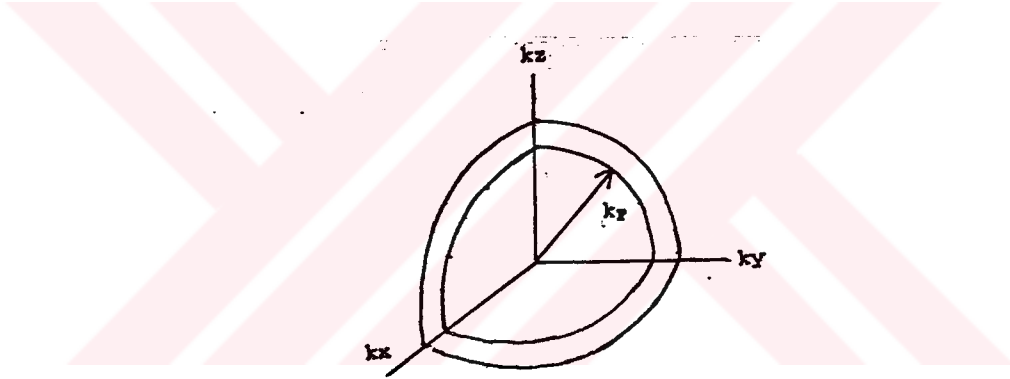




## 2. SÜPERİLETKENLİĞİN MİKROSKOPİK ÖZELLİKLERİ

### 2.1 Fermi Yüzeyi Ve Dağılım Fonksiyonları

N serbest elektronu olan bir sistem için, taban halinde, doldurulmuş yörüngeler  $\vec{k}$  uzayındaki bir kürenin içersinde noktalarla gösterilir. Bu noktaların mutlak sıcaklıkta (OK içersinde) bulunduğu  $k_F = \sqrt{2m\epsilon_F}$  yarıçaplı küresel bir yüzey olarak düşünülür. Bu kürenin yüzeyine "Fermi yüzeyi" denir. Basit metallerde Fermi yüzeyi daima küreseldir.  $k > k_F$  durumları boştur (Batlogg, 1991). Fermi yüzeyi, mutlak sıcaklıkta elektron tarafından doldurulmuş durumları doldurulmamış durumlardan ayırır, Şekil (2.1).



Şekil 2.1 Bir metalde Fermi yüzeyi.

Bu kürenin yüzeyindeki enerjiye "Fermi enerjisi" denir.  $\vec{k}$  uzayındaki Fermi enerjisi Denk. (2.1) ile verilmektedir.

$$\epsilon_F = \frac{h^2}{2m} k_F^2 \quad (2.1)$$

Buradaki  $k_F$ ,  $\epsilon_F$  enerji değerine karşılık gelen dalga vektörlerinin büyüklüğüdür. Fermi enerjisi, elektronlar enerji düzeylerini OK'de doldurmaya başladığında taban durumundan en üstteki doldurulmuş düzeyin enerjisidir. Ayrıca OK ' de katıda elektronun bulunabileceği

en yüksek enerji düzeyi olarak tanımlanır. Fermi enerjisi metalin karakteristik bir büyüklüğüdür.

Sıcaklık artmasıyla elektronlar Fermi yüzeyi yukarısındaki durumlara (sözde parçacık durumuna) uyarılırlar (Bardeen, 1990). Böylece elektronlar enerji düzeylerini doldururken Pauli İlkesi'ne uymak zorundadırlar. Pauli İlkesi, aynı kuantum sayılarına sahip iki elektronun aynı enerji düzeyinde bulunamayacağını, yani enerji düzeyinde zıt spinlere sahip iki elektron bulunabileceğini söyler. Elektronları enerji düzeylerinden yukarıdaki düzeylere yükselmeye zorlar. Bu ilke atomlarda, moleküllerde ve katılarda bulunan tüm elektronlar için geçerlidir.

Fononlar ve elektronlar farklı dağılım fonksiyonları ile ifade edilir. Fononlar Bose-Einstein Dağılımı'na uyarırken, elektronlar Fermi-Dirac Dağılımı'na uyarlar. Bose-Einstein Dağılımı'na uyan parçacıklar olan bozonlar için herhangi bir enerji seviyesinde bulunmalarında bir kısıtlama yoktur. Bozonlar enerji aralığı dışında düşük enerji durumlarında yoğunlaşırlar (Schrieffer, 1992). Bu parçacıkların dağılım fonksiyonları Denk. (2.2)'de verilmektedir.

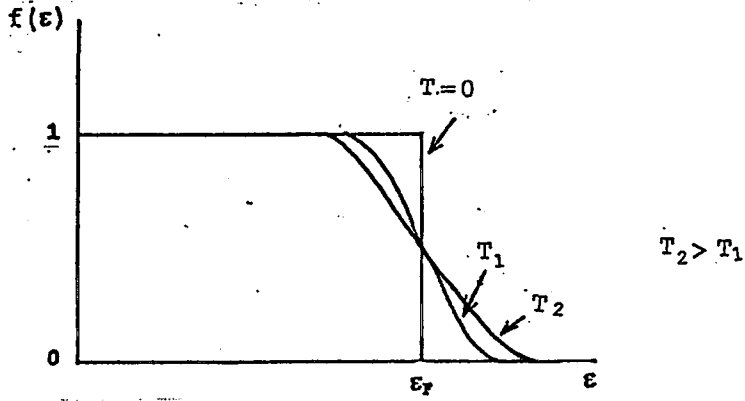
$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon - \epsilon_F)/kT} - 1} \quad (2.2)$$

Fermi-Dirac Dağılımı'na uyan elektronların Pauli İlkesi'ne uymaları gerekmektedir, Denk.(2.3). Herbir öz durum belirsizlik prensibine izin verdiği ölçüde  $\epsilon$  enerjisine ve  $\vec{k}$  momentumuna sahiptir. Öz durumların elektronla doldurulma olasılığı Fermi-Dirac Dağılımı ile verilmektedir.

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon - \epsilon_F)/kT} + 1} \quad (2.3)$$

Fermi-Dirac Dağılımı ile  $\epsilon$  enerjinin farklı sıcaklıklarda doldurulma olasılığı Şekil (2.2)'de görülmektedir.

Mutlak sıfırda Fermi-Dirac Dağılım fonksiyonu bir basamak fonksiyonu şeklini alır. Mutlak sıfırda  $\epsilon < \epsilon_F$  ise  $f(\epsilon) = 1$  olur.



Şekil 2.2 Mutlak sıfırda normal metal için bir kuantum durumunda  $\epsilon$  enerjisinin elektron ile doldurulma olasılığı.

Bu da özdeğerde elektronun bulunduğu anlamına gelir.  $\epsilon > \epsilon_F$  olduğunda  $f(\epsilon) = 0$  olur. Mutlak sıfırın yüksek sıcaklıklarda  $\epsilon = \epsilon_F$  için  $f(\epsilon) = 1/2$ , özdeğerde elektron bulunma olasılığı %50,  $\epsilon - \epsilon_F \gg kT$  olacağından dağılım fonksiyonu Maxwell-Boltzmann Dağılım fonksiyonuna döner, Denk. (2.4).

$$f(\epsilon) \cong e^{-(\epsilon - \epsilon_F)/kT} \quad (2.4)$$

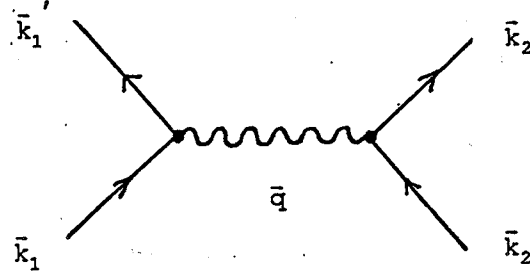
Burada sıcaklık mutlak sıfırdan farklı olup,  $kT$  oda sıcaklığında 0.025 eV 'e yaklaşık bir değer alır.

## 2.2 Cooper Çiftleri

Elektronun örgü noktası ile etkileşimi sırasında bir fonon meydana gelir. Daha sonra bu fonon elektronlar arasında bir etkileşim meydana getirir. Fröhlich'e göre elektron-örgü etkileşimi sırasında meydana gelen bu fonon başka bir elektron tarafından absorplanır (Batlogg, 1991). Bu absorplama olayında elektronlar arasında zayıf bir çekim kuvveti meydana gelir, Şekil (2.3).



Elektronlar arasında Coulomb itme kuvveti mevcuttur. Fononun iki elektron arasında çekim kuvveti oluşması için bu Coulomb itme kuvvetinden büyük kuvvet meydana getirmesi gerekir. Yani elektronlar arasındaki net etkileşmenin çekim olması, fononun meydana getirdiği



Şekil 2.3 Kristal örgüde elektron-elektron etkileşmesi. Doğrusal çizgiler elektronların yolunu, dalgali çizgiler fononun yolunu, noktalar örgü noktalarını göstermektedir.

çekimin elektronlar arasındaki Coulomb itmesini aşmasına bağlıdır. Süperiletkenlik için Fermi yüzeyine yakın enerjili sözde parçacıkların net etkileşiminin çekim olması gerekir (Bardeen, 1990). Elektron tarafından oluşturulan fononun oluşumu ve absorpsiyonu sırasında momentum korunur. Oluşumu sırasında momentum korunumu Denk. (2.5)'de verilmektedir (Rose-Innes and Rhoderick, 1988).

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_1' + \vec{q} \quad (2.5)$$

$\vec{k}_1$  ve  $\vec{k}_1'$  saçılmadan önceki ve sonraki momentumlar,  $\vec{q}$  fononun momentumudur. Fononun absorpsiyonundaki momentum korunumu ise Denk. (2.6)'da verilmektedir.

$$\vec{k}_2 + \vec{q} = \vec{k}_2' \quad (2.6)$$

$\vec{k}_2$  ve  $\vec{k}_2'$  absorpsiyon öncesi ve sonrası momentumlardır. Momentum korunumu Denk. (2.5) ve Denk. (2.6) 'dan aşağıdaki verilmektedir.

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1' + \vec{k}_2' \quad (2.7)$$

Bu olayda momentum korunduğu için enerjide korunmaktadır. Fakat, birinci elektron tarafından oluşturulan fononun ikinci elektron tarafından absorplanmadığı durumlarda enerji korunmaz. Enerjinin korunmamasının nedeni ise enerji ve zaman arasındaki belirsizliktir. Bu belirsizlik Denk. (2.8) ile verilmiştir.

$$\Delta E \cdot \Delta t \cong \hbar \quad (2.8)$$

Enerji, ilk durum ile aradurum ve aradurum ile son durum arasında korunmaz. Enerjideki belirsizlik ne kadar büyük ise aradurum ömrü o kadar kısa olur. Bu sürece "gerçel (virtüel) süreç" denir.

Fononla etkileşen elektronların zıt spinli ve eşit momentumlu olmaları gerekir. Bu esnada ortaya çıkan etkileşmeler elektronlar arasındaki elektrostatik kuvvete baskındırlar. Böylece elektronlar arasındaki kuvvetli bir çekim oluşarak elektron çifti kurulur. Bu elektron çiftlerinin enerjileri  $2\varepsilon_F$ 'den daha az olup, en düşük enerji durumu olan taban durumu oluştururlar. İşte bu çiftlere "Cooper çiftleri" denir. Fermi yüzeyine yakın elektronların hepsi Cooper çiftleri halinde bulunurlar. Toplam sabit momentumlu elektronların birleşmesi ve çiftlerin yoğunlaşması aynı sıcaklıkta olur (Cox and Maple, 1995). Çiftlerin toplam momentumu sabit kalarak serbest elektronların saçılmaları önlenir. Saçılmanın olmaması direncin de olmaması anlamına gelir.

Cooper çiftini oluşturan elektronların bir an için etkileşmediklerini düşünelim. Tek elektron dalga fonksiyonu  $\psi(x_1, y_1, z_1; \vec{k}_1)$  ile  $\vec{k}_1$  momentumlu elektronun  $(x_1, y_1, z_1)$ 'de bulunma olasılığını,  $\psi(x_2, y_2, z_2; \vec{k}_2)$  ile  $\vec{k}_2$  momentumlu elektronun  $(x_2, y_2, z_2)$ 'de bulunma olasılığını verir ise iki elektronun meydana getirdiği sistemin dalga fonksiyonu Bloch dalga fonksiyonu ile verilir, Denk. (2.9).

$$\phi(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \psi(\vec{k}_1) \psi(\vec{k}_2) \quad (2.9)$$

Elektron çiftlerinin etkileştikleri düşünülür ise, sistemin dalga fonksiyonu geniş bir momentum aralığını kapsar. Momentum değişimi elektronların saçılmasına neden olur. Sistemin dalga fonksiyonu Denk. (2.10)'da verilmektedir.

$$\phi(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \sum_{i,j} a_{ij} \phi(\vec{k}_i, \vec{k}_j) = \sum_{i,j} a_{ij} \Psi(\vec{k}_i) \Psi(\vec{k}_j) \quad (2.10)$$

Saçılma olaylarında iki elektronun toplam momentumu korunduğundan  $\vec{k}_i$  ve  $\vec{k}_j$  nin toplamı sabit olur (Bardeen, 1990). Etkileşme sırasında potansiyel enerji negatif, toplam enerji ise negatif potansiyel enerjinin zamansal ortalaması ile azalır. Bu da saçılma olaylarının sayısına bağlıdır.

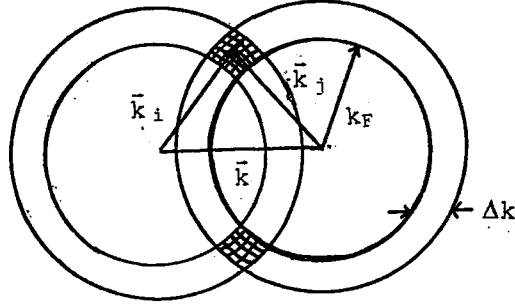
Aradurumda ise başlangıç ile aradurum arasında enerji farkı çok küçük olduğundan saçılma olur. Bu fark Denk. (2.11) ile verilmektedir.

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_1' \cong hv_q \quad (2.11)$$

Mutlak sıcaklıkta bir metaldeki çift elektronlar  $\varepsilon_F$  üstündeki kinetik enerji ile bütün öz durumları doldururlar.  $\varepsilon_F$  üstündeki  $\varepsilon_1'$  enerjileri Denk. (2.11)'deki koşula uyarlar. Böylece,  $v_1$  fonon ortalama frekansı olmak üzere,  $\vec{k}_1$  ve  $\vec{k}_1'$  momentumlarının bir  $\Delta k = (mhv_1)/k_F$  aralığı içinde olması gerekir.  $\phi$  dalga fonksiyonunu oluşturan  $\vec{k}_i$  ve  $\vec{k}_j$  nin tüm değer çiftleri  $\vec{k}_i + \vec{k}_j = \vec{k}$  koşulundan  $\vec{k}$  momentumlu değerler Şekil (2.4)'de taralı kısımla gösterilmiştir.

