

Süperiletkenlikte Termodinamik Özelliklerin İncelenmesi

Ikram Imane Kouachi

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Temmuz 2020

PDF Eraser Free

Analysis of Thermodynamic Properties in Superconductivity

Ikram Imane Kouachi

MASTER OF SCIENCE THESIS

Department of Physics

July 2020

Süperiletkenlikte Termodinamik Özelliklerin İncelenmesi

Ikram Imane Kouachi

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca
Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Bilim Dalında
YÜKSEK LİSANS TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: Doç. Dr. Ömer ÖZBAŞ

Temmuz 2020

PDF Eraser Free

ETİK BEYAN

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kılavuzuna göre, Doç. Dr. Ömer ÖZBAŞ danışmanlığında hazırlamış olduğum “Süperiletkenlikte Termodinamik Özelliklerin İncelenmesi” başlıklı YÜKSEK LİSANS tezimin özgün bir çalışma olduğunu; tez çalışmamın tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; tezimde verdiğim bilgileri, verileri akademik ve bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olarak elde ettiğimi; tez çalışmamda yararlandığım eserlerin tümüne atıf yaptığımı ve kaynak gösterdiğimi ve bilgi, belge ve sonuçları bilimsel etik ilke ve kurallara göre sunduğumu beyan ederim. 09/07/2020

Ikram Imane KOUACHI

İmza

ÖZET

Bu tez çalışmasında, klasik süperiletkenlerin termodinamik özellikleri araştırılmıştır. Ayrıca, bu termodinamik özelliklerin klasik olmayan süperiletkenlerde nasıl değiştiği incelenmiştir.

Klasik bir süperiletkenin elektronik öz ısı, normal durumdan süperiletken duruma geçtiği kritik sıcaklıkta T_c , ani bir artış ortaya koyar. Öz ısısının kritik sıcaklık altındaki davranışı Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) teorisinin öngördüğü üstel bağımlılık fonksiyonuyla açıklanır. Bu özellik, klasik olmayan süperiletkenlerin elektronik öz ısısının, kritik sıcaklık değerinde böyle bir artış sergilediği; ancak, örgünün fonon katkısının büyük olması nedeniyle değerlendirilmesini zorlaştırmaktadır. Bu zorluk, süperiletken malzemenin kritik sıcaklık altındaki davranışı, BCS teorisinin üstel fonksiyon tanımlamasına tam olarak uymaması şeklinde ortaya çıkıyor. Son zamanlardaki çalışmalar, klasik olmayan süperiletkenlerin davranışlarını açıklamak için daha genel, BCS teorisi benzeri bir teori bulmayı önermektedir.

Bu çalışma, süperiletkenlik alanındaki önceki teorik bulguları analiz ederek, ampirik araştırmaları kullanarak, gerçekleştirilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Süperiletkenlik, Kritik Sıcaklık, Termodinamik Özellikler, Öz Isı, Yüksek Sıcaklık Süperiletkenliği.

SUMMARY

This study explores the thermodynamic properties of conventional superconductors. It also examines how these thermodynamic properties vary in unconventional superconductors.

This study concluded that the electronic specific heat of a conventional superconductor exhibits a jump at the transition temperature from a normal to a superconducting value. Its behavior below the transition temperature follows the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory's exponential dependence. It further concluded that the electronic specific heat of unconventional superconductors exhibits a jump at the transition temperature as well; however, it is harder to assess because of the large phononic contribution of the lattice. Its behavior below the superconducting material's transition temperature does not quite fit the BCS theory's exponential description, as well as conventional superconductors, do. This study recommends finding a more generic BCS theory-like theory to explain unconventional superconductors' mechanisms.

This study was carried by analyzing previous theoretical findings in the field of superconductivity as well as making use of empirical researches.

Keywords: Superconductivity, Critical Temperature, Thermodynamic Properties, Specific Heat, High-Temperature Superconductivity.

TEŞEKKÜR

Tüm sarsılmaz desteği ve iç görülü rehberliği için son derece minnettar olduğum danıőmanım Doç. Dr. Ömer ÖZBAŞ'a en derin minnettarlığımı sunarım.

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyelerine, derslerim süresince verdikleri destekleri ve akademik tartıőmaları için teşekkür ederim.

Son olarak, bu yolculuk boyunca her zaman destek gösteren aileme ve arkadaşlarıma en içten teőekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	vi
SUMMARY	vii
TEŞEKKÜR	viii
İÇİNDEKİLER	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ VE AMAÇ	1
2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI	2
3. SÜPERİLETKENLİĞE GİRİŞ	3
3.1. Tarihçesi.....	3
3.2. Direnç ve Geçiş Sıcaklığı.....	7
3.3. Manyetikleşme.....	10
3.4. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler.....	13
4. SÜPERİLETKENLİK TEORİLERİ	14
4.1. London Denklemleri ve Nüfuz Derinliği.....	14
4.2. Ginzburg-Landau Teorisi.....	17
4.2.1. Ginzburg-Landau serbest enerjisi.....	17
4.2.1.1. <u>Manyetik alan yokluğunda, ψ sabittir</u>	18
4.2.1.2. <u>Düzen parametresi değiştiğinde</u>	20
4.2.1.3. <u>Uygulanan manyetik alan $\vec{B}(r)$, varlığında</u>	20
4.2.2. Ginzburg-Landau diferansiyel denklemleri.....	21
4.2.3. Ginzburg-Landau karakteristik uzunlukları.....	23

İÇİNDEKİLER (devam)