Çiftlerin momentumları bu taralı kısımda başlar ve biter. Çiftlerin sayısı taralı kısmın hacmiyle orantılıdır. İki kürenin üst üste gelerek  $\Delta \vec{k}$  aralığını maksimum yapmaları çift sayısını da

maksimum yapar. Zıt spinli ve eşit momentumlu elektron çiftlerinin oluşması saçılma olayının maksimum sayıda olmasını gerektirir.



Şekil 2.4 Merkezleri  $\vec{k}$  vektörü ile ayrılan  $\Delta k$  kalınlığına ve  $k_F$  yarıçapına sahip iki kabuk görülmektedir.

$\vec{k}$  momentumlu spini yukarı olan ve  $-\vec{k}$  spini aşağı olan iki elektron için  $\emptyset$  dalga fonksiyonu,

$$\emptyset(\vec{k}\uparrow; -\vec{k}\downarrow) = \psi(\vec{k}\uparrow)\psi(-\vec{k}\downarrow) \quad (2.12)$$

olur.  $\emptyset$  dalga fonksiyonu Cooper çiftleri için geçerlidir. Elektron çiftleri  $\vec{k} > k_F$  durumlarında bulunurlar. Eşit ve zıt momentumlu bir çift oluşurken etkileşmeden dolayı potansiyel enerji azalır. Bu azalmanın miktarı kinetik enerjinin  $2\epsilon_F$ 'i geçtiği kadardır.

### 2.3 Bardeen, Cooper Ve Schrieffer Teorisi

1957 yılında J.Bardeen, L.N. Cooper ve J.R. Schrieffer tarafından mikroskopik olarak, süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklamak amacıyla ileri sürülmüştür. Bu teori kısaca adlarının baş harfleri olan "BCS Teorisi" olarak bilinir.

BCS Teorisi'ne göre süperiletkenlik, iletim bandındaki elektronların Cooper çiftleri meydana getirmeleri ile farklı bir

kuantum durumu oluşması olarak tanımlanır. Zıt momentum ve spine sahip elektronlar çekici bir elektron-fonon etkileşmesi ile bağlanarak Cooper çiftleri oluştururlar. Cooper çiftleri momentum korunduğundan sıfır veya net bir momentuma sahiptirler. Ayrıca süperiletkenin bu çiftleşmiş elektronları aynı enerji durumuna ve aynı kuantum durumuna sahiptirler.  $\vec{k}_F$ 'den daha az  $\vec{k}$  momentumlu iki elektronla Cooper çifti oluşurken daha az enerjili bir durum meydana gelir. Böylece Fermi enerjisinde enerji aralığı oluşur (Işın, 1977). Bu türlü Cooper çifti oluşmasında sınırlama yoktur. Diğer elektronların bir çift üzerine etkisi Pauli İlkesi ile sınırlandırılmıştır.

Elektronların momentumları  $\vec{k}_F$ 'den daha az olduğu durumda, toplam enerjide azalma söz konusuysa Cooper çifti oluşma sayısında sınırlama yoktur. Eğer momentumları  $\vec{k}_F$ 'den büyük ise elektronların hepsi Cooper çifti oluştururlar. Cooper çifti oluşturması için elektronun saçılım yapması gerekir. Elektron  $(\vec{k}_i\downarrow, -\vec{k}_i\downarrow)$  durumundan  $(\vec{k}_j\uparrow, -\vec{k}_j\downarrow)$  durumuna saçılır. Bu saçılmanın olması için ilk şart  $(\vec{k}_i\uparrow, -\vec{k}_i\downarrow)$  durumlarının dolması, ikinci şart ise  $(\vec{k}_j\uparrow, -\vec{k}_j\downarrow)$  durumlarının boş olmasıdır. Fakat daha çok sayıdaki elektron  $\vec{k}_F$ 'den büyük momentumlara sahip Cooper çiftlerini oluştururken,  $(\vec{k}_j\uparrow, -\vec{k}_j\downarrow)$  durumunun boş bulunma olasılığı azalır. Bu da negatif potansiyel enerjiyi azaltır. Potansiyel enerjinin azalması saçılma sayısını azaltır. Demek ki, en düşük potansiyel enerji ile en iyi düzenleme yapılabilir.  $h_i$ , doldurulmuş  $(\vec{k}_i\uparrow, -\vec{k}_i\downarrow)$  çift durumlarının olasılığı Denk. (2.13) ile verilmektedir.

$$h_i = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{\left( (\varepsilon_i - \varepsilon_F)^2 - \Delta^2 \right)^{1/2}} \right] \quad (2.13)$$

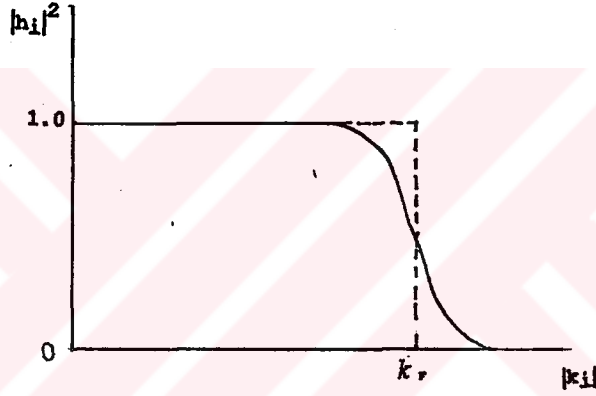
Çiftlere uygulanan Pauli İlkesi ile  $h_i < 1$  olması gerekir. Buradaki  $\varepsilon_i$ , çiftin momentum cinsinden kinetik enerjisi olup,  $\varepsilon_i = \hbar k_i^2 / 2m$ . Çiftin kinetik enerjisi toplam enerjinin bulunması için önemlidir.

Süperiletkenlikle birlikte meydana gelen enerji aralığı Denk. (2.14)'de verilmiştir.

$$\Delta = 2\hbar v_1 \exp( -(D(\epsilon_F)V)^{-1} ) \quad (2.14)$$

Buradaki  $v_1$  ortalama fonon frekansı,  $D(\epsilon_F)$  normal metalin Fermi enerjisindeki elektronların durum yoğunluğudur.

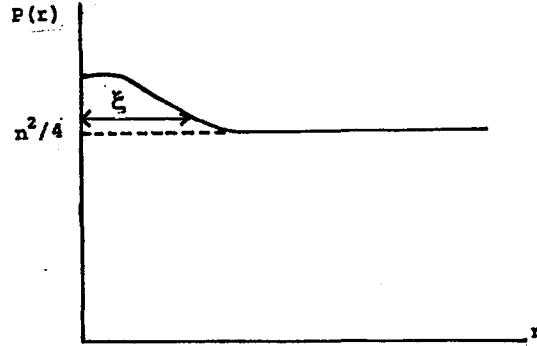
Metal süperiletken duruma geçtiğinde elektronların momentum dağılımı mutlak sıcaklıkta da olsa normal durumdan farklı bir durum gösterir. Yani keskin süreksizlik görülmektedir, Şekil (2.5).



Şekil 2.5 ——— BCS taban durumu dalga fonksiyonunda iki elektronun durumunu doldurma olasılığı  $h_1$ .  
..... Mutlak sıfırda normal metalde  $|k_i|$  momentumlu tek elektron durumunun doldurma olasılığı.

$k_F$  civarında  $\Delta k = (\hbar v_1)/k_F$  aralığındaki momentuma sahip elektronlar Cooper çifti oluştururlar. Bu çiftteki elektronlar zıt momentum ve spine sahiptirler (Khurana, 1987). Oluşan çiftlerin düşük enerji durumuna ve bu duruma "taban durumu" adı verilir (Schrieffer, 1992). Bu ikinci dereceden bir faz değişimine benzediğinden "yoğun hal durumu" olarak ifade edilir. Bu değişim sürecinde madde içinde süperiletkenlikten normal duruma geçişte maddenin özelliklerinde ani değişim olmaz. Değişim belli bir mesafede aşamalı olarak meydana gelir. Değişimin meydana geldiği en kısa uzunluğa "uyum uzunluğu" denir.  $\xi$  ile gösterilip, yaklaşık olarak  $10^{-4}$  cm mertebesindedir, Şekil (2.6).

Uygun uyum uzunluğunda etkileşen elektron çiftlerinin toplam enerjisi momentumlarının sürekli değişimine karşılık sabit kalmaktadır. Çünkü, momentumlarının sürekli değişimine karşılık toplam momentum sabit kalmaktadır.



Şekil 2.6 Normal durum için (kesikli çizgi)  $P(r)$  sabittir ve  $(n^2/4)$ 'e eşittir. Süperiletken durum için  $P(r)$  bir  $10^{-4}$  cm aralık  $(n^2/4)$  üstündedir.

#### 2.4 Süperiletkenlikte Enerji Aralığı

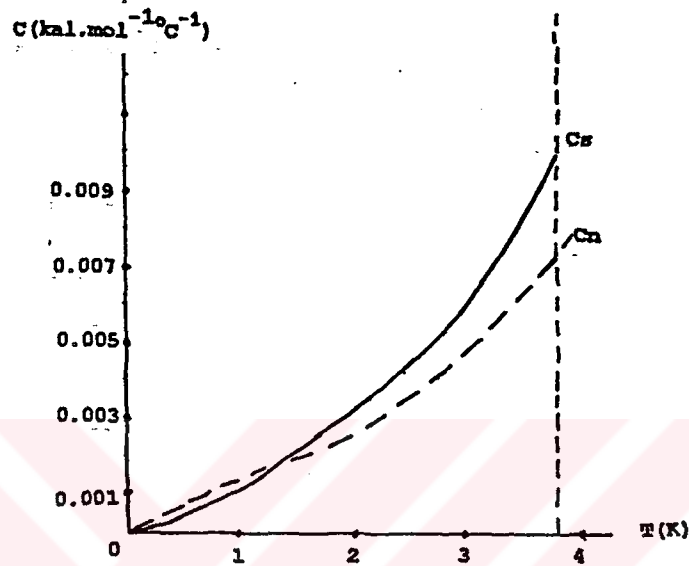
Zıt spin ve eşit momentuma sahip elektronlar etkileşerek Cooper çiftini oluştururlar. Cooper çiftinin oluşması süperiletken özellik gösteren maddenin yapısının düzgün olmayan yapıdan düzgün olan yapıya sahip olmalarını sağlar. Bu süperiletkenliğe geçişte ısı sıçasında süreksizliğe neden olur. Kalay üzerinde yapılan deneyler sonucunda Şekil (2.7) elde edilmiştir.

Buna bağlı olarak elektronların özgül ısısı sıcaklıkla eksponansiyel olarak değişmektedir, Denk. (2.15).

$$C_v = a e^{-b(T/T_c)} \quad (2.15)$$

Kritik sıcaklığa yakın sıcaklıklarda özgül ısı çok çabuk yükselir. Özgül ısıdaki artış elektronların hareketlenerek elektronlar arası etkileşmenin bozulması ile entropide (düzensizlik) artışa neden olur.

Özgül ısıdaki ekspanansiyellik süperiletkenlikteki enerji aralığının varlığını göstermektedir. Bir yarıiletkendeki enerji aralığı ise iletim bandının altı ve valans bandının üstü arasındadır. Enerji aralığı nedeniyle bir yarıiletkene gönderilen



Şekil 2.7 Kalayda süperiletken duruma geçiş için ısıl iletkenlikte gözlenen süreksizlik.  $C_S$  süperiletken ısı sığası,  $C_N$  normal durum ısı sığası.

ışınım absorplanır. Bu ışınımın frekansı, fotonun enerjisinin  $h\nu$  aralığını aşması için yeterince yüksek ise fotonlar bir elektronu valans bandından iletim bandına uyararak geçirirler. Bir süperiletken içinde aynı durum sözkonusudur. Enerji aralığının varlığı fotonun absorpsiyonunu gerektirir. Çok alçak sıcaklıklarda süperiletkene gönderilen ışının frekansı yeterince yüksek ise absorplanır, Denk. (2.16).

$$h\nu \geq 2\Delta$$

$$(2.16)$$

$\Delta$ , enerji aralığını gösterir. Enerji aralığı normal süperiletkenlerde izotropik olup, Fermi yüzeyi üzerinde her yerde aynıdır (Batlogg, 1991). Sonuçta, Cooper çifti enerji aralığına karşı uyarılır. Enerji aralığı  $kT_c$  enerji mertebesindedir.  $T_c$  kritik sıcaklığını sıvı Helyum sıcaklığı 4.2K olarak aldığımızda,



$\Delta = 5.8J$  olur. Bu da yaklaşık olarak  $3.62 \cdot 10^{-4}$  eV yani,  $10^{-4}$  eV mertebesinde dir.

Enerji aralığının  $kT_c$  enerji mertebesinde olması Fermi küresinin  $kT_c$  kabuğundaki elektronların süperiletkenliğe geçişte etkilendiğini gösterir. Fermi küresinin içlerindeki elektronlar  $10^{-4}$  eV enerjiye sahip olmadıklarından süperiletkenliğe katılamazlar. Süperiletkenliğe katılan elektron yoğunluğu Denk. (2.17) ile verilmiştir.

$$n_{eff} \cong nkT_c/\epsilon_F \quad (2.17)$$

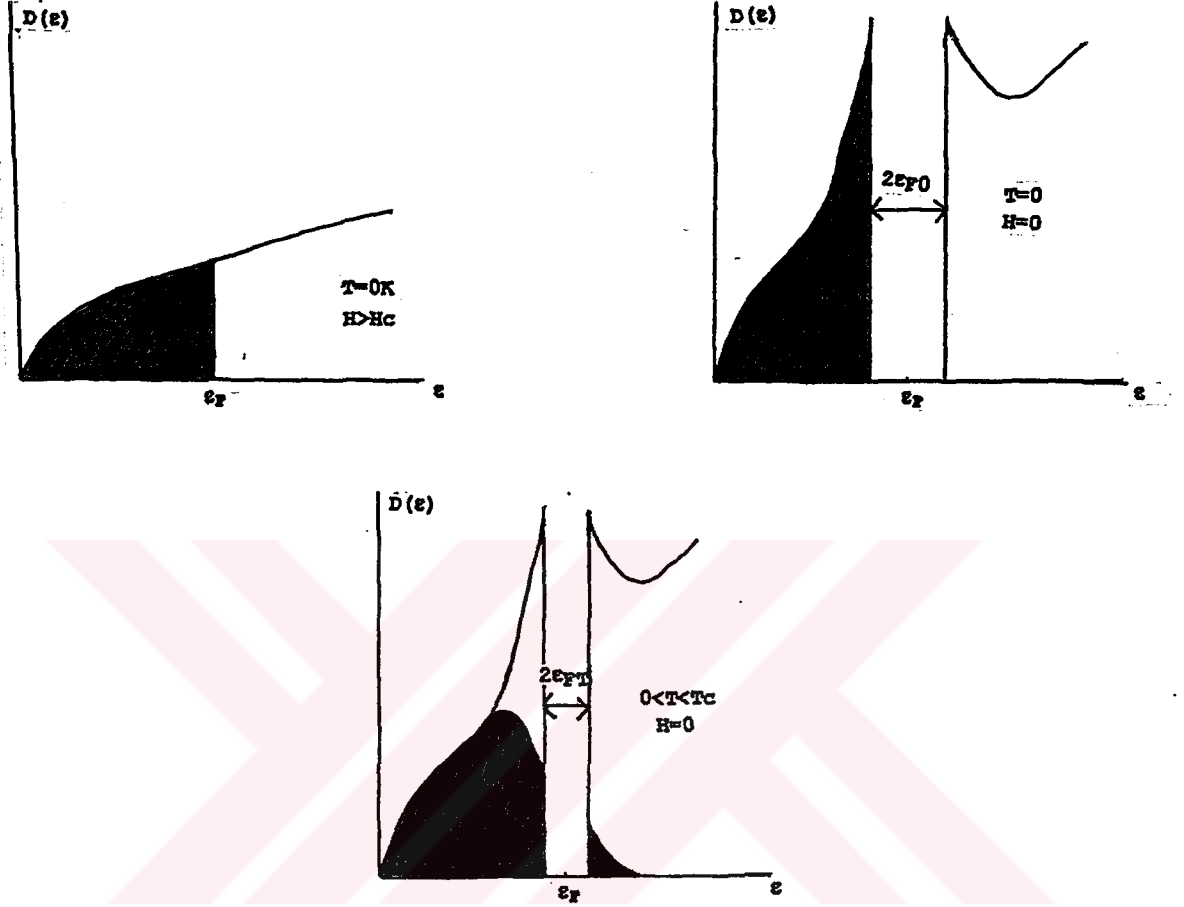
Bu elektronların enerji aralığını geçmesi için  $kT_c$  enerjisi gerektiğinden toplam enerji Denk. (2.18)'de görülmektedir.

$$\Delta E \cong n_{eff} kT_c = n(kT_c)^2/\epsilon_F \quad (2.18)$$

$n$  iletim elektronlarının toplam yoğunluğudur. Süperiletkenlikte iletim elektronları normal elektronlar ve süperelektronlar olarak ikiye ayrılırlar. Enerji aralığından dolayı enerji aralığının altındaki (valans bandındaki) elektronların hepsi hareket durumlarında donarlar ve sadece süperelektronlar bulunur. Enerji aralığının yukarısındaki elektronlar normal elektronlardır. Süperelektronlar saçılmaya uğramazlar, sıfır entropiye ve uzun uyum uzunluğuna sahiptirler.

Normal durumdan süperiletken duruma geçişte enerji aralığının oluşumunu inceleyelim, Şekil (2.8). Şekil (2.8a)  $T=0K$ 'de normal metalin durum yoğunluğunu gösteriyor ve mutlak sıcaklıkta Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu  $\epsilon_{F0}$  enerjisinde bir olmaktadır. BCS Teorisi'nin  $T=0K$ 'de süperiletkenlik taban durumu Şekil (2.8b)'de görülmektedir. Bu Fermi enerjisinin diğer kenarında  $\epsilon_{F0}$  içersindeki enerjileri için sıfır yoğunluk durumlarını göstermektedir.  $T=0K$ 'de bütün elektronlar Cooper çiftlerini oluştururlar. Hiçbiri üst durumlara uyarılmazlar.  $T_c$ 'den az sıcaklıklardaki durumları

Şekil (2.8c)'de görülmektedir. Süperiletkenin enerji aralığı  $\epsilon_{FT}$ ,  $\epsilon_{F0}$ 'dan daha küçüktür. Elektronların hiçbiri süperiletken çiftlerde

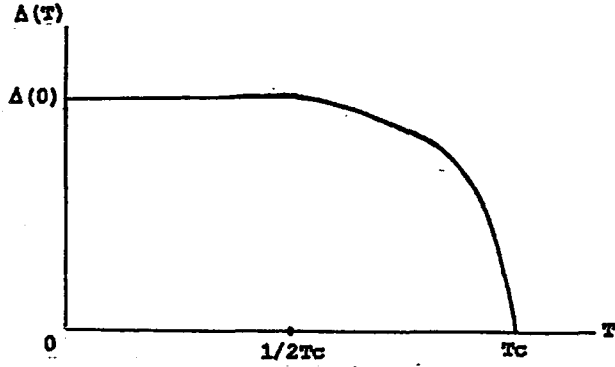


Şekil 2.8  $D(T)$ , yoğunluk ve durumların işgali. Çok alçak sıcaklıklarda normal metal ve süperiletken için durumların spektrumu arasındaki fark görülmektedir (Blakemore, 1985).

durmazlar. Bir kısmı ( $\epsilon_{F0} + \epsilon_{FT}$ ) yukarısındaki, diğer kısmı ( $\epsilon_{F0} - \epsilon_{FT}$ ) aşağısındaki durumlarda bulunurlar. Bunlar işgal edilmemiş durumlara (çift holeler) ulaşırlar. Sonuçta, sıcaklık kritik sıcaklığa yükseldiğinde çiftleşmiş elektronların sayısı azalırken, enerji aralığıda sifıra gider.

Enerji aralığı sıcaklıkla değişir. Mutlak sıcaklığın üzerindeki sıcaklıklarda Cooper çiftleri termal hareketlerle dağılırlar.  $(\vec{k}\uparrow)$  durumunda bir elektron varken,  $(-\vec{k}\downarrow)$  durumunun boş olması  $(\vec{k}\uparrow, -\vec{k}\downarrow)$  durumlu Cooper çifti oluşumunu engeller. Böylece elektronların bağlanma enerjileri azalır. Bağlanma

enerjisinin azalması enerji aralığının azalmasına neden olur. Kısacası, sıcaklık yükselirken enerji aralığı azalır, Şekil (2.9).



Şekil 2.9 Sıcaklık ile enerji aralığının değişimi.

Sıcaklık kritik sıcaklığa eşit olduğu an enerji aralığı kaybolur. Kritik sıcaklığın yukarısındaki sıcaklıklarda elektronlar normal elektronlardır. Mutlak sıcaklıkta enerji aralığı Denk. (2.19)'da görülmektedir (Batlogg, 1991).

$$E_g(0) = 2\Delta(0) = 3.5kT_c \quad (2.19)$$

Cooper çiftine enerji gönderirsek, çiftin enerjisi artar. Enerji artışı  $\emptyset$  dalga fonksiyonunun momentum büyüklüğünü arttırır. Fakat, toplam momentum sıfır ve elektronlarının momentumlarının eşit ve zıt yönlü olması nedeniyle Cooper çiftinin enerjisi artmaz. Bunun yanında eşit ve zıt momentuma sahip olmayan çiftler oluşur. Meydana gelen negatif potansiyel enerji ihmal edilecek kadar küçüktür. Bunlar serbest elektronlar gibi davrandıklarından "sözde parçacıklar" olarak adlandırılırlar (Cox and Maple, 1995).  $(\bar{k}_1 \uparrow)$  sözde parçacığının  $(-\bar{k}_1 \downarrow)$  durumu boştur. Sözde parçacıklar Cooper çifti oluşturacak eşlere sahip değildir. Cooper çifti  $\emptyset$  dalga fonksiyonuyla temsil edilen elektronların momentumlarıyla tanımlanamadığı için Cooper çifti saçılımından önce elektronların bireysel momentumlarından söz edilemez. Cooper çifti saçıldıktan sonra elektronların bireysel momentumları vardır.  $\bar{k}_1$  ve  $-\bar{k}_1$

momentumlu sözde parçacıkları oluşturmak için gerekli enerjidir, Denk. (2.20).

$$E = E_i + E_j = [(\epsilon_i - \epsilon_{FT})^2 + \Delta^2]^{1/2} + [(\epsilon_j - \epsilon_F)^2 + \Delta^2]^{1/2} \quad (2.20)$$

Etkileşmenin yokluğunda  $\epsilon_i = \epsilon_j = \epsilon_F$  veya  $k_i = k_j = k_F$  olması nedeniyle enerji minimum  $2\Delta$  enerjiye eşittir (Batlogg, 1991). Böylece enerji spektrumunda süperiletkenin  $2\Delta$  enerji aralığına sahip olduğu görülür. Yani, Cooper çiftine gönderilen ışının  $h\nu > 2\Delta$  koşuluna uyması sonucu absorplanır.

Elektronlar arası etkileşmenin ortadan kaldırılması, zıt ve eşit olmayan momentumlu elektronlar şeklinde ayrılması için bağlanma enerjisini ortadan kaldıracak enerji gereklidir. Ayrıca,  $\vec{k} \uparrow$  durumunda bir elektron varken  $-\vec{k} \downarrow$  durumu boş ise  $(\vec{k} \uparrow, -\vec{k} \downarrow)$  durumlu Cooper çifti oluşması saçılma sayısını azaltır. Saçılmanın azalması, sistemin enerjisinin artmasıdır. Bu iki nedenle enerji aralığı meydana gelir (Rose-Innes and Rhoderick, 1988).

## 2.5 London Teorisi

1950 yılında London manyetik alanı sınırlayan yüzey akımını süperiletkenliğin elektrodinamik olayını açıklamıştır (Geballe, 1993). Meissner olayı, bir süperiletkenin içinde manyetik akının akmadığını gösterir. Manyetik akının ince filmlere girişi Meissner olayı ile açıklanamaz. London teorisi ile manyetik akının tamamen kaybolmadığını görmekteyiz. London eşitliğini bulmak için önce bir süperelektronun elektrik alandaki hareket denklemini yazalım, Denk. (2.21).

$$m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.21)$$

Saçılmaya uğramayan süperelektronun süperakım yoğunluğu Denk. (2.22)'de verilmiştir.

$$\vec{J}_S = n_S(-e)\vec{v}_S \quad (2.22)$$

Denk. (2.21)'deki  $\vec{v}_S$  Denk. (2.22)'de yerine yazılırsa,

$$\vec{J}_S = \frac{n_S e^2}{m} \vec{E} \quad (2.23)$$

elde edilir. Süperiletken içersindeki manyetik akının sıfır olması manyetik alanın sabit olduğunu gösterir. Meissner olayında manyetik alan sıfır olduğundan Denk. (2.24)'ü düzenlemek gerekir.

$$\vec{B} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (2.24)$$

Denk. (2.23) ve Denk. (2.24)'den "London Eşitliği" olarak bilinen Denk. (2.25) elde edilir.

$$\vec{B} = -\left(\frac{m}{n_S e^2}\right)\vec{\nabla} \times \vec{J}_S \quad (2.25)$$

Maxwell eşitlikleri ile birleştirildiğinde Denk. (2.26) elde edilir.

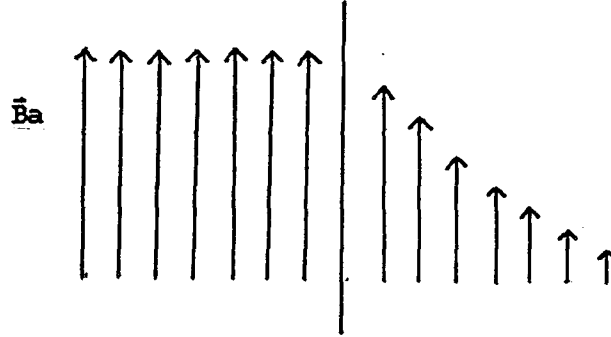
$$\nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \left(\frac{n_S e^2}{m}\right)\vec{B} \quad (2.26)$$

Bu eşitlik süperiletken içersinde hep aynı çözümleri vermez. Böylece bir süperiletken içersinde hep aynı değerde manyetik alan düşünülemez. Eğer, niceliklerin x-doğrultusunda değiştiği düşünülür ise Denk. (2.26)'in çözümü Denk. (2.27) olmaktadır.

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda} \quad (2.27)$$

Buradaki eksponansiyellik süperiletken içersine girildikçe manyetik akının eksponansiyel olarak azaldığını gösterir, Şekil(2.10).

London Teorisi'ne dayanarak süperiletkenlik konusunda çok önemli şu üç sonuca varılmıştır. İlk sonuç, akının süperiletkenden



Şekil 2.10 Uygulanan  $\vec{B}_a$  manyetik alanının süperiletkene girişi.

tamamen dışarı çıkmadığı, sadece hissedilebilir miktarda yüzeye yakın küçük bir bölgede bulunduğudur. Bu yüzeyden olan uzaklığa "London sızma derinliği" adı verilir ve  $\lambda$  ile gösterilir.

İkinci sonuç ise, sızma derinliğinin sıcaklığa bağlılığıdır.  $\lambda(0)$ , mutlak sıfırdaki sızma derinliği ise;

$$\lambda(0) = (m/\mu_0 n e^2)^{1/2} \quad (2.28)$$

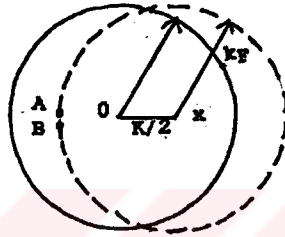
$$\lambda = \lambda(0) [1 - (T/T_c)^4]^{1/2} \quad (2.29)$$

olur. Denk. (2.29)'den de görüldüğü gibi, sıcaklık mutlak sıfırdan arttırıldığında sızma derinliği artar. Sıcaklık kritik sıcaklığa eşit olduğunda sızma derinliği sonsuz olur. Çünkü, madde normale dönerek manyetik akıyı içine kabul eder.

Üçüncü sonuç ise yüzey akımıdır. Yüzey akımı süperiletkenin yüzeyine yakın elektrik akımı akısının var olmasıdır. Bu sonuç çok önemlidir. Çünkü yüzey akımı süperiletken içerisindeki manyetik akıyı yok eder.