Sayfa

4.3. BCS Teorisi.....	30
4.3.1. Cooper çiftleri.....	30
4.3.2. Hamiltonyen ve temel durum dalga fonksiyonu.....	34
4.3.3. Kanonik dönüşümle çözüm.....	35
4.3.4. Enerji aralığı ve kritik sıcaklık.....	36
5. KLASİK SÜPERİLETKENLİKTE TERMODİNAMİK ÖZELLİKLER.....	38
5.1. Öz Isı.....	38
5.1.1. Geçiş sıcaklığının üzerinde öz ısı.....	38
5.1.2. Geçiş sıcaklığında öz ısı.....	42
5.1.3. Geçiş sıcaklığının altında öz ısı.....	43
5.2. Termodinamik Değişkenler.....	45
5.3. Bir Normal İletkenin Termodinamiği.....	46
5.4. Bir Süperiletkenin Termodinamiği.....	48
5.4.1. Manyetik alan yokluğunda süperiletkenin termodinamiği.....	53
5.4.2. Manyetik alan varlığında süperiletkenin termodinamiği.....	54
6. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLİĞİ.....	58
6.1. Yeni Süperiletkenlere Genel Bakış.....	58
6.1.1. Ağır fermiyon süperiletkenleri.....	58
6.1.2. Bakır oksit süperiletkenleri.....	59
6.1.2.1. $La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ bileşikleri.....	59
6.1.2.2. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşikleri.....	61
6.1.2.3. <u>Bi- Tl- ve Hg- bileşikleri</u>	62
6.1.3. Fulleritler ve Fulleridler.....	63
6.1.4. Magnezyum dibor.....	64
6.1.5. Organik süperiletkenler.....	65
6.2. Yüksek Sıcaklık BCS Teorisi.....	66
6.2.1. Cooper çiftleri.....	66

İÇİNDEKİLER (devam)

Sayfa

6.2.2. Tekli çift yapılandırması.....	67
6.2.3. Parçacık-hol karışımı.....	68
6.2.4. Güçlü çiftlenim.....	68
6.2.5. Antiferromanyetizma eğilimleri.....	69
6.3. Bazı Yeni Süperiletkenlerin Öz Isıları.....	69
6.3.1. Ağır fermiyon süperiletkenlerinin öz ısısı.....	69
6.3.1.1. <u>Normal durumun öz ısısı</u>	69
6.3.1.2. <u>Süperiletken durumun öz ısısı</u>	73
6.3.2. Kupratların öz ısısı.....	73
6.3.2.1. <u>Geçiş sıcaklığı altındaki öz ısı</u>	74
6.3.2.2. <u>Geçiş sıcaklığında öz ısı</u>	79
6.3.2.3. <u>Geçiş sıcaklığının üzerinde öz ısı</u>	82
6.3.3. Fulleridlerin öz ısısı.....	84
6.3.4. Magnezyum diboron öz ısısı.....	85
6.3.4.1. <u>Yüksek sıcaklıkta öz ısı</u>	85
6.3.4.2. <u>Düşük sıcaklıkta öz ısı</u>	87
6.3.5. $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2 \text{X}$ formdaki organik süperiletkenlerin öz ısısı.....	88
6.3.5.1. <u>Organik süperiletken $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2 \text{Cu}(\text{NCS})_2$</u>	88
6.3.5.2. <u>Organik süperiletken $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2 \text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$</u>	90
7. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	92
8. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	94
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	97

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Normal bir iletkenin direncinin sıcaklığa bağımlılığı ve K. Onnes tarafından çizilen, civanın sıcaklığa karşı tarihsel direnç grafiği.....	8
3.2. (a) Uzun, ince bir silindir şeklinde ideal I. tip süperiletkenin mıknatıslanma alan grafiği (b) II. tip süperiletkenin mıknatıslanma grafiği. $H_{c1} = B_{c1}/\mu_0$ ve $H_{c2} = B_{c2}/\mu_0$ arasında numune karışık (girdap) durumdadır.....	12
3.3. I. tip ve II. tip süperiletkenlerin davranışı.....	13
4.1. (a) $T = 1.3T_c$ ($a > 0$) ve (b) $T = 0.7T_c$, $T = 0.8T_c$ ve $T = 0.9T_c$ ($a < 0$) durumları için Ginzburg-Landau serbest enerji grafikleri.....	19
4.2. Elektron tüneli ile belirlendiği üzere Alüminyumun (Al) sıcaklığa bağlı enerji aralığı.....	37
5.1. Fonon öz ısı C_{ph} davranışı.....	40
5.2. Cu ve Pb için deneysel verilerle karşılaştırıldığında Debye modelindeki fonon öz ısısının sıcaklığa bağımlılığı.....	41
5.3. Normal durumda çeşitli metallerin düşük sıcaklık öz ısısı.....	42
5.4. Alüminyumdaki normal durum değerlerine kıyasla öz ısı atlaması grafiği.....	44
5.5. Normal ve süperiletken öz ısılarının sıcaklığa bağımlılığı.....	51
5.6. Normal ve süperiletken entropilerin sıcaklığa bağımlılığı.....	51
5.7. Normal ve süperiletken entalpilerin sıcaklığa bağımlılığı.....	52
5.8. Normal ve süperiletken serbest enerjilerin sıcaklığa bağımlılığı.....	52
5.9. Normal ve süperiletken öz ısılarının zayıf manyetik alan altında sıcaklığa bağımlılığı.....	56
5.10. Normal ve süperiletken entropilerin zayıf manyetik alan altında sıcaklığa bağımlılığı.....	56
5.11. Normal ve süperiletken entalpilerin zayıf manyetik alan altında sıcaklığa bağımlılığı.....	57
5.12. Normal ve süperiletken serbest enerjilerin zayıf manyetik alan altında sıcaklığa bağımlılığı.....	57
6.1. UPt_3 'ün kristal yapısı.....	59
6.2. $La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ 'in kristal yapısının gövde merkezli tetragonal birim hücresi.....	60
6.3. (a) $\delta = 0$ ve (b) $\delta = 1$ için $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 'un kristalografik birim hücrelerinin şematik gösterimi.....	62