## 2.6 Süperiletkende Akımın Taşınması

Metallerde akım iletim elektronları ile taşınır. Süperiletkende ise Cooper çiftleri tarafından taşınmaktadır. Cooper çiftlerinin toplam momentumları sabittir. Fakat akım taşınırken, momentum uzayında çiftlerin kütle merkezi önemli olduğundan çiftin  $(\vec{k}_1\uparrow, -\vec{k}_1\downarrow)$  momentumlu durumu yerine kütle merkezinin hareketini esas alan  $[(\vec{k}_1+\vec{K}/2)\uparrow; (-\vec{k}_1+\vec{K}/2)\downarrow]$  durumu alınır, Şekil (2.11).



Şekil 2.11 Akım taşıyan bir süperiletkendeki momentum dağılımı. A ve B sözde parçacıklar.

Bu da momentum uzayında kütle merkezinin  $\vec{K}/2$  kadar kaydırılmış olduğunu gösterir.

Metallerde akım taşınırken iletim elektronları dirençle karşılaşır. Direnç iletim elektronlarının momentumundaki değişimle saçılması sonucu oluşur. Süperiletkende ise direncin sıfır olduğu görülür. Çiftteki iki elektron birbirlerini sabit bir şekilde saçılmaya uğrattırılar. Elektronların momentumları değişse de çiftin toplam momentumu sabit kalır. Mutlak sıcaklıkta elektron çiftinin  $[(\vec{k}_1+\vec{K}/2)\uparrow; (-\vec{k}_1+\vec{K}/2)\downarrow]$ 'den  $[(\vec{k}_j+\vec{K}/2)\uparrow; (-\vec{k}_j+\vec{K}/2)\downarrow]$ 'ye saçılmasında toplam momentum korunur. Cooper çiftinin dalga fonksiyonu Denk. (2.30)'da verilmektedir.

$$\Phi_k = \Phi e^{i \frac{\vec{K}(\vec{r}_1+\vec{r}_2)}{2h}} \quad (2.30)$$

Eksponansiyel terimle  $\vec{K}$  toplam momentumlu çiftin kütle merkezindeki hareketi temsil edilir ve kütle merkezinin korunumu,

$$\vec{r} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2) / 2 \quad (2.31)$$

olur. Buradan dalga fonksiyonu Denk. (2.32) olarak verilir.

$$\Phi_k = \Phi e^{i \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{\hbar}} \quad (2.32)$$

Dalga fonksiyonu akımın toplam  $\vec{K}$  momentumuna sahip elektron çiftleri tarafından taşındığını göstermektedir.

Süperiletkendeki Cooper çiftini oluşturan elektronlar birbirlerini sürekli olarak saçılmaya uğratırlar. Fakat, bu saçılma olayında çiftin toplam momentumu değişmez (Bardeen, 1990). Bu nedenle akan akımda değişme olmaz. Akımın değişmesi için çiftin toplam momentumunun değişmesi gerekir. Çiftin toplam momentumunun değişmesi için çifte  $2\Delta$  enerji verilmesi gerekir. Düşük akım yoğunluklarında çifte  $2\Delta$  enerji verilemez. Böylece çiftin toplam momentumu değişmesiyle oluşan saçılmalar engellenerek direnç oluşmaz.

$\vec{K}$  toplam momentumlu Cooper çiftlerinin akım yoğunluğu Denk. (2.33) ile verilir.

$$\vec{J} = e n_s \frac{\vec{K}}{2m} \quad (2.33)$$

$n_s$ , süperiletken elektronların toplam sayısı,  $e$  elektron yüküdür. Momentum uzayında Cooper çifti  $\vec{K}/2$  kadar yerdeğiştirmesi yapar. Akımın yoğunluğu arttıkça bu yerdeğiştirme sonucu çift iki sözde parçacığa ayrılır. Cooper çifti ayrılincaya kadar elektronların hepsi çiftler halindedir. Sözde parçacıklar olmadığında süperiletkenin enerjisi Denk. (2.34) ile verilir.

$$W_1 = n_s \frac{\vec{K}^2}{8m} \quad (2.34)$$



Bu ifadeye  $\vec{K}/2$  momentumlu elektronların  $(n_S-2)$  ilave kinetik enerjisi de katılmıştır. Sözde parçacıklar  $\vec{k}_F$  momentumuna sahipler ise akım akmaz. Fakat bölünen çiftte sahip ise çifti parçalamak için gerekli minimum enerji  $2\Delta$  olmaktadır. Süperiletkenin mutlak sıcaklıktaki enerjisi Denk. (2.35) ile verilmektedir.

$$W_2 = 2\Delta + (n_S - 2) \left( \frac{\vec{K}}{8m} \right) + 2 \left[ \left( \vec{k}_F \frac{\vec{K}}{2m} \right)^2 - \left( \frac{\vec{k}_F}{2m} \right)^2 \right] \quad (2.35)$$

İlk terim çiftleri parçalamak için gerekli enerjidir. İkinci terim, çift oluşturan  $(n_S-2)$  elektronların ilave kinetik enerjileridir. Üçüncü terim, sözde parçacıkların kinetik enerjisindeki değişimdir. Çiftin kırılması için  $W_1 > W_2$  olması gerekir. Başka bir şekilde Denk. (2.36) olarak ifade edilir.

$$\left( \frac{\vec{k}_F \vec{K}}{m} \right) > 2\Delta \quad \text{veya} \quad \vec{K} > \frac{2m\Delta}{\vec{k}_F} \quad (2.36)$$

Momentum değişimi akım yoğunluğu ile orantılıdır. Süperiletkendeki Cooper çiftlerinde bir momentum değişimi olmadığından saçılmayı meydana getiren bir akım yoğunluğu değeri vardır. Bu akım yoğunluğuna "kritik akım yoğunluğu" denir, Denk. (2.37).

$$\vec{J}_C = e n_S \frac{\Delta}{\vec{k}_F} \quad (2.37)$$

Kritik akım yoğunluğu üzerinde direnç meydana gelir. Mutlak sıcaklıktan farklı sıcaklıkta, kritik akım altındaki akımlarda çiftler sözde parçacıklara ayrılırlar (çift kırılması). Sözde parçacıklar normal elektronlar gibi davranırlar, uyarılabilirler, saçılabilirler. Akım taşırlar ise direnç oluşturabilirler. Mutlak sıcaklıkta diğer çiftler elektronların özelliklerini gösterirler.  $2\Delta$  enerji miktarı mevcut olmadıkça saçılamazlar. Bu şekilde çift

oluşturan bu elektronlara "süperelektronlar" denir. Süperiletkenlikten sorumlu olan elektronlar bunlardır (Cox and Maple, 1995). Kritik sıcaklık altındaki sıcaklıklarda meydana gelir.

## 2.7 I.Tip Ve II.Tip Süperiletkenlik

Buraya kadar gördüklerimiz I.tip süperiletkenlerdir. Bir de II.tip süperiletkenler vardır. Bu da iki tip süperiletken arasında süperiletkenliğin oluşumu açısından fark yoktur. Ayrıca, II.tip süperiletkende Meissner olayı I.tip süperiletkenden farklı biçimde meydana gelir. I.Tip süperiletkende, bir manyetik alan süperiletkenlik ortadan kalkıncaya kadar dışarıda tutulur. Süperiletkenlik ortadan kalkınca manyetik alan tamamen maddeye girer. II.Tip süperiletkende,  $H_{c1}$  değerine kadar alan tamamen dışarıda tutulur (Bardeen, 1990).  $H_{c1}$ 'in üzerinde alanın bir kısmı dışarıda olmasına rağmen iletken elektriksel olarak süperiletken özellik gösterir. Daha yüksek bir  $H_{c2}$  alanında, akı tümü ile maddeye girerek süperiletkenliği ortadan kaldırır [Bölüm I - Şekil (1.5b)].

Başka bir farkta normal durumda iletim elektronlarının ortalama serbest yollarındadır. I.Tip süperiletkende uyum uzunluğu sızma derinliğinden uzundur. II.Tip süperiletkende ortalama serbest yol kısa olduğundan uyum uzunluğu kısa olur ki sızma derinliği uzundur. Bazı metaller katkılanarak I.tip süperiletkenden II.tip süperiletkene dönüşebilir. Örneğin, %2 oranında In ile katkılanan Pb metali böyle bir geçiş göstermektedir.

Normal durumdan süperiletken duruma geçiş bir faz dönüşümü olarak düşünülür. Bu geçişte bir arayüzey ortaya çıkar. Geçiş sırasında bu yüzeyde bir yüzey enerjisi oluşur. Yüzey enerjisi artı veya eksi olması süperiletkenin tipini belirler. Artı ise I.tip süperiletken, eksi ise II.tip süperiletkendir.

### 3. SÜPERİLETKEN ALAŞIMLARIN TEORİSİ

#### 3.1 Süperiletken Alaşımlara Giriş

Kammerlingh Onnes tarafından süperiletkenlik bulunduğundan sonra çok uzun yıllar bu konu üzerine araştırmalar sürmüştür. Yapılan çalışmalar önceleri kritik sıcaklığı oda sıcaklığına yükseltmek amacıyla daha sonra en yüksek kritik sıcaklığı veren alaşımı bulma yönünde olmuştur. Günümüzde ise süperiletkenliğin kullanım alanlarını geliştirme doğrultusundadır. En son çalışmalar Teslatron-H olarak bilinen kompüter-kontrol sisteminin kraygonik (donma veya soğutma) performansını yükselten bir alet, diğeri ise yüksek  $T_c$  SQUID leridir (Süperiletken Kuantum Girişim Aleti).

Süperiletken alaşımlar üzerine çalışmalar 1950'li yıllarda başlamıştır. Birçok çeşitli yeni süperiletkenler keşfedilmiştir (Geballe, 1993). Ağır-elektron süperiletkenleri, organik süperiletkenler, ağır fermiyon süperiletkenleri ve yüksek  $T_c$  oksit süperiletkenleri gibi (Cox and Maple, 1995)...

1950'li yıllarda Bernd Matthias ve John Hulm geçiş metal alaşımları ve bileşiklerinde süperiletkenlik için incelemeler yapmışlardır. NbTi ve Nb<sub>3</sub>Sn tabanlarında süperiletken magnetleri geliştirmişler ve yüksek manyetik alan bulunmasında süperiletken alaşımlar keşfetmişlerdir (Khurana, 1987). Aynı yıllarda George Bednorz ve Karl-Alex Müller tabakalanan bakır oksit (cuprate) süperiletkenliğini keşfetmişlerdir. Ayrıca ikili metal-metalloid bileşikleri, V<sub>3</sub>Si ve Nb<sub>3</sub>Sn gibi süperiletken alaşımlar bulundu. Bunlar kübik yapıya sahip olup, düzenli bir şekilde birbirleriyle karışmayan geçiş metali atomlarına sahiptirler (Geballe, 1993).

1960'lı yılların sonlarında sıvı <sup>3</sup>He-<sup>4</sup>He elde edilmesi çalışmalarının başlamasıyla milikelvin sıcaklık ölçeğinde kullanılan yoğun madde fiziği geliştirilerek, ağır-fermiyon süperiletkenliği elde edildiği açıklanmıştır (Pobell, 1993). Fermiyon birkaç yüz

elektron kütlesine eşit iletim elektronları olup, süperiletkenliği manyetizmaya kuvvetle bağlıdır.

1973 yılında  $Nb_3Ge$  alaşımında 23.2K'de süperiletkenlik gözlenmiştir. 1975 yılında 13K yukarısında  $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$  alaşımında süperiletkenlik elde edilmiştir (Khurana, 1987).

1986 yılında George Bednorz ve Karl-Alex Müller (Schrieffer, 1992) tarafından yüksek sıcaklık süperiletkenliği keşfedilmiştir. 35K yukarısındaki sıcaklıklarda süperiletkene dönüşen baryum, lathamyum ve bakır oksitlerini incelemişlerdir. Nadir toprak elementleri içeren oksitlerin 90K yukarısında süperiletken özellik gösterdiği gözlenmiştir (Khurana, 1987).

En son incelenen süperiletkenler ekzotik süperiletkenlerdir. Bunlarda süperiletkenlik BCS Teorisi'nde açıklanan (Bölüm 2) süperiletkenlikten daha farklı oluşmaktadır.

### 3.2 Süperiletken Alaşımlar

Süperiletkenliğin keşfinden beri fizikçiler süperiletken durumun manyetik olmayan metallerin genellikle alçak sıcaklık durumu olup olmadığını anlamaya çalışmışlardır. Periyodik tabloya (Tablo 2) baktığımız zaman manyetik özellik göstermeyen ve süperiletken olmayan elementlerinde süperiletkenlik özelliği gösterebileceğini görmekteyiz. Metallerin çoğunda süperiletkenlik gözlenmez. Alkali veya geçiş metallerin hiçbiri ve II.Grup'daki birkaç element süperiletken değildir. Çünkü bunlarda elektron-fonon etkileşmesi küçüktür. Manyetik geçiş elementleri ve nadir toprak elementleri de süperiletken değildir ve manyetik katkılarının çok küçük konsantrasyonları çoğu metallerde  $T_c$ 'nin değerini azaltmaktadır.

Süperiletken elementleri, süperiletkenlik özelliği göstermeyen elementle katkıladığımız zaman kritik sıcaklığında azalma

olmaktadır.  $Au_{1-x}In_x$  alaşımını %90 Au ile katkılanır ise kritik sıcaklığı 63mK olarak bulunurken, %94 Au ile katkılandığında 11mK'ne düştüğü görülür. %98 Au ile katkılandığında alaşım 0.50mK kritik sıcaklığına sahip olur. Au'yu Cr veya Mn gibi manyetik düzenli elementle katkıladığımızda süperiletkenlik daha düşük kritik sıcaklıklarda gerçekleşir. Çünkü bu elementler alçak Kondo sistemleridirler (Pobell, 1993), (Bölüm 3.5).

Pt, Pd veya Rh gibi metaller zayıf elektron-fonon etkileşmesine sahip olduklarından ve Fermi enerjisindeki durumları alçak elektronik yoğunluk nedeniyle 2mK'de süperiletken olamazlar. Fakat  $H_c=49\mu T$ ,  $T_c=325\mu K$  olur ise Rh süperiletkene dönüşür. Bu oluşum paramanyetikte spin dalgalanmalarının artması sonucunda gerçekleşir (Pobell, 1993).

$BaPb_{1-x}Bi_xO_3$  alaşımında elde edilen süperiletkenlik bu oksitlerde diğerlerinden anormal özellikler göstermiştir. Bunlar elektron yoğunluklarından beklenenden daha yüksek kritik sıcaklık gösterirler.