ŞEKİLLER DİZİNİ (Devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
6.4. CuO_2 için $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$, $n = 1, 2, 3$ bileşiklerinin ideal kristal yapısı.....	63
6.5. C_{60} molekülü.....	64
6.6. MgB_2 'nin kristal yapısı.....	65
6.7. TMTSF yapısı.....	66
6.8. UBe_{13} 'ün normal durumundaki öz ısı verileri.....	70
6.9. UAl_2 için öz ısı verileri.....	71
6.10. Uygulanan farklı alanlarda UAl_2 için öz ısı verileri.....	71
6.11. UAl_2 'nin düşük sıcaklıkta 0 – 17 T arasındaki öz ısısı.....	72
6.12. Birkaç Y-123 numunenin düşük sıcaklığa öz ısısı.....	74
6.13. Çeşitli bizmut bazlı süperiletkenlerin düşük sıcaklıkta öz ısısı.....	76
6.14. Bizmut bazlı çeşitli süperiletkenlerin düşük sıcaklıkta öz ısısı.....	76
6.15. Bazı kuprat, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin, düşük sıcaklıkta öz ısısı.....	78
6.16. Geçiş sıcaklığına yakınında birkaç kupratlar için, yüksek sıcaklık öz ısısı (a).....	80
6.17. Geçiş sıcaklığına yakınında birkaç kupratlar için, yüksek sıcaklık öz ısısı (b).....	80
6.18. Geçiş sıcaklığı yakınında uygulanan bir manyetik alanın varlığında ve yokluğunda iki Bi-2212 tek kristalinin öz ısısı.....	81
6.19. Geçiş sıcaklığı yakınında uygulanan bir manyetik alanın varlığında ve yokluğunda çeşitli Y-123 numunelerinin öz ısıları.....	82
6.20. Çeşitli yitrium bazlı kuprat süperiletkenlerin öz ısı verileri.....	83
6.21. Çeşitli bizmut bazlı kuprat süperiletkenlerin öz ısı verileri.....	83
6.22. Talyum ve civa bazlı kuprat süperiletkenlerin öz ısı verileri.....	84
6.23. K_3C_{60} 'ın öz ısı verileri.....	85
6.24. MgB_2 'nin, normal durumun $B = 14$ T ve $B = 16$ T'da ve $B = 0$ T'da süperiletken durumun öz ısısı.....	86
6.25. MgB_2 'nin öz ısı anormalliği.....	87
6.26. MgB_2 'nin süperiletken ve normal durumlar arasındaki öz ısı farkı.....	88

ŞEKİLLER DİZİNİ (Devam)

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
6.27. $\kappa - (\text{ET})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ 'nin geçiş sıcaklığı yakınında öz ısı verileri.....	89
6.28. $\kappa - (\text{ET})_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ 'nin geçiş sıcaklığı yakınında genişletilmiş öz ısı verileri.....	89
6.29. $\kappa - (\text{BEDT} - \text{TTF})_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$ 'un öz ısının sıcaklığa bağımlılığı süperiletken durumda ($B = 0 \text{ T}$) ve normal durumda ($B = 14 \text{ T}$) (a) tüm sıcaklık aralığı için ve (b) $T_c = 11.5 \text{ K}$ 'e yakın bölge için gösterilmiştir.....	90
6.30. Zayıf çiftlenim (kesik çizgi) ve güçlü çiftlenim (düz çizgi) için BCS eğrileri ile süperiletken ve normal durumlar arasındaki öz ısı farkı.....	91

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Cizelge</u>	<u>Sayfa</u>
3.1. Yıllar boyunca süperiletken geçiş sıcaklıkları listesi.....	6
4.1. Birkaç süperiletken için Eşuyum uzunluğu ξ , Nüfuz derinliği λ_L ve GL Parametresi κ 'nın verileri.....	29
5.1. Geçiş sıcaklığı T_c , Debye sıcaklığı Θ_D ve elektronik öz ısı atlama verileri.....	43
6.1. Düşük sıcaklık öz ısı uyumu verileri.....	72
6.2. Birkaç Y-123 numunenin düşük sıcaklıkta öz ısısını tanımlamak için kullanılan parametreler.....	75
6.3. 2-14 K sıcaklık aralığında (Bi, Pb) -2223'ün düşük sıcaklıkta öz ısısını temsil etmek için kullanılan parametreler.....	78
6.4. Geçiş sıcaklığı, Debye sıcaklığı ve öz ısı atlama verileri.....	79
6.5. II. tip süperiletken MgB_2 'nin termodinamik özellikleri.....	87

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Acıklama</u>
$ \phi_{BCS}\rangle$	Ortalama alan taban durumu
$ 0\rangle$	Normal durum
Δ_k	k 'ye göre düzen parametresi
Θ_D	Debye sıcaklığı
\vec{A}	Vektör potansiyeli
\vec{B}	Manyetik alan
B_{c1}	Alt kritik manyetik alan
B_{c2}	Üst kritik manyetik alan
C	Öz ısı
C_e	Elektronik öz ısı
C_{en}	Elektronik normal öz ısı
C_{es}	Elektronik süperiletken öz ısı
C_{exp}	DeneySEL öz ısı
C_{ph}	Fonon öz ısı
C_s	Süperiletken öz ısı
C_{sch}	Schottky öz ısı
\vec{D}	Yer değiştirme vektörü
\vec{E}	Elektrik alanı

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
E_F	Fermi enerjisi
F_{en}	Elektronik normal serbest enerji yoğunluğu
F_{es}	Elektronik süperiletken serbest enerji yoğunluğu
F_n	Normal serbest enerji yoğunluğu
F_s	Süperiletken serbest enerji yoğunluğu
H_M	Bogoliubov ortalama alan Hamiltonyen
\vec{M}	Mıknatıslanma alanı
N_A	Avogadro sayısı
N_E	Einstein sabiti
R	Gaz sabiti
S_{en}	Elektronik normal entropi
S_{es}	Elektronik süperiletken entropi
T_F	Fermi sıcaklığı
T_c	Kritik / Geçiş Sıcaklığı
T_E	Einstein sıcaklığı
U_{en}	Elektronik normal iç enerji
U_{es}	Elektronik süperiletken iç enerji
e^*	Etkin elektron yükü
g_k	Ağırlık katsayıları

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
\vec{j}	İndüklenen akım
\vec{k}	Dalga vektörü
k_B	Boltzmann sabiti
k_F	Fermi seviyesinde momentum
m^*	Etkin kütle
\vec{n}	Normal birim vektör
n_{ks}	Momentum k ve spin s ile parçacık sayısı işlemcisi
n_s	Süper elektronların yoğunluğu
u_k, v_k	Sayısal katsayılar
\vec{v}	Hız
$\{\gamma\}$	Kuasipartikül işlemcileri
γ_0	Serbest elektron kütlesi için Sommerfeld katsayısı
ε_k	Bozulmamış düzlem dalga enerjileri
ε_0	Vakum geçirgenliği
λ_L	London nüfuz derinliği
μ_0	Boş uzay geçirgenliği
ξ_k	Kimyasal potansiyele göre normal durum enerji spektrumu