Bakır elementindeki faz değişimi sıfır manyetik alanda incelendiğinde geçişin çok ilginç olduğu görülmektedir. Çünkü bakırın elektronik yapısı antiferromanyetikdir. Yapılan deneysel ve teorik çalışmalar sonucu bir tek antiferromanyetik faz görülmüş ve faz geçiş sıcaklığı 230nK, süperiletkenlik geçiş sıcaklığı 58nK olarak bulunmuştur. Yine spin dalgalanmaları Cu'da geçiş sıcaklığını düşürdüğü gözlenmiştir (Khurana, 1987; Lounasmaa, 1989).

Thallium metalinde spin-örgü gevşeme süresi (relaxation time) çok kısadır. Çekirdek ve iletim elektronları her zaman biri diğeriyle termal dengededir. 77 $\mu K$  aşağısında antiferromanyetik fazda çekirdek düzenlemesi oluşmaktadır (Lounasmaa, 1989).

Süperiletken alaşımlar oluşturulduktan sonra, bunların incelenmesine yönelik araştırmalar ile şu önemli özellikleri gösterdikleri belirlenmiştir (Crisan, 1989):

- 1- Katkı konsantrasyonu ile kritik sıcaklığın azalması,
- 2- Enerji aralığı bulunmayan süperiletkenlerin oluşması,
- 3- Alaşımların her fazında değil, sadece belli fazlarında süperiletkenliğin oluşması.

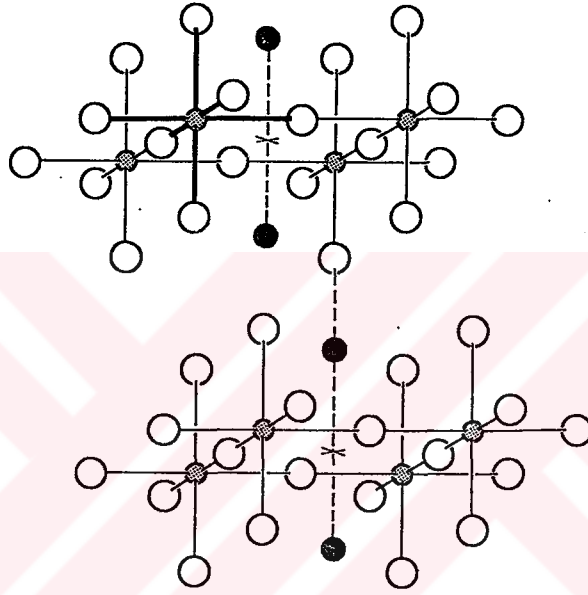
### 3.3 Süperiletken Alaşımların Oluşması

Süperiletken alaşımları oluşturmak için elementlerin karıştırılmasından sonrada yapılması gereken işlemler vardır. Örneğin baryum, lantanyum ve bakırın nitrat oranları karıştırılarak Ba-La-Cu-O bileşiği hazırlanır. Daha sonra oksalik asitle katı karışımı çökeltilir. Katı çökeltmesi beş saat boyunca 900°C'de ısıtılır. 4kbar basınç altında tanecik haline getirilip, 900°C'de sinterlenir. Bunlarda üç faz görülür:  $La_{1-x}Ba_xCuO_{3-y}$  perovskite yapısı,  $K_2NiF_4$  tipli tabanlanan perovskite yapısı ve CuO (Khurana, 1987), (Şekil 3.1). Alaşımda bu fazların hazırlanması ısı muamelesine bağlıdır. Alaşımın süperiletkenlik kesri manyetik süseptibilite ölçümlerinden belirlenir. Alçak manyetik alanlarda süperiletken mükemmel diamanyetik gibi davranır ve  $-1/4\pi$  manyetik süseptibilitesine sahiptir.

Bu hazırlanan alaşımda nitratların sulu çözeltileri yerine  $La_2O_3$ , CuO ve  $BaCO_3$  (veya  $SrCO_3$ ) içerecek şekilde  $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-y}$  ve  $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$  örnekleri de hazırlanabilir. Tozlar aynı katyon oranlarında karıştırılır ve birkaç saat havada ısıtılır. Karışımlar soğutulur, öğütülür ve tanecikler halinde oluşturulur. Tekrar 900°C ve 1100°C'de sinterlenir. Bunlar x'in 0.3'den daha az değerleri için  $K_2NiF_4$  tipli tek fazlı süperiletkenler oluştururlar. Alaşımın x'in en büyük değerleri için ve süperiletkenlik özelliğini geliştirmek için tavlanması gerekir (Khurana, 1987).

$La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_{4-y}$  alaşımının yapısı oda sıcaklığında tetragonal  $K_2NiF_4$  tipi yapısı kaya tuzu (La-O) ve perovskite yapılarının (CuO<sub>3</sub>) c-ekseni boyunca alternatif tabakalarını içerir

(Şekil 3.1). Baryum ve strontyum lanthanyum kümelerine yerleşir. Perovskite yapı tabakaları köşeleri paylaşan oktahedral içerir. Perovskite yapıları diğerlerine bağlı olarak değişir.  $\text{CuO}_6$  oktahedralinde perovskite tabakasında Cu-O mesafesi Cu-O normal tabakasından daha küçüktür. Tabakalar arasında zayıf çift oluşumu nedeniyle band yapısı ve diğer elektronik özellikler iki boyutlu davranışla birleşen özellikler gösterirler.

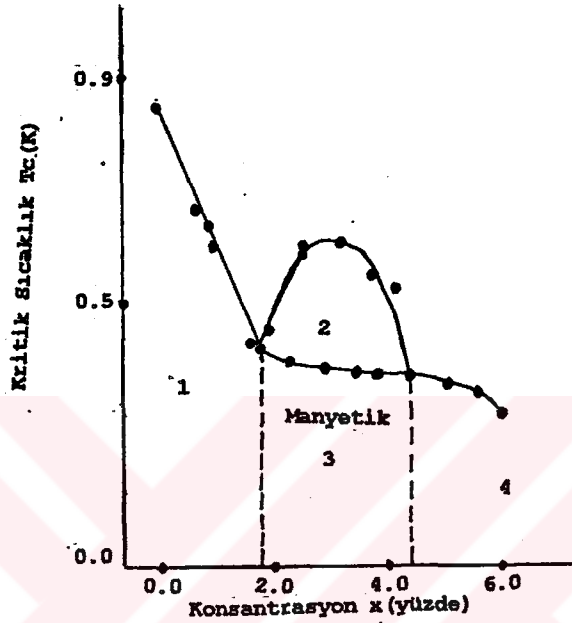


Şekil 3.1  $(\text{Ba,Sr})_x\text{La}_{2-x}\text{CuO}_{4-y}$  alaşımının tetragonal  $\text{K}_2\text{NiF}_4$  yapısı. Lanthanyum siyah, oksijen beyaz ve bakır taralı olarak gösterilmiştir.

$\text{Ba}_x\text{La}_{2-x}\text{CuO}_{4-y}$  ve  $\text{Sr}_x\text{La}_{2-x}\text{CuO}_{4-y}$  süperiletken alaşımların kritik sıcaklıkları Ba ve Sr konsantrasyonuna (x) bağlıdır. Aynı kimyasal bileşimli alaşıma farklı ısı verilir ise kritik sıcaklıkları farklı olacaktır. Oksijen bileşiği y değişkenine bağlı olarak incelenirse, oksijenin eksikliğinde tozların sinterlendiği atmosfere ve sıcaklığa bağlı olduğu görülür (Khurana, 1987).

$\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{B}_{13}$  alaşımını için x değerlerine bağlı olarak dört farklı faz meydana gelir, Şekil (3.2). Bu şekilde üç numaralı süperiletken

fazı kendiliğinden manyetikliğe sahiptir. Alaşımda yapılan deneyler bu dört fazın iki çift dalga fonksiyonuyla belirlendiğini, birinci, üçüncü ve dördüncü bölgelerde  $\psi_1$ , ikinci ve üçüncü bölgelerde  $\psi_2$  çift dalga fonksiyonu belirlenmiştir (Cox and Maple, 1995).



Şekil 3.2  $U_{1-x}Th_xB_{13}$  alaşımı için faz grafiği.

y Oksijen konsantrasyonu olmak üzere vakumda  $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$  tavlama diamanetik özelliğini azaltır. Oysa süperiletkenler bildiğimiz gibi mükemmel birer diamanetiktirler. Bunun için bu kaybın ortadan kaldırılması gerekir. Bu kaybın telafi edilmesi amacıyla alaşım bir Oksijen ortamında tavlama.

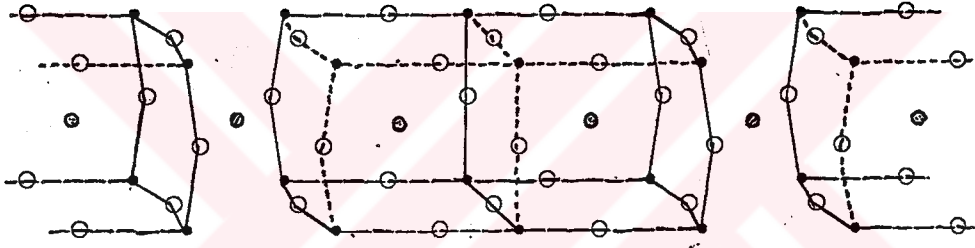
Tekrar  $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$  süperiletken alaşımına dönelim. Bu alaşımın süperiletkenlik özellikleri x'e yani strontiyum konsantrasyonuna göre incelendiğinde x=0.15 için  $T_c$  kritik sıcaklığı en yüksek değerini göstermiştir.  $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$  alaşımının kritik sıcaklığı da bismuth (Bi) konsantrasyonuna bağlıdır. x=0.25 değeri için en yüksek kritik sıcaklığa sahiptir (Khurana, 1987).

$K_2NiF_4$  yapıllı  $Ba_xLa_{2-x}CuO_{4-y}$  alaşımı x=0.15 değeri için 20K'de süperiletkene dönüşmüştür. Yukarıda da gördüğümüz gibi Ba-La-Cu-O



ve Sr-La-Cu-O alaşımları süperiletken alaşımlardır. Bunlarda antiferromanyetikliğe geçiş sıcaklığı sınırlı olmaktadır. Ayrıca 100K kadar yüksek kritik sıcaklığa sahip olabilirler (Khurana, 1987).

Yttriyum, baryum ve bakır oksitleriyle oluşturulan alaşımlarında 100K'de süperiletkenlikleri gözlenmiştir. BaO, CuO ve Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> üç parçalı oksit sisteminin faz dengesiyle YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>9-y</sub> süperiletken alaşımı elde edilmiştir ki, bu alaşım 40x30x15 mikron boyutlarında tek kristal oluşumları elde edilmiştir (Khurana, 1987), Şekil (3.3).



Şekil 3.3 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>9-y</sub> kristal yapısı. Yttriyum taralı, bakır siyah, oksijen beyaz, baryum noktalı.

### 3.4 Anderson Teoremi

Alaşımlar oluşturulurken karıştırılan elementlerin manyetik özellikleri doğrultusunda alaşımlara manyetik momentler tutulur. Bu tutulma elementin kendi atomu ile eklenen elementin (safsızlık) atomlarının yer değiştirmesi sonucu olur. Eğer katkı atomları manyetik özellik göstermeyen atomlar ile yer değiştirdiğinde lokalize moment oluşur. Lokalize momentin oluşması için iletim elektronlarının manyetik momentlerle etkileşmeleri gerekmektedir (Crisan, 1989).

Süperiletkene eklenen element manyetik özellik gösteriyor ise süperiletkenlik özelliğini etkiler. Manyetik momentlerin kuvvetli

olması ile manyetik düzensizlik kolaylıkla yenilir ve böylece süperiletkenlik alçak sıcaklıklarda meydana gelir. İletim elektronları ile manyetik atomlar arasındaki yerdeğişim etkileşmesi çift kırılmasını meydana getirir. Spinlere baktığımızda, çift kırılmasının bağlı olmayan spinli elektronların saçılması sonucunda oluştuğu görülür (Crisan, 1989).

Bu lokalizasyon Philip W. Anderson tarafından keşfedildiğinden "Anderson Lokalizasyonu" olarak bilinmektedir (Khurana, 1987). Kuantum mekaniksel olarak elektronu dalga olarak ele almıştık. Anderson'a göre düzensizlik gittikçe kuvvetlenir ise elektron dalga fonksiyonunun doğasında nicelik olarak değişme beklenmesi gerekir. Çok kuvvetli düzensizlikte potansiyel çok derin potansiyel duvarları dağılımı olarak karşımıza çıkar. Böylece dalga fonksiyonu örgü noktalarından başka tarafa eksponansiyel olarak çökmesi karşımıza çıkar. Böylece taban durumu meydana gelir. Bu durum lokalize durumdur (Al'tshuler and Lee, 1988).

Anderson lokalizasyonunun problemi, düzensizlikten dolayı etkileşmeyen elektronların rastgele potansiyellerle saçılmalarıdır. Düzensizlik zayıf olduğunda saçılan elektron dalgası kısa uzunluk ölçeğinde düzlem dalgadır. Uzun uzunluk ölçeğinde ise elektron saçıldığından, dalga düzlem dalga fazından sapar. Düzlem dalga gibi çoğalarak saçılan dalga materyalin her yerinde aynı genlikte olup, genişleyen durumlara neden olurlar. Düzensizlik artarken lokalizasyon durumlarının genişlemesi de mümkündür. Anderson lokalizasyonunda metal-yalıtkan geçişi meydana gelir. Fermi düzeyindeki enerji durumlarının genişlemesine ya da lokalize olmasına bağlı olarak oluşan alaşım metal ya da yalıtıcıdır (Al'tshuler and Lee, 1988).

$La_{2-x}(Sr,Ba)_xCuO_{4-y}$  alaşımını ele alırsak, süperiletkenlik oluşmayan  $x$  değerleri için Anderson Teoremi'ne uygun olarak özelliği yarıiletkenidir. Çünkü herbir elektronu kuvvetli elektron-elektron etkileşmesi nedeniyle örgü kümesinde lokalize olmuşlardır. Bu yalıtma durumunda en yakın komşu elektronların çiftleri daima spin-singlet ( $S=0$ ) durumundadırlar. Fakat, uzun sıra

antiferromanyetikliği yoktur.  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , strontiyum ve baryum ile katkılandığında elektron çiftleri yalıtma durumuna doğru taşınır ve lokalize olmazlar (Khurana, 1987).

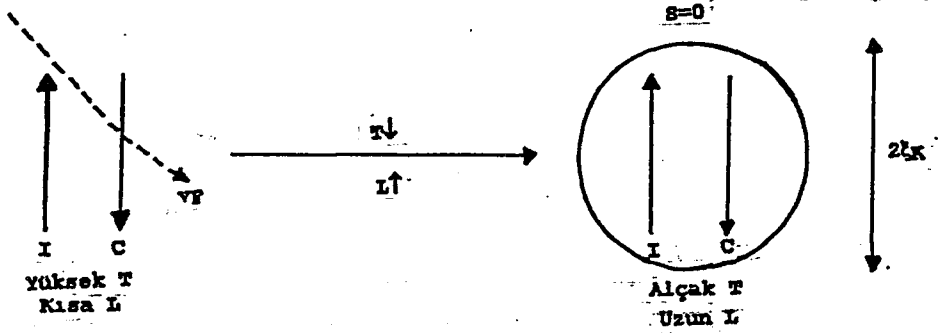
### 3.5 Kondo Olayı

Normal metallerde geçerli olan Kondo olayı süperiletken alaşımlar içinde geçerlidir. Normal metallerde kuvvetli bir etkileşme çeşidi olan elektron-spin etkileşmesi Kondo olayıdır. Süperiletkenlik için ise Kondo olayı, iletim elektronu spinleri ile safsızlıkların lokal momentlerinin antiferromanyetik Heisenberg değişim çift oluşmasını ( $J$ ) kapsayacak şekilde etkileşmesidir, Şekil(3.4).

1963 yılında Jun Kondo, bu etkiyi lokal momentlerin sulu konsantrasyonları ile metallerdeki minimum direnci açıklamak için yaptığı çalışmalarda ortaya çıkardı.  $(|J|/E_F) \ll 1$  deki üçüncü mertebeye karşılık elektronların saçılma oranı hesaplamasıyla, Kondo logaritmik olarak sıcaklık azaltılırken tek manyetik iyon için etkin değişim çift oluşumunun meydana geldiğini belirledi (Cox and Maple, 1995).

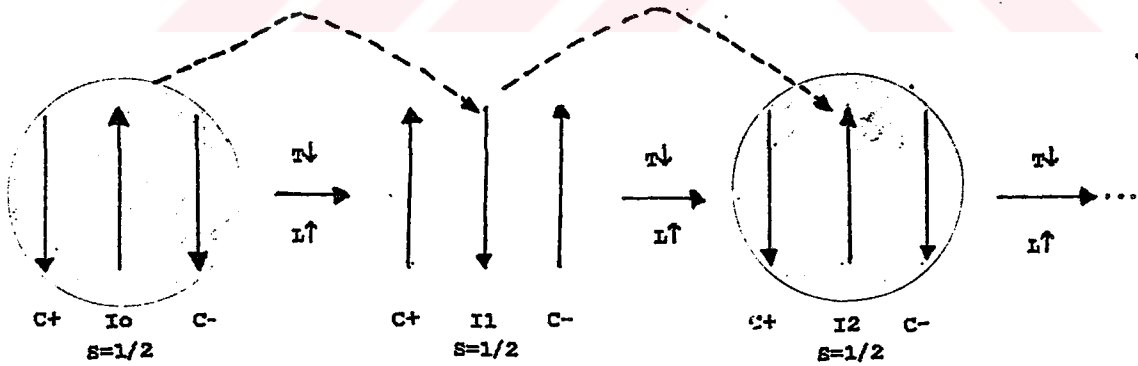
Kondo olayında metalin normal veya süperiletken olmasına bakılmaksızın bir Kondo sıcaklığı ( $T_K$ ) mevcuttur. Normal metalde  $T_K$  Kondo sıcaklığında safsızlıkların davranışı değişir. Süperiletkenlikte ise  $T_K$  Kondo sıcaklığında  $k_B T_K \approx E_F \exp(-E_F/|J|)$  ile verilene eşit olarak genişler ve etkin çift ayrılması ortaya çıkar.

Çift ayrılması durduğu ve çok cisim (many-body) singlet taban durumu  $T=0K$ 'de hakikaten sonsuz olan etkin değişim çift oluşmasıyla şekillenir.  $T$  sıcaklığı azalırken ve  $L$  uzunluğu artarken, singlet oluşumu meydana gelerek, bunun etrafındaki uyarılmalar Landau Fermi sıvısı olarak tanımlanabilir.



Şekil 3.4 Kondo olayı. I safsızlık lokal momentli, C iletim elektronu.

Ayrıca iki kanallı Kondo modeli de vardır. Bu model ile ağır-fermiyon süperiletkenliği açıklanmaktadır. Bu modelle yeni bir etkin spin  $1/2$  oluşur. Spin  $1/2$  lokal momentli, iki aynı dejenere kanallı elektronlarla ( $C_{\pm}$ ) antiferromanyetik olarak çift oluştururlar, Şekil (3.5). Bu spin diğer uzunluklarda iki kanallı çift oluştururlar.



Şekil 3.5 İki kanallı Kondo modeli. I safsızlık lokal momentli,  $C_{\pm}$  iletim elektronu.

Safsızlık etrafındaki elektron bulutu, T sıfıra giderken,  $1/T$  ile değişen perdeleme uzunluğuna sahiptirler. Spin-triplet ( $S=1$ ) iletim elektronu çiftleri ve sınır safsızlık spini tek-frekansta

çift dalga fonksiyonuyla karışır. İki kanallı Kondo modeli Fermi sıvısı uyarım spektrumuna sahip değildir (Cox and Maple, 1995).

### 3.6 Ekzotik Süperiletkenlik

Normal süperiletkenlik oluşumundan farklı olarak süperiletkenlik özelliği gösteren süperiletkenler "ekzotik süperiletkenler" olarak isimlendirilirler. Nadir toprak, aktinid, organik ve oksit bileşiklerinden oluşan alaşımların incelenmesiyle ekzotik süperiletkenlikleri ağır-elektron süperiletkenlikleri, organik süperiletkenler ve yüksek  $T_c$  oksit süperiletkenleridir (Cox and Maple, 1995).

Ekzotik süperiletkenlik BCS Teorisi ile anlatılandan farklı olarak meydana gelir. Ekzotik süperiletkenlik için iki boyuttaki sözde parçacıkların oluşturduğu aniyonik istatistiğe dayanır. Bozonik uyarılma şu üç uyarılmayı kapsar (Batlogg, 1991):

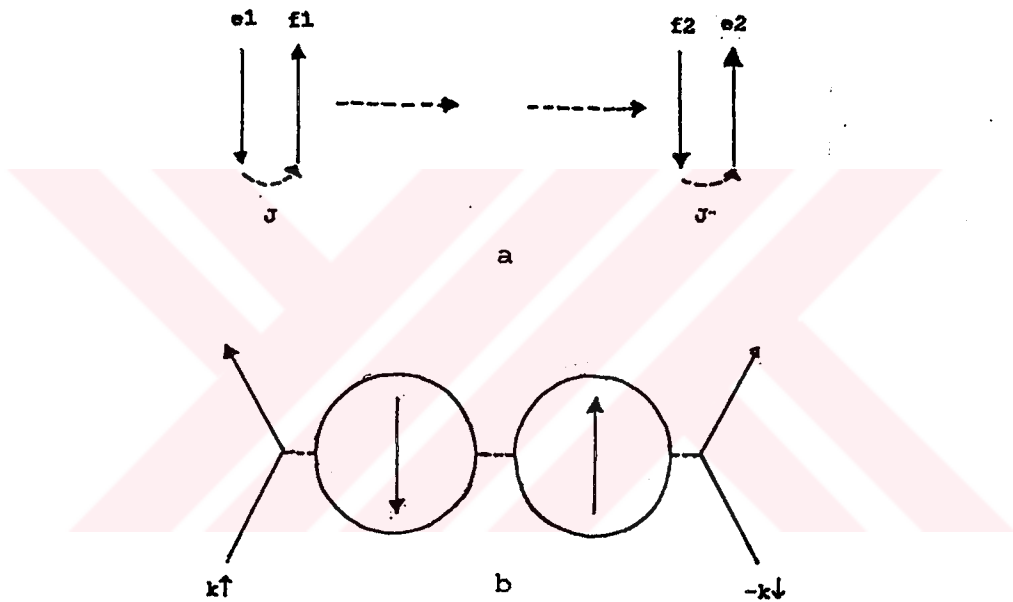
- 1.Oksijenin aniden oluşan polarizasyonu ile birlikte alışılmamış örgü titreşimleri,
- 2.Elektronik uyarılmalar,
- 3.Manyetik uyarılmalar.

Son iki uyarılma fononlarınkinden daha yüksek enerjide meydana gelerek yüksek kritik sıcaklıklara neden olurlar.

BCS Teorisi'nde elektronlar arasında çekim etkileşmesinin sonucu meydana gelen çift durumu spin-singlet ( $S=0$ ) durumudur. Ekzotik süperiletkenler için ise L veya S sıfırdan farklı değerlere sahip olması ile farklıdır. Böylece bunlarda birden fazla süperiletken faz bulunur, Şekil (3.2). Örneğin, He atomları  $S=1$  ve  $L=1$  durumlu çiftler oluşturduklarında en az iki süperiletken duruma geçiş sıcaklığında yapısal bozulma  $^3\text{He}$  süpersıvısında görülmektedir (Cox and Maple, 1995).

Ekzotik süperiletkenlerde fonon etkileşmeleri ile oluşan çift oluşumu geçerli değildir. Ekzotik süperiletkenlerin en önemlileri

olan bakır oksit ve ağır-fermiyon süperiletkenlerinde kısmen zayıf elektron fonon birleşmesi yanında kuvvetli elektronik bağlar nedeniyle çekim tek elektronik sistemde gerçekleşir. Bu antiferromanyetik spin dalgalanmalarının değişmesidir. Hareketli elektronların lokalize moment sisteminde spin dalgalanmalarının değişmesi boyunca çift oluşturdıkları varsayılır. Bakır oksitleri için hareketli taşıyıcılar oksijen holeleri olup, lokal momentler bakır kümelerindedirler. Ağır fermiyon materyalleri için ligand atomları hareketli taşıyıcıları oluştururlar (Cox and Maple, 1995).



Şekil 3.6 Ekzotik süperiletkenlerde antiferromanyetik çift oluşumu.

- a.  $F_1$  kümesinde lokal momentine  $e_1$  elektronunun  $J$  çift değişimi boyunca, bu spin  $f_2$  ikinci kümesi polarize olur,  $e_2$ , diğer elektron için yeterli lokalizasyon yapılıır. İki spin flipleri kapsadığından beri süreç iki magnon biridir.
- b. Tek-band Hubbard modeli. İki spin polarizasyonunda araya giren çift etkileşimine ihtiyaç vardır.

BCS Teorisi'nde meydana gelen çift s-dalgalarının birleşme özellikleri izotropiktir. Fakat yapılan deneyler sonucunda ekzotik süperiletkenlerin birleşme durumu izotropik değildir (Levi, 1993). Alaşım süperiletkenliğe gittiğinde dalga vektörünün Fermi yüzeyinde oluşan enerji aralığına bağlı olduğu görülür. Bu enerji aralığı süperiletken durumda elektron çifti kırılması için gerekli olan enerjidir. s-dalgasında çift oluşursa, enerji aralığı Fermi yüzeyinin her noktasında aynı değeri alır. Bu aynı simetriye sahip

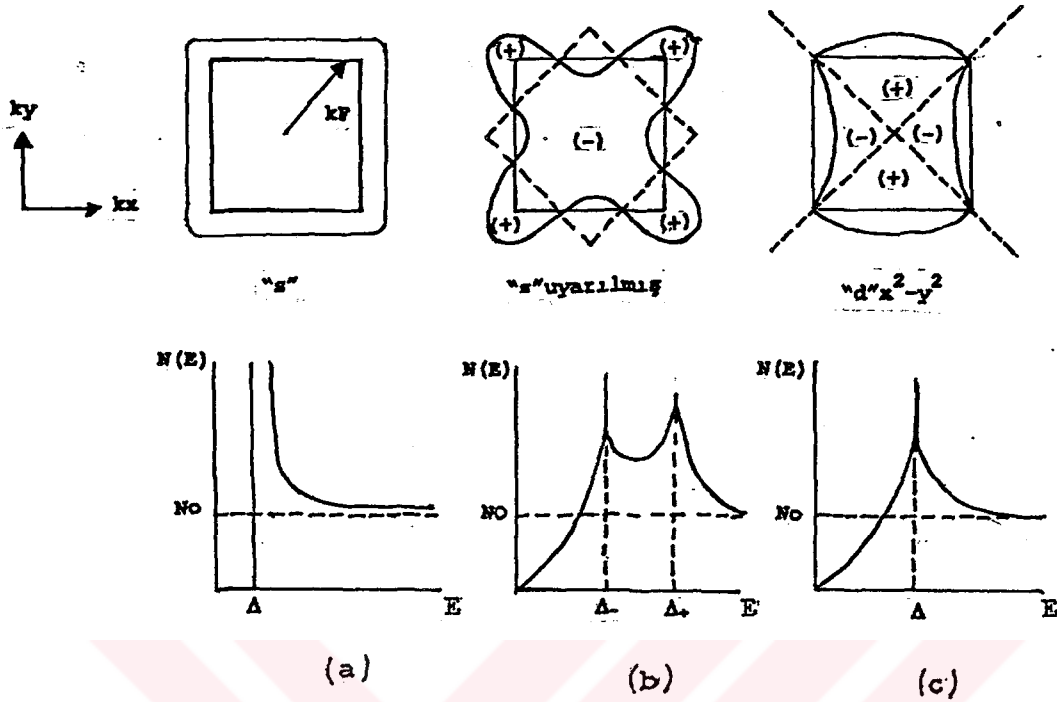
enerji aralığını gerektirir, yani, izotropiktir. Oysa yapılan incelemeler ekzotik süperiletkenlerde anizotropik özellik olduğunu göstermiştir. Anizotropiklik ise elektron çiftlerinin  $d_x^2-y^2$  olarak isimlendirilen d-dalga çiftleşmesini gerektirir. Elektron çifti d-dalga çiftleşme şekline sahip ise,  $\vec{k}$  uzayında aralığın şekli dört yapraklı yoncaya benzer ve  $\cos(k_x a) - \cos(k_y a)$  fonksiyonuyla tanımlanır, Şekil(3.7).  $d_x^2-y^2$  dalga çift oluşumu için süperiletken aralığı  $\vec{k}$  uzayında bazı doğrultularda pozitif ve diğerlerinde negatif ve sıfır oluncaya kadar devam eder. Bu sınırların olması nedeniyle, çiftleşmenin bu tipinin özelliği aralıkta "düşümlerin" bulunmasıdır (Levi, 1993).