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
ξ	Ginzburg Landau eşuyum uzunluğu
$\rho(T)$	T'de (genel) direnç
ρ_I	İç direnç
ρ_{kusur}	Kusurdan kaynaklanan özdirenç
ψ	Ginzburg-Landau düzen parametresi
ψ^*	Ginzburg-Landau düzen parametresinin karmaşık eşleniği
ψ_0	Yörünge dalga fonksiyonu
ω_D	Debye frekansı
ω_c	Kesim frekansı
ω_k	k 'da frekans
ω	Frekans
\mathcal{F}	Toplam serbest enerji
\hbar	İndirgenmiş Planck sabiti
Δ	Aralık parametresi
$D(\varepsilon)$	ε enerjideki durumların yoğunluğu
$D(E_F)$	Fermi enerjisindeki durumların yoğunluğu
E	Enerji

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Acıklama</u>
T	Sıcaklık
U	İç enerji
V	Potansiyel
\tilde{H}	Entalpi
b, b^\dagger	Bogoliubov dönüşüm işlemcileri
c	Vakumda ışık hızı
c, c^\dagger	Yaratma ve yoketme işlemcileri
e	Elektron yükü
f	Normalize edilmiş dalga fonksiyonu
$f(E_k), f_k$	E_k enerjide Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
k	Momentum
m	Elektron kütlesi
n	Elektron yoğunluğu
r	Uzaklık
s	Dönü / Spin
t	Zaman
x	Değişken
α, β	Sırayla yukarı ve aşağı spin
γ	Sommerfeld sabiti
κ	Ginzburg-Landau parametresi

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Açıklama</u>
μ	Kimyasal potansiyel
σ	Elektriksel iletkenlik
τ	Gevşeme süresi
φ	Faz
χ	Manyetik duyarlılık
<u>Kisaltmalar</u>	<u>Açıklama</u>
ARPES	Açı Çözülmüş Foto Emisyon Spektroskopisi
BCS	Bardeen-Cooper-Schrieffer
GL	Ginzburg-Landau
SQUID	Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı
BEDT-TTF	Bisethylenedithio-Tetrathiafulvalene
(Bi, Pb)-2223	$(\text{Bi, Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$
Bi-2212	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$
BPSC14 / BPSC16 / BPSC22 /	$(\text{Bi, Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$
BPLV	
BSC12	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$
Dy-123	$\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
Gd-123	$\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
Hg-1201	$\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$
BEDT – TTF – X	Bis (Ethylenedithia) Tetrathiafulvalene, X = $\text{Cu}(\text{NCS})_2$; $\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Br}$

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Kısaltmalar</u>	<u>Acıklama</u>
LMCO	$\text{La}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_{4-y}$, $\text{M} \equiv \text{Ca, Sr, Ba or Pb}$
Tl-2212	$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$
Tl-2223	$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$
TMTSF-PF	Tetramethyltetraselenafulvalene
Y-123 / YBCO	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
Y-124	$\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$
Y-247	$\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_7\text{O}_{15+x}$

1. GİRİŞ VE AMAÇ

Süperiletkenlik ilk olarak 1911 yılında H. K. Onnes tarafından keşfedilmiştir. Bu keşif yapıldığından beri, birçok fizikçi bu alana daha fazla ilgi duymuştur, öyle ki, çoğu fizikçi için ana araştırma alanlarından biri haline gelmiştir. Süperiletkenlik kavramlarını açıklama çabası içinde, bilim adamları hem deneysel hem de teorik yöntemleri kullanmışlardır. Süperiletkenlik alanının kurulmasında ileri bir adım 1986 yılında G. Bednorz ve A. Müller tarafından yapılmıştır. Sıvı azotun kaynama noktası sıcaklığını (77K) aşan bir geçiş sıcaklığına sahip ilk yüksek sıcaklık süperiletkenini keşfetmişlerdir. Bu keşif, süperiletkenlik alanına büyük katkıda bulunmuştur, çünkü süperiletkenlerin günlük yaşamda kullanılabileceğinin farkına varılmasına yardımcı olmuştur.

Süperiletkenlerin elektriksel, manyetik ve termodinamik özellikler gibi çeşitli özelliklerine dikkat çekerken, bu çalışmanın kapsamı süperiletkenlerin termodinamik özellikleri ile sınırlıdır. Bu nedenle, bu çalışmanın temel amacı, süperiletkenlerin termodinamik özelliklerini teorik olarak incelemektir.

Bu çalışma dört bölümden oluşmaktadır. Birinci bölüm, hem tarihsel ilerlemeyi hem de genel tanımları içeren süperiletkenlik olgusuna genel bir bakış sunmaktadır. İkinci bölümde, klasik süperiletkenlik alanındaki önemli teoriler incelenmiştir. Üçüncü bölüm, öz ısı, entropi, entalpi ve serbest enerji yoğunluğu gibi klasik süperiletkenlerin en önemli termodinamik özelliklerinin ayrıntılı bir analizini içerir. Ayrıca, bu termodinamik özelliklerdeki değişiklikler, uygulanan manyetik alanların varlığı ve yokluğu ile sıcaklıktaki değişiklikler açısından incelenmiştir. Son olarak, Dördüncü bölüm, çeşitli sıcaklık ve manyetik alan koşulları altında yeni keşfedilen süperiletkenlerin termodinamik özelliklerinin analizini içerir.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Süperiletkenlik olgusu, birçok fizikçinin ilgisini çekmektedir. Bu çalışmada, klasik ve klasik olmayan süperiletkenlerin termodinamik özellikleri ve bu özelliklerin uygulanan sıcaklık ve manyetik alanların değiştirilmesi ile nasıl değiştiği üzerinde durulmuştur.

Poole Jr. vd., süperiletkenlik olgusu ile ilgili teorik çalışmaları ve süperiletkenlerin termodinamik özelliklerini çalışmalarında (Poole Jr., vd., 2007)'de ele almışlardır. Bu teorik çalışma Ginzburg-Landau (GL) teorisi ve BCS teorisinden oluşmaktadır. Her ikisi de klasik süperiletkenliğin teorik açıklamasının dayanak noktası olarak kabul edilir. Bu teorilerin bir analizini sunan bir diğer önemli çalışma Tinkham'ındır (Tinkham, 1996). Buna ek olarak, bu çalışmada yer alan, klasik süperiletkenlerin öz ısı, entropi, entalpi ve serbest enerji yoğunluğu gibi konuların çok ayrıntılı analizleri, (Kittel, 2005), (Parks, 1969), (Lynn, 1990), (Tari, 2003), (Crow ve Ong, 1990) ve (Schmidt, 1997) gibi referanslarda da odak noktası olmuştur.