### 3.6.1 Ağır-Fermiyon Süperiletkenliği

Ekzotik süperiletkenlerden biridir. Ağır-fermiyon süperiletkenleri [  $CeCu_2Si_2$ ,  $UBe_{13}$ ,  $UPt_3$ ,  $URu_2Si_2$ ,  $UPb_2Al_3$  ve  $UNi_2Al_3$ ] yüksek  $T_c$  bakır oksit süperiletkenleri gibi birim hücreli çok atom içeren kompleks kristal yapıları metalik bileşikler olup, U (uranyum) tabanlıdırlar (Cox and Maple, 1995).

Ağır-fermiyon metallerin hepsi kuvvetli elektronik bağlantıya sahiptirler. Örneğin,  $Ce^{3+}$  iyonu yaklaşık 6eV Coulomb enerjili 4f elektronuna sahip, U iyonu 3-4eV Coulomb enerjili 5f iki-üç elektrona sahiptir. Kuvvetli bağlanmalarla ortalama etkileşme enerjisi d ve f durumlarının ortalama enerjisine geçer. Bu orbitaller boyunca elektron hareketi kısıtlanan iyonlarda zayıf bağlı orbitallere sıçrar.

Bu elementler karıştırılıp alaşım oluşturulduğunda, lokalize orbitalli iyonlar geniş lokalize manyetik momentlere sahip olurlar ve antiferromanyetik durum meydana gelir. Çeşitli ağır-fermiyon materyallerinde antiferromanyetiklik süperiletkenlik ile birlikte bulunur (Cox and Maple, 1995).



Şekil 3.7 Çeşitli çift oluşum simetrisi için tetragonal simetrisi süperiletkenin Fermi yüzeyi aralık fonksiyonları ve durumların yoğunlukları.  $k_z=0$  düzleminde aralık fonksiyonları. Kalın siyah çizgiler Fermi yüzeyidir. Fermi yüzeyinden uzaklık genliktir.  $N(E)$  tek sözde parçacık uyarımları için durumların yoğunluğu,  $N_0$  normal durum değeri, kesikli çizgiler aralık düğüm yüzeyleridir.

- Aralık fonksiyonu sabit olduğunda klasik s-dalga durumu,  $\Delta$  değerli.  $E=\Delta$  enerjisinde  $N(E)$ de kare kök özellik gösterir.
- Uyarılmış s-dalga durumu en yakın komşu kare örgü kümelerinde yerleşen çiftlerden ileri gelir,  $\cos(k_x a) + \cos(k_y a)$ .
- $x^2 - y^2$  simetrisi d-dalga fonksiyonu. Uyarılmış s-dalga ve d-dalga fonksiyonları  $\Delta$  mertebesine yükselen durumlarının lineer yoğunluğuna sahiptirler.

BCS Teorisi'nde çift oluşum mekanizması elektron-fonon etkileşmesidir. Bazı yeni modeller antiferromanyetik spin dalgalanmalarını içerecek şekilde geliştirilmiştir. Bu dalgalanmalar dışında elektron saçılması pertürbasyona (karışıklık) neden olur. İkinci elektron saçılarak, bu doğrultuda spin dalgalanmaları elektronların çift oluşturmaya neden olur (Levi, 1993).

Hubbard modeli bu spin dalgalanmalarını içermektedir. Antiferromanyetik düzenlemeye doğru, materyali taşıyan çift oluşumu  $d_{x^2-y^2}$  durumunda meydana gelir ve yalıtma durumuna sahiptir (Levi, 1993).



Ağır-fermiyon süperiletkenlerinde oluşan enerji aralığı Fermi yüzeyindeki noktalarda veya çizgiler boyunca kaybolur. Çünkü bunlarda çiftler manyetik uyarılmalar sonucu meydana gelir (Batlogg, 1991).

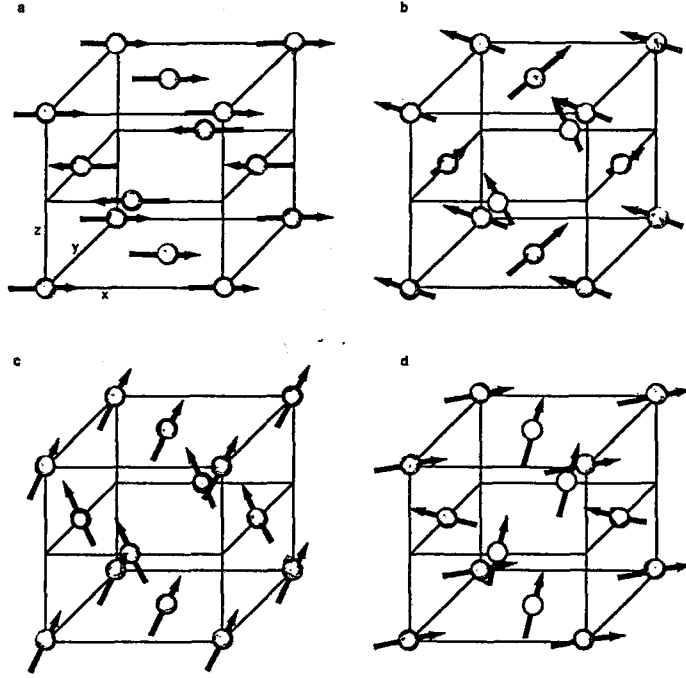
### 3.6.2 Yüksek $T_c$ Bakır Oksit Süperiletkenliği

Ekzotik süperiletkenlerin en önemli çeşiti bakır oksit süperiletkenleridir. Son yıllarda yapılan çalışmaların çoğunda bakır oksit süperiletkenleri kullanılmaktadır. Bunlarda yüksek kritik sıcaklık elde edilmiştir. Bunun içinde yüksek  $T_c$  bakır oksit süperiletkenleri önem kazanmaktadır. Bunların daha çok saf  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , katkılı  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ve  $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-\delta}$  alaşımları incelenmiş ve bu alaşımlarda ortak gözüken iki önemli yapı bulunmuştur. Bunlar;

- 1-  $\text{CuO}_6$  oktahedronları,
- 2-  $\text{CuO}_4$  kareleridir.

Bednorz ve Müller'in öncü çalışmalarından beri, karışık birim hücreli çok atomla tabakalanan bakır oksit süperiletkenlerinin çok çeşitleri bulundu (Geballe, 1993).  $\text{O}^{2-}$  ve  $\text{Cu}^{2+}$  arasındaki bağ hem iyonik hem de kovalent özelliğe sahiptir. Cu 3d ve O 2p orbitallerine sahiplerdir. Bileşik valanslarının orijini 3d ve 2p düzeylerinin enerjisine yakın olur. Elektronik durumları ise hem 3d hem de 2p özelliklerine sahiptirler (Batlogg, 1991).

Bakır oksitli alaşımlara tek elektron teorisine dayanarak anlaşılamadığı için "Mott yalıtkanları" adı verilmektedir. Alaşımdaki küçük değişikliklerle bu yalıtkanlar taşıyıcılara yüksek bağlılıkları ile iletkenlik şekline katılabilirler. Diğerlerinden farklı olarak normal durum özelliklerine sahiptirler (Geballe, 1993). Bakırın spin konfigürasyonları Şekil (3.8)'de gösterilmektedir (Lounasmaa, 1989).



Şekil 3.8 16nK'de bakır çekirdeğinin spin konfigürasyonları,  
 a. Sıfır alanda spin düzenlemesi,  
 b. [001] kristalografik doğrultuya paralel 0.15mT alanda,  
 c. [001] paralel ve 0.25mT kritik alanına yakın alanda,  
 d. [011] doğrultusunda ve 0.05-0.25 arasındaki alanda düzenleme.

Süperiletken bakır oksitlerin katkısız bileşikleri manyetik özellikleri iyi anlaşılan manyetik yalıtıcılardır. Dolu  $\text{Cu}^{2+} 3d^9$  kabuğunun manyetik momentleri iki boyutlu kare örgüde spin 1/2 Heisenberg sistemini şekillendirirler.  $J$  kuvvetli antiferromanyetik süperdeğişimi komşu Cu kümeleri arasındaki baskın etkileşim oluşur.  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , 330K Néel düzenlenme sıcaklığında beklenen kuantum olayları incelenmiş ve hem statik süseptibilite hem de spin uyarılmaları klasik modelle açıklanmıştır (Batlogg, 1991).

Manyetik özelliklerin değişmeye başlaması üzerine incelemeler yapılır. Statik süseptibilite yerleşik  $\text{CuO}_2$  tabakalarının sayısının artmasıyla artar (Batlogg, 1991). Bakır oksitlerinin tabakalı yapıları normal durumda elektronik özellikleri etkilemez. Fakat süperiletken durumda etkilidir.  $\xi$  uyum uzunluğu ve  $\lambda$  sızma derinliği için değerlerin  $\text{CuO}_2$  düzlemlerine hem paralel hem de dik olduğu deneysel ölçümlerle kanıtlanmıştır. Bu uzunluk büyüklükleri yeterince kuvvetli olup, materyalin özelliklerini belirlerler.

Bakır oksitler 2. tip süperiletkendirler ( $\lambda/\xi \gg 1$ ).  $T_c$  yakınında  $\xi$  ( $T=0K$ ) elektronun ortalama serbest yolundan daha kısadır ( $100-200A^\circ$ ), (Batlogg, 1991).

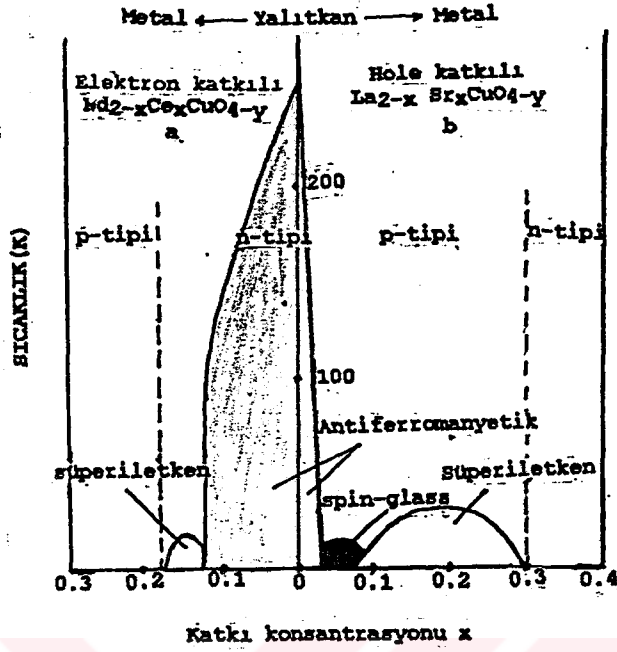
Bakır oksitlerde normal durum Fermi sıvısı özelliğinde değildir. Sözde parçacıkların olması sözde parçacıkların çökme oranının sıcaklık ve enerji azalması ile yok olmasını gerektirir. Metallerde bu, elektriksel dirençle sonuçlanırken, bakır oksitlerde direnç sıfıra giderken sıcaklıkla lineer olarak değişir (Cox and Maple, 1995).

Bakır oksit oluşurken oksitlerin elektronik özelliklerine göre çift oluşumu bir oksijenden bakırın yanına bir elektron transferi lokalize uyarılması ile olur. Böyle bir uyarılma bakır d düzeylerinin, oksijen p düzeylerine enerjideki yakınlığı nedeniyle meydana gelir. Bu da sıkı bağlı elektron-hole çifti yani, eksitondur. Bağlanma, elektron yoğunluğu düşük, bakır-oksijen mesafesi kısa ve Coulomb etkileşmesi etkilenmediği için kuvvetlidir (Khurana, 1987).

Metallerin süperiletkene dönüşmesi yük ve serbestlik derecesi dinamiği ile ilgilidir. Bu tür metaller genellikle yalıtkan antiferromanyetiklerinde ortaya çıkar (Batlogg, 1991).

Bakır oksitlerinde lokalize elektronik durum oluşumuna eğilim vardır.  $La_2CuO_4$  alaşımını ele alırsak, bu alaşım metalik yalıtkan taban durumunu oluşturur.  $La^{3+}$  için  $Sr^{2+}$  katkılı oksijenin p bandına holeler toplanarak süperiletkenlik oluşurken,  $Nd_2CuO_4$   $Nd^{3+}$  için normal  $Ce^{4+}$  katkılması elektron katkısını arttırarak süperiletkenliğe neden olur, Şekil (3.9).

Bakır oksitlerin süperiletkene dönüşmesi için iki yaklaşım vardır. Birinci yaklaşım, kuvvetli çiftleşme teorisidir. Bu teori NMR ve nötron saçılması verileri ile geliştirilen spin dalgalanması spektrumu kullanılarak gözlenmiş elektron-elektron çekimidir.



Şekil 3.9 Sıcaklık-katkılı konsantrasyon faz grafiği.

a. Elektron katkılı  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ .

b. Hole katkılı  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ .

Bu yaklaşıma diğer modelde Hubbard tarafından önerilmiştir. Bu tek band modeli olup, bandın orijini bakır-oksijen orbitallerinin karışımı olarak ele alınır ve spin uyarılma spektrumunu oluşturur. İkinci yaklaşım ise yük değişim beklentisidir. İlk süperiletkenlerin çoğu pozitif Hall katsayısına sahiptirler (Cox and Maple, 1995).

$\text{La}_2\text{CuO}_4$  alaşımını incelersek, Fermi yüzeyinde bir aralık oluştuğunda kristalin yapısal oluşumu nedeniyle yarıiletkendir. Band yapısı iki boyutlu karaktere sahip olup Cu-O, oktahedral düzlemine dik çok az genişleme vardır, hem de Fermi yüzeyi 2p (Oksijen) ve  $3d_{x^2-y^2}$  (Bakır) düzeyleri nedeniyle hibridize durumlarında bulunur. Kuvvetli elektron-fonon etkileşmesi nedeniyle Fermi yüzeyi "küre" özelliğine sahiptir. Birim hücre ile Fermi yüzeyindeki aralığın birleşmesi yapısal faz dönüşümüne neden olarak sistem süseptibilitesini oluştururlar (Khurana, 1987).

(Ba,Sr)<sub>x</sub>La<sub>2-x</sub>CuO<sub>4-y</sub> alařımında John-Teller mesafesi Fermi enerjisi ařađısına  $d_z^2-p$  bandını dūřurur. Bu olay elektron-elektron etkileřmeleri ile nōtralize olur.  $d_z^2-p$  bandı enerjisine katılır ve hem  $d_x^2-y^2-d$  hem de  $d_z^2-p$  bandları Fermi yūzeyi ūzerinde bulunurlar. Yūksel kritik sıcaklık, iki band arasında elektronların sađılması nedeniyle fonon çiftleřmesi yūkselmesine bađlıdır (Khurana, 1987).

Tetragonal ve ortorombik yapılar arasında kristal yapılanma dōnūřümü sıcaklıđı azaltır. Elektronik ūzellikler iēin bu dōnūřūm ūnemi aēık deđildir. La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> alařımı ūzerinde yapılan incelemeler sonucu mod yani, fazdaki titreřim bir bakır atomu etrafında dōrt oksijen atomu bulunduđunda Fermi yūzeyine yakın elektronların bulunması gerekir. Bu modun frekansı kaybolduđunda yapısal dōnūřūm henūz olmamıřtır. ēūnkū bu modun frekansı kuvvetli elektron-fonon etkileřmesi nedeniyle ūnemsiz būyūklūktedir. Baryum ve strontiyum gibi divalent atomla La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> katkılандıđında Fermi yūzeyinin řekillenmesi bozulur. Bōylece yapısal dōnūřūm ortadan kaldırılır ve yūksel kritik sıcaklıđa neden olan kuvvetli çift etkileřmesi genelleřir (Khurana, 1987).

Oksitlerde çiftleşme alēak-frekans fononları ile meydana gelmez. Elektron gaz plazmasının titreşiminin kuantumu olan plazmonlar tarafından gerēekleřerek çiftleşme etkileşimine katkıları ūnemlidir.

Bakır oksitleri katkılanmadan ūnce elektron spinleri nedeniyle antiferromanyetik dūzenlemeye sahiptirler. Fakat katkılандıklarında bu dūzenleme kaybolur. d-dalga durumu gibi ekzotik çift oluřumu durumu safsızlık sađılmasına hassastır. Fakat bakır oksitlerin davranıřının katkı dūzeylerine ēok kuvvetle bađlı olmadıđı gōrūlūr. Bakır spinlerinin kısa aralık antiferromanyetikliđi spin dalgalanmalarını gōsterir. ēūnkū bakır spinleri yeterince kısa mesafe etrafında kendilerine donmuř dūzenlemeye sahip spinlerdir. Bōylece d-dalga çifti yanında  $d_x^2-y^2$  dalga çifti de sūperiletkenlik durumunda rol oynar.  $d_x^2-y^2$  çift oluřumu ise enerji aralıđında

düğümlerde görülür. Böylece elektron çiftlerinin çoğu kırılmış durumdadır (Levi, 1993).

Bu konuda Anderson tabakalar arasında Josephson çift tünellemesi ve her bir bakır oksit tabakasında elektronların BCS tipi çift oluşumu meydana geldiğini söyler. Bu modelle süperiletkenlik enerji aralığının anizotropik olduğu bir kez daha vurgulanır (Levi, 1993).



#### 4. SONUÇ VE TARTIŞMA

Katıhal fiziğinde yapılan çalışmaların çoğu alçak sıcaklık fiziğinde yapılmıştır. Alçak sıcaklık fiziği kuantum sıvısı olarak adlandırılan Helyum sıvısı ve süperiletkenlik konularını içermektedir.  $^3\text{He}$  ve  $^4\text{He}$  olan Helyum izotopları belirli bir sıcaklığa soğutulduğunda birbirlerinden ayrı ve çok farklı fiziksel özellikler göstermektedirler. Bunun nedeni ise  $^3\text{He}$  atomlarının elektronlar gibi Fermi-Dirac dağılımına,  $^4\text{He}$  atomlarının ise Bose-Einstein dağılımına uymalarıdır.

Süperiletkenlik ise bazı elementlerin ve alaşımların belirli bir sıcaklığın altına soğutulduğunda akımı dirençle karşılaşmadan geçirerek ve elektriksel iletkenlikleri sonsuz olurken, içlerindeki manyetik akıyı mükemmel bir diamanyetiklik özelliği göstererek dışarı itmeleridir. Bu diamanyetik özellik göstermeleri Meissner olayı olarak tanımlanır.

BCS Teorisi ile ilk temel ilkelere dayanarak süperiletkenlik açıklanmıştır. BCS Teorisi, eşit ve zıt momentum ile spine sahip elektronların çekici bir elektron-fonon etkileşmesi ile birleşerek Cooper çiftleri olarak bilinen elektron çiftlerini oluşturdukları ve böylece bunların, sözde parçacıkları oldukları ve bozonlar oldukları söylenir. Cooper çifti oluşturan elektron çiftleri daima spin singlet ( $S=0$ ) durumunda olup, s-dalgası mevcuttur. Cooper çiftlerinin yoğunlaşması ile Fermi enerjisinde bir enerji aralığı oluşmaktadır. Enerji aralığı izotropik olup, Fermi yüzeyinin üzerinde her noktada aynı değeri alır. Süperiletken enerji aralığının enerjisi kadar bir enerji ile uyarılmadıkça süperiletken özelliğini korur. Elektron çiftleri kuantlandığından elektron çiftinin  $\emptyset$  dalga fonksiyonu çifti oluşturan elektronların dalga fonksiyonlarının çarpımıdır.

London Teorisi ile süperiletkenlik için önemli olan sonuçlara varılmıştır. Manyetik alan süperiletken içerisinden sızma derinliği olarak tanımlanan  $\lambda$  kadar bir derinlikte kalarak dışarı atılır. Bu sızma derinliği sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir. Süperiletken

sahip olduğu yüzey akımı ile içersindeki manyetik akıyı sıfırlar ve mükemmel diamanyetik özellik gösterdiği görülür.

Süperiletkende akım süperelektronlar ile taşınır. Burada önemli olan elektron çiftlerinin kütle merkezinin hareketi olup, Cooper çifti kütle merkezinin hareketi ile yerdeğıştirerek akım taşınır. Bu yerdeğışimi momentum değışimi olmadan saçılmayı gerektirir.

İki tip süperiletkenlik vardır. Bu anlattıklarımız genelde I.tip süperiletkenler içindir. II.tip süperiletkenler ise Meissner olayının farklı olarak oluşmasıyla değışiktirler. Süperiletken alaşımlar II.tip süperiletkendirler. Ayrıca II.tip süperiletkenlerin yüzey enerjileri eksidir ve sızma derinliğı uzun, uyum uzunluğı kısadır.

Saf haldeyken bazı elementler süperiletkenlik özelliğı göstermezler. Ancak katkılандıklarında yani alaşım oluşturdıklarında süperiletkenlik özelliğı gösterirler. Basit metallerin çoğı süperiletkenlik göstermez. Alkali veya asil metallerin hiçbiri ve II.gruptaki elementlerin birkaçı süperiletkendirler. Elementler belirli oranlarda katkılандığında süperiletkenlik özelliğı göstermektedirler. Örneğın,  $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-y}$  gibi.

Alaşımların süperiletkenlikleri BCS Teorisi ile açıklanan süperiletkenlikten farklı olarak meydana gelir. Bu nedenle bu süperiletkenlere "ekzotik süperiletkenler" denir. Genelde, ekzotik süperiletkenlerde yüksek  $T_c$  sıcaklığı elde edilir. Son yıllarda bu konu üzerine yapılan çalışmalarda daha çok ağır-fermiyon süperiletkenliğı ve yüksek  $T_c$  bakır oksit süperiletkenliğı üzerinde yapılmaktadır.

Süperiletken alaşım oluşturmak için katkılanan elementin manyetik özellikleri süperiletkenliğı etkiler. Bu "Anderson Teoremi" olarak bilinir. Manyetik momentlerin kuvvetli olması ile manyetik düzensizlik azalırken süperiletkenlik alçak sıcaklıklarda meydana gelir. Böylece Fermi düzeyindeki enerji durumları genişler.



İletim elektronu spinleri ile safsızlıkların lokal momentlerinin çift oluşturacak şekilde etkileşmesi Kondo olayıdır. Kondo olayında metalin normal veya süperiletken olup olmamasına bakılmaksızın mevcut olan Kondo sıcaklığında safsızlıkların davranışı değişerek enerji aralığı genişler. Bu da etkin çift kırılmasına neden olur. Ağır-fermiyon süperiletkenliğinin açıklandığı iki kanallı Kondo modeli de vardır. Bu modelde iki aynı dejenere kanallı elektronlarla antiferromanyetik olarak çift oluşur.

Yukarıda anlatıldığı gibi oluşan çiftler için L veya S sıfırdan farklı değerlere sahiptir. Bu yüzden enerji aralığı anizotropiktir. Anizotropiklik elektron çiftlerinin  $d_x^2-y^2$  olan d-dalgasına sahip olmaları nedeniyle ortaya çıkar. Çift oluşması, antiferromanyetik spin dalgalanmalarının değişmesi sonucu olan etkileşimdir.

Üzerinde yoğun çalışmaların yapıldığı ağır-fermiyon süperiletkenliğinde çiftler manyetik uyarılmalar sonucu meydana gelir. Elektron saçılması karışıklığa neden olurken, ikinci elektron saçılarak spin dalgalanmaları antiferromanyetik olarak çift oluştururlar.

Yüksek  $T_c$  süperiletkenlerinin önemli bir kısmında, bakır oksit katkılanmış alaşımlar yer almaktadır. En çok saf  $La_2CuO_4$ , katkılı  $La_{1-x}Sr_xCuO_4$  ve  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  alaşımları incelenmiştir. Bunlarda süperiletkenliğin oluşması elektron-elektron etkileşmesi yanında spin dalgalanmalarının da olmasındandır. Süperiletkenlik meydana gelirken Fermi yüzeyinin şekillenmesi bozulur. Bu da kuvvetli çift etkileşmesini oluşturarak yüksek kritik sıcaklığa neden olur. Yani, Fermi yüzeyi üzerinde bulunan  $d_x^2-y^2$ -d ve  $d_z^2$ -p bandları arasında elektronların saçılması nedeniyle fonon çiftleşmesinin yükselmesi yüksek kritik sıcaklığı etkiler. Ayrıca tetragonal ve ortorombik yapılar arasında kristal yapılanma dönüşümü sıcaklığı azaltır.

Materyallerin geçiş sıcaklığının azaltılması için çalışmalar yapılmaktadır. Çalışmalar IBM (International Business Machines), APS (American Physical Society) ve MMS-high  $T_c$  (Materials and Mechanism of

superconductivity / high-Tc superconductivity) gibi kuruluşlar tarafından yürütülmektedir (Rowell, 1988). Son yapılan çalışmalar YSZ (Yitrium dengelenmiş zirkonya) gibi yitriumlu bileşikler ve La-BaCuO bileşikleri kullanılmaktadır (Fukutomi et.al, 1994). Bu çalışmalarla süperiletkenlik özelliklerinde farkedilir gelişmeler elde edilmiştir. Elde edilen gelişmelerin en önemlisi materyallerin süperiletkenlik özelliğini oda sıcaklığına yakın kritik sıcaklıkta göstermeleridir. Çünkü, oda sıcaklığında süperiletken olan materyaller günümüzdeki enerji sorununa çare olmaktadır. Süperiletken ile yapılan elektrik hatlarında kayıplar önemli derecede azalarak maliyeti de düşecektir. Ayrıca süperiletkenler tıp alanında kullanılan SQUIDlerde, bolometrelerde ve resonatörlerde kullanılmaktadır. Bu yüzden süperiletken alaşımlar konusunda yapılan çalışmalar önem kazanmaktadır.



## KAYNAKLAR DİZİNİ

- Al'tshuler, B.L. and Lee, P.A., 1988, Disordered Electronic System, Physics Today, vol.41, 36-44p.
- Ashcroft, N.W. and Mermin, N.D., 1976, Solid State Physics, International Edition, Cornell Uni., 826p.
- Bardeen, J., 1990, Superconductivity and Other Macroscopic Quantum Phenomena, Physics Today, vol.43, 25-31.
- Battlog, B., 1991, Physical Properties of High-Tc superconductors, Physics Today, vol.44, 44-50p.
- Blakemore, J.S., 1985, Solid State Physic, Second Edition, Cambridge University Press, 506p.
- Cox, D.L. and Maple, M.B., 1995, Electronic Pairing in Exotic Superconductors, Physics Today, vol.48, 32-40p.
- Crisan, M., 1989, Theory of Superconductivity, World Scientific, 298p.
- Durlu, T.N., 1992, Katıhal Fiziğine Giriş, Ankara Üniversitesi, 313s.
- Elliot, R.J. and Gibson, A.F., 1986, An Introduction to Solid State Physics and Its Applications, English Language Book Society and Macdillon, 344p.
- Fukutomi, Aoki, Komori, Tanaka, Asano and Maeda, 1994, Control of Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Stabilized ZrO<sub>2</sub> Thin Film Orientation by Modified Bias Sputtering, Thin Solid Film, vol. 239, 123-126p.
- Geballe, T.H., 1993, Superconductivity: From Physics to Technology, Physics Today, vol.46, 52-56p.
- Işın, A., 1977, Alçak Sıcaklıklar Fiziği, Çağdaş Fizik, 46-48s.
- Jansen, H.J.F., 1995, Electronic Structure Calculations for Magnetically Ordered System, Physics Today, vol.48, 50-55p.

- Levi, B.G., 1993, In High-Tc Superconductors, Is d-Wave the New Wave?, Physics Today, vol.46, 17-20p.
- Lounasmaa, O.V., 1989, Nuclear Magnetic Ordering at Nanokelvin Temperature, Physics Today, vol.42, 26-33p.
- Khurana, A., 1987, Superconductivity Seen Above the Boiling Point of Nitrogen, Physics Today, 17-23p.
- Omar, M.A., 1975, Elementary Solid State Physics, Addison-Wesley Publishing Company, 658p.
- Pobell, F., 1993, Solid State Physics at Microkelvin Temperature: Is Anything Left to Learn?, Physics Today, 34-40p.
- Rose-Innes, A.C. and Rhoderick, E.H., 1988, Introduction to Superconductivity, Second Edition, University of Manchester Institute of Science & Technology, vol.6, 237p.
- Rowell, J.M., 1988, Superconductivity Research: A Different View, Physics Today, vol.41, 38-46p.
- Röthlein, B., 1987, Süperiletkenlik, Bilim ve Teknik, 48, 3-7s.
- Schrieffer, J.R., 1992, John Bardeen and the Theory of Superconductivity, Physics Today, vol.45, 46-53p.