Diğer bazı referanslar, ağır fermiyon süperiletkenleri için (Stewart, 1984), (Ott vd., 1983) ve (Riseborough vd., 2008); kupratlar için (Junod vd., 1988), (Schilling vd., 1990), (Sasaki vd., 1989) ve (Collocott ve Driver, 1990); Fulleridler için (Lang ve Muller, 2008) ve (Ramirez vd., 1992); magnezyum dibor için (Wang vd., 2001) ve (Canfield ve Crabtree, 2003); ve organik süperiletkenler için (Muller vd., 2002) ve (Elsinger vd., 2000); klasik olmayan süperiletkenlerin termodinamik özelliklerini incelemiştir. Ayrıca, Wesche (Wesche, 2015) deneysel verilerle desteklenen Kupratların öz ısısı hakkında çok ayrıntılı bir teorik çalışma sunmuştur. Burada bahsedilen tüm literatürler, öz ısı davranışı üzerinde birbirleriyle uyumludur, yani malzemenin öz ısı geçiş sıcaklığının altında BCS benzeri bir bağımlılığa sahiptir, ancak klasik olmayan süperiletkenler için bazı farklı bulguların varlığı vurgulanmaktadır. Bu bulgular bu çalışmayı da doğrulamaktadır.

3. SÜPERİLETKENLİĞE GİRİŞ

3.1. Süperiletkenliğin Tarihçesi:

Süperiletkenlik, 8 Nisan 1911'de Hollandalı fizikçi Heike Kamerlingh Onnes tarafından keşfedildi. Onnes, sıvı hidrojen kullanarak oluşturduğu ortamda, cıvanın (Hg) elektrik direncinin aniden sıfıra düştüğünü keşfetti. Çalışmasında, cıva numunenin direncinin 4 K'nin üstünde 0.08Ω 'dan yaklaşık 3 K civarında $3 \times 10^{-6} \Omega$ 'a düşmüştür. Bu düşüşün 0.01 K sıcaklık aralığında meydana geldiğini gözlemledi (Parks, 1969).

Süperiletkenlik, bazı metallerin (genellikle periyodik tablonun orta kısmında bulunan) geçiş veya kritik sıcaklık, T_c , gibi belirli koşullar altında sergilediği özelliklerin grubudur. En önemli özellikleri, elektrik direncinin tamamen kaybı ve Meissner etkisi olarak bilinen mükemmel diyamanyetik özelliktir. Bu etki, bir dış manyetik alana konulan süperiletkenin, içinden geçen manyetik alanı dışarı atarak süperiletkenliğini devam ettirmesi olarak tanımlanır. Bu özelliğinden dolayı süperiletkenliğin, "her süperiletken ideal bir diamagnet, ama her diamagnet bir süperiletken değildir" şeklinde, tanımlanması kabul gördü. Süperiletkenlik olgusunun, ya T_c 'nin üzerine sıcaklığın yükseltilmesi ya da belirli bir kritik manyetik alanın, H_c 'nin üzerine yüksek bir manyetik alan uygulanmasıyla yok edilebileceği de anlaşıldı.

Süperiletkenliğin keşfi, bu olgunun teorik bir açıklamasını bulma yarışının başlangıcıydı. Takip eden 50 yıl içinde Onnes'in keşfiyle daha birçok keşif gerçekleştirildi. Bunların en önemlisi, Fritz Walther Meissner ve Robert Ochsenfeld tarafından 1933'te keşfedilen Meissner etkisi idi (Schrieffer, 1999). F. ve H. London kardeşleri bu manyetik alanın bir süperiletkenin kütlesine ne kadar nüfuz ettiğini belirlemek için denklemler geliştirdi (Poole Jr., vd., 2007).

PDF Eraser Free

1950'de Ginzburg ve Landau tarafından ideal bir yaklaşım önerilmiştir (Poole Jr., vd., 2007). Bu matematiksel fizik teorisi, süperiletken durumun termodinamik, elektrodinamik ve taşıma özelliklerini açıklamayı başardı. Kurdukları denklemlerin çözümü, var olan iki süperiletken türünü ayırt etmeyi araya bir sınır koyarak kolaylaştırmıştır. İki tip arasındaki fark esas olarak bu iki tipin Meissner etkisini sergileme şeklidir. I. tip, etkiyi tamamen sergilerken, II. tip, manyetik akının tamamen dışlanmadığı karışık bir durum sergiler ve bunun yerine, malzemede manyetik girdaplar bulunur. Aynı yıl, T_c geçiş sıcaklığının izotopik kütleyle duyarlılığı keşfedildi, bu da bir elektron-fonon aracılı etkileşimin süperiletkenliğin nedeni olduğunu kanıtladı. İzotop etkisi olarak da bilinen bu keşif, aynı yılın başında H. Fröhlich tarafından teorik olarak öngörülmüştür (Poole Jr., vd., 2007).

1956'da Leon N. Cooper, çekici bir etkileşimin elektron çiftlerini (Cooper çiftleri) bağladığı hipotezini sundu (Poole Jr., vd., 2007). Bu, elektronların birbirini itmesini yenmeyi başaran bir çekici etkileşme yoluyla taban durumunda yer almalarını ortaya koydu. Bir yıl sonra, 1957'de Leon Cooper, John Bardeen ve Robert Schrieffer birlikte süperiletken durumun mikroskopik bir tanımını yaptı (Bardeen, vd., 1957). Teorileri, süperiletken olgusunun ilk başarılı açıklaması olarak görülüyordu ve aslında süperiletkenliğin tüm önemli özelliklerini tanımladı. Süper akımların, normal ve süperiletken durum oluşumlarını ayıran bir enerji aralığı oluşturan Cooper çiftleri tarafından taşındığı varsayılmıştır. Buna ek olarak, hem GL hem de London denklemleri BCS teorisinin doğrudan sonuçları olarak elde edilmiştir. Bu nedenle, bu teori yayınlandıktan hemen sonra onaylanmıştır.

1960'ın başlarında Ivar Giaever, süperiletken eklemler tarafından sergilenen olağandışı iletim özelliklerini keşfetti. Cooper çiftleri tünellemesini öngören fizikçi Brian Josephson ile iş birliğinin sonucunda, Nobel ödülü kazandıran iki süperiletkeni ayıran ince bir yalıtım engelinde tek elektron tüneli üzerinde çalışmayı ortaya çıkarmıştır (Kresin, vd., 1993).

PDF Eraser Free

Daha sonra 1964'te, W. Little tarafından yüksek T_c süperiletken organik polimer modelinin yapılan temsili, diğer yüksek T_c süperiletkenleri ile ilgili araştırmayı başlatan bir gelişim oldu (Kresin, vd., 1993). Ayrıca; kuprat süperiletkenlerin keşfinden önce, 1973'te $T_c = 13 K$ oksit süperiletken $LiTiO$, 1975'te oksit süperiletken $PbBaBiO$ ve polimerik süperiletken SN_x , kısa bir süre sonra, 1980'de organik süperiletken $TMTSF - PF_6$ keşifleri yapıldı (Kresin, vd., 1993).

17 Nisan 1986'da J. G. Bednorz ve K. A. Müller, yüksek sıcaklık süperiletkenliğine ilk adım olan “Ba – La – Cu – O Sisteminde Olası Yüksek T_c süperiletkenlik” başlıklı bir makale yayımladılar (Bednorz ve Muller, 1986). $T_c = 30 K$ kritik sıcaklığı olan oksit süperiletken $Ba_{0.15}La_{1.85}CuO_4$ 'ü keşfetmişlerdi (Luiz, 2011). Bu keşif, günümüzün yüksek T_c süperiletkenliğinin temelini oluşturuyor ve 1987'de Bednorz ve Müller'e Nobel Fizik Ödülü'nü kazandırdı (The Nobel Prize Press, 2007). Aynı yılın başlarında, $YBaCuO$ bileşiği Wu, Chu vd. sıvı azotun kaynama noktasının ($T = 77 K$) çok üstünde olan bir geçiş sıcaklığında $T_c \approx 90 K$ süperiletken olmasını keşfettiler (Poole Jr., vd., 2007). Sıvı azot ile çalışmak çok daha düşük bir kaynama noktasına ($T = 4 K$) sahip, sıvı helyumdan daha kolay olduğu için, birçok keşif ve uygulama için yol açtı. “Yüksek T_c Süperiletkenler” ifadesinin geçiş sıcaklığı 30 K'den yüksek olan süperiletkenler için kullanılmaktadır (Luiz, 2011).

Süperiletkenlik alanı sürprizlerle doludur ve daha fazla keşfin olacağı kesindir. Aşağıdaki tabloda, süperiletkenlerin en önemli keşifleri kronolojik sırada listelenmiştir.

Çizelge 3.1. Yıllar boyunca süperiletken geçiş sıcaklıkları listesi (a) (Poole Jr., vd., 2007), (b) (Klemm, 2012), (c) (Hamlin, vd., 2008), (d) (Eck, 1999).

Element	T_c (K)	Keşif yılı	Referans
<i>Hg</i>	4.1	1911	(a)
<i>Pb</i>	7.2	1913	(a)
<i>Nb</i>	9.2	1930	(a)
<i>NbN_{0.96}</i>	15.2	1950	(a)
<i>Nb₃Sn</i>	18.1	1954	(a)
<i>Nb₃(Al₃Ge₁)₄</i>	20-21	1966	(a)
<i>Nb₃Ga</i>	20.3	1971	(a)
<i>Nb₃Ge</i>	23.2	1973	(a)
<i>Ba_xLa_{5-x}Cu₅O_y</i>	30-35	1986	(a)
<i>(La_{0.9}Ba_{0.1})₂CuO_{4-δ}</i> , 1 GPa altında	52	1986	(a)
<i>YBa₂Cu₃O_{7-δ}</i>	95	1987	(a)
<i>Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀</i>	110	1988	(a)
<i>Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀</i>	125	1988	(a)
<i>Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀</i> , 7 GPa altında	131	1993	(a)
<i>HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ}</i>	133	1993	(a)
<i>HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ}</i> , 25 GPa altında	155	1993	(a)
<i>Hg_{0.8}Pb_{0.2}Ba₂Ca₂Cu₃O_x</i>	133	1994	(a)
<i>HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ}</i> , 30 GPa altında	164	1994	(a)
<i>MgB₂</i>	39	2001	(b)
<i>LaFePO</i>	4	2006	(b)
<i>LaNiPO</i>	6.6	2007	(c)
<i>LaNiPO</i> , 4 GPa altında	43	2008	(d)

Çizelge 3.1. Yıllar boyunca süperiletken geçiş sıcaklıkları listesi (a) (Poole Jr., vd., 2007), (b) (Klemm, 2012), (c) (Hamlin, vd., 2008), (d) (Eck, 1999) (**Devam**).

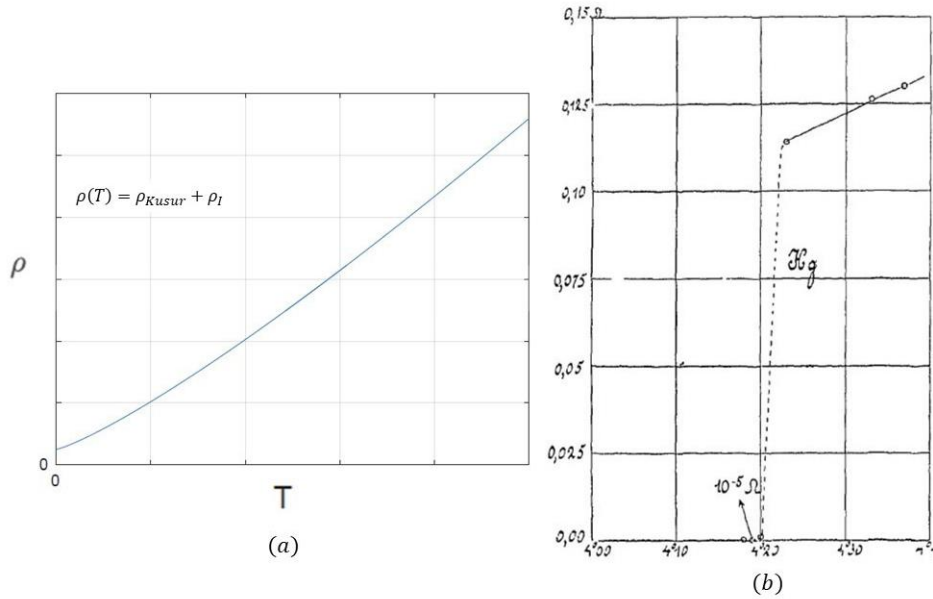
Element	T_c (K)	Keşif yılı	Referans
$LaFeAsO_{1-x}F_x$	26	2008	(d)
$Sn_xBa_4Ca_2Cu_{x+4}O_y$	200	2008	(d)
$(Tl_4Ba)Ba_2Ca_2Cu_7O_{13+}$	254	2009	(d)
$(Tl_4Pb)Ba_2MgCu_8O_{16+}$	276	2010	(d)
$(Tl_5Pb_2)Ba_2MgCu_{10}O_{20+}$	291.65	2011	(d)
$Tl_5Pb_2Ba_2Mg_2Cu_{8.5}O_{17+}$	303.15	2012	(d)
$Tl_7Sn_2Ba_2SiCu_{10}O_{20+}$	326	2013	(d)
$Sn_5Sb_5Ba_2MnCu_{11}O_{22+}$	368	2014	(d)
$Sn_8SbTe_4Ba_2MnCu_{14}O_{28+}$	402	2015	(d)
$Sn_4Sb_4Ba_2MnMg_9O_{18+}$	353.15	2016	(d)
$Sn_{11}SbTe_{10}Ba_2VMg_{23}O_{46+}$	475.15	2017	(d)
AcH_{10}	251	2018	(d)
LaH_{10} , 250 GPa altında	286	2019	(d)

3.2. Direnç ve Geçiş Sıcaklığı:

Normal bir metal içindeki elektrik akım akışının direnci, sistemdeki elektronların saçılmasından kaynaklanır. Saçılma farklı nedenlerle gerçekleşir, bunlardan biri elektron-elektron etkileşimi, diğeri sistemin örgü titreşimleri (fononlar) gibi temel uyarımlardır. Bu elektron saçılmaları, öz dirence, (ρ_I) neden olur. Elektriksel direnç ayrıca safsızlık atomları, tane sınırları ve örgünün diğerkusurları gibi örgü kusurlarından da kaynaklanır, bu da numunenin kalitesine bağlıdır (Lynn, 1990). Matthiessen kuralına göre, genel özdirenç şöyle verilir:

$$\rho(T) = \rho_l + \rho_{kusur} \quad (3.1)$$

ρ_{kusur} terimi, sıcaklık değişikliklerine karşı duyarsız (bağımsız) davranan kusurlardan oluşur. Bu, büyük ölçüde sıcaklığa bağılı olan katkısız ρ_l terimi için geçerli değildir. Bu ikincisi, yüksek sıcaklıklarda T'yi ve düşük sıcaklıklarda Bloch yasası ile T^5 ile orantılıdır (Poole Jr., vd., 2007). Şekil 3.1 direncin; (a) normal bir iletkenin, (b) civa için, sıcaklığa karşı davranışını göstermektedir.



Şekil 3.1. (a) Normal bir iletkenin direncinin sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir). (b) K. Onnes tarafından çizilen, civanın sıcaklığa direnç grafiği (Rogalla ve Kes, 2012).

Süperiletken numunenin direnci, bu özel bir kritik sıcaklık T_c altına soğutulduğunda keskin bir şekilde düşmektedir. Klasik fizikte, öz direnç kaybetme özelliği mükemmel iletkenlik olarak bilinir. Ancak; süperiletkenlikte mükemmel iletkenlikten daha fazlası olduğu için klasik

PDF Eraser Free

fizik bunu açıklayamaz. Mükemmel bir iletken ile bir süperiletken arasındaki farkı aşağıda inceleyelim:

Klasik bir elektron gazı dikkate alalım; öz direnç, Drude'nin sonucuna göre şu şekilde yazılabilir:

$$\rho_I(T) = \frac{m}{n_s e^2 \tau} \quad (3.2)$$

Burada m elektron kütlesi, e yükü, n_s elektronik yoğunluktur ve τ çarpışmalar arasındaki ortalama süredir. Bu sonuç, mükemmel bir metale uygulanırsa, sıcaklık sıfıra yaklaştığında, elektronların dağılmasına neden olacak uyarmaların sayısı giderek azalır, bu da $T \rightarrow 0$ için $\tau \rightarrow \infty$ anlamına gelmektedir. Bu $\rho_I(T = 0) \equiv 0$ değerini verir, bu da iletkenliğin mükemmel olduğunu ifade etmektedir.

Şimdi, kapalı bir tel döngüsünde bir akım başlatılmış olsun. Mükemmel bir iletken, bu akımın sonsuza kadar devam etmesi beklenir, ancak bu geçerli değildir, çünkü akım taşıyan elektronlar hızlanan bir referans çerçevesinde bulunur, bu da enerjilerini yaydıkları anlamına gelir. Başka bir deyişle, bu enerji zamanla azalan bir akım veren bir enerji dağılımı şeklindedir. Dolayısıyla, direncin var olduğu anlaşılır. Aynı zamanda, süperiletken malzemeden yapılmış kapalı bir tel döngü içinde taşınan akım kritik sıcaklığın altında dikkate alınırsa, süperiletken ile mükemmel bir iletken arasındaki temel fark ortaya çıkar. Bir deneyde, süperiletken akımda, 10^5 yılı aşan bir yarı ömür için beklenen herhangi bir bozulma olmayacağı öngörülmüştür (Lynn, 1990). Bu kalıcı akım gözlemine dayanarak, süperiletkenliğin kuantum mekanik bir olgu olduğu gösterilmiştir.

PDF Eraser Free

3.3. Manyetikleşme:

Süperiletken bir numunede mıknatıslanma olgusunu anlamak için, sıfır alanlı bir bölgede bir materyal (Süperiletken durumundayken) olduğunu varsayarak üzerine manyetik bir alan uygulansın. Başlangıçtaki manyetik alan B , sıfır olsun ve Maxwell denklemlerine göre, zamana bağlı değişen bir manyetik alan, bir elektrik alan oluşturur. Normal bir iletkende, bu eddy akımlarının (bir iletken içinde değişen bir manyetik alan tarafından indüklenen yerel bir elektrik akımı) var olmasına neden olur. Ancak; süperiletkenlerde, dış akımlara zıt bir manyetik alan oluşturan kalıcı akımlar oluşmaktadır. Bu sorun, Newton yasası kullanılarak analiz edilebilir:

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (3.3)$$

Burada m^* elektronun etkin kütesidir. Denklem (3.3)'ün her iki tarafı $-en_s$ ile çarpılıp,

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m^*} \vec{E} \quad (3.4)$$

bulunur. Burada; n_s elektron yoğunluğu, $\vec{j} = -en_s \vec{v}$ indüklenen akımdır. Her iki tarafın rotasyonelini alıp ve Faraday yasasını kullanarak $(\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t})$;

$$\frac{d}{dt} (\vec{\nabla} \times \vec{j}) - \frac{n_s e^2}{m^*} \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{d}{dt} \left(\vec{\nabla} \times \vec{j} + \frac{n_s e^2}{m^* c} \vec{B} \right) = \vec{0} \quad (3.5)$$

elde edilir. \vec{B} ve \vec{j} , Maxwell denklemi kullanarak,

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.6)$$

şeklinde ilişkilendirilebilir.

Yer değiştirme akımı ihmal edilebildiğinden, bu denklem özellikle düşük frekanslarda daha anlaşılır bir denklemdir. $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$ vektör özdeşliğini kullanarak ve $\vec{B} = \vec{0}$ olarak,

$$\frac{d}{dt} \left(\nabla^2 \vec{B} - \frac{4\pi n_s e^2}{m^* c^2} \vec{B} \right) = \vec{0} \quad (3.7)$$

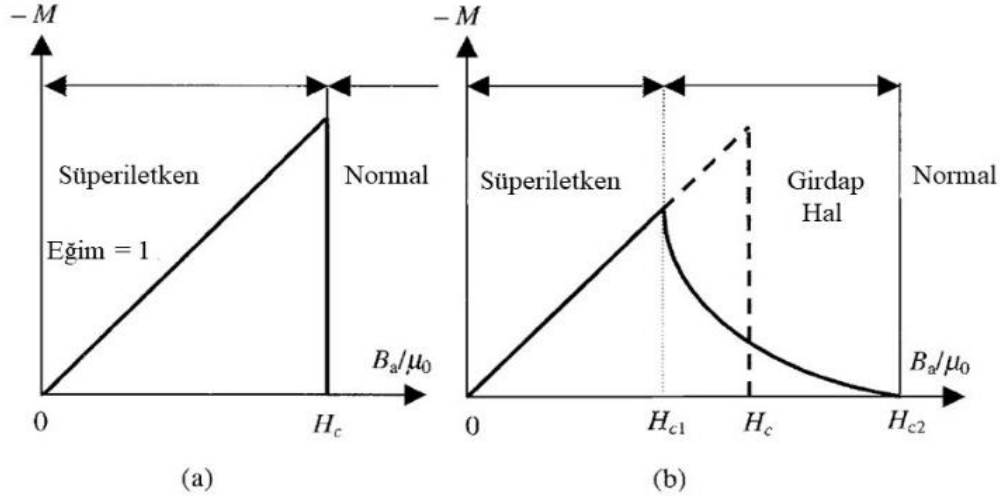
elde edilir. Denklem (3.7)'de, \vec{B} sıfır olduğunda yada olmadığına, parantez içi sabit kalacaktır. Sistemde indüklenen mıknatıslanma \vec{M} ,

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi) = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \vec{0} \quad (3.8)$$

kullanarak bulunabilir. Buradan, duyarlılık $\chi = -1$ elde edilir. Bu nedenle; mükemmel diyamanyetizma özelliği, bir süperiletken içinde \vec{B} alanı bulunamayacağı ifadesine eşdeğerdır, çünkü mıknatıslanma; \vec{M} ; uygulanan alanı tamamen yok eder. Bu alan dışlama özelliği, süperiletkenliğe özgüdür.

PDF Eraser Free

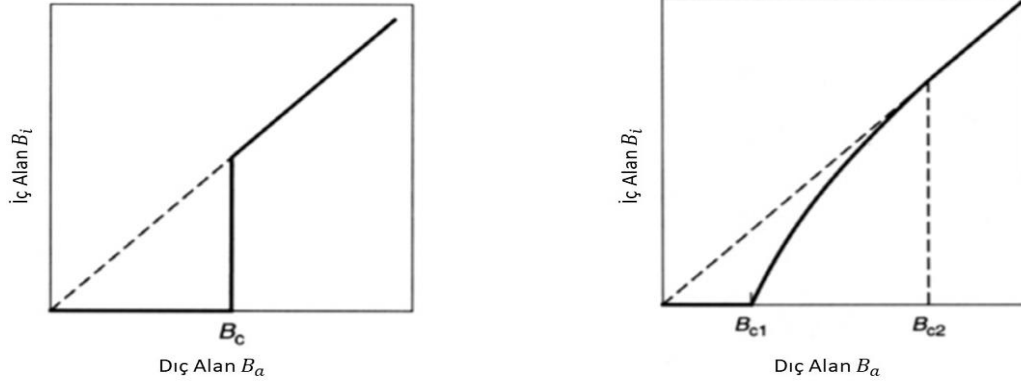
Normal durumdayken manyetik alan uygulanan bir numune geçiş sıcaklığı altına soğutulursa, klasik sonuca göre, akımın iletken içinde sıkışıp kaldığı belirtilir. Ancak; 1933 yılında Meissner ve Ochsenfeld tarafından keşfedilen Meissner etkisi, bir süperiletkende, manyetik alanın numunenin içinden tamamen çıkarılacağını ve bu sonucunda klasik beklentiyle çeliştiğini açıklar. Bu nedenle, Meissner etkisi tamamen kuantum mekanik bir olgudur.



Şekil 3. 2. (a) Uzun, ince bir silindirik ideal I. tip süperiletkenin manyetizasyon alan grafiği (b) II. tip II süperiletkenin manyetizasyon alan grafiği. $H_{c1} = B_{c1}/\mu_0$ ve $H_{c2} = B_{c2}/\mu_0$ arasında numune karışık (girdap) durumdadır (Tari, 2003).

3.4. I. Tip ve II. Tip Süperiletkenler:

Araştırmacılar, süperiletkenleri, süperiletkenlerin manyetik özellikleri ile ilgili iki farklı grupta sınıflandırmışlardır. Bir süperiletkene manyetik alan uygulandığında, Meissner etkisine göre, bazıları süperiletken durumunu aniden kaybederken, bazıları ise süperiletken durumunu kısmen kaybettiği karışık bir duruma geçiş yapar. Tam bir Meissner etkisi sergileyen süperiletkenlere “I. Tip”, diğerlerine “II. Tip” adı verilmiştir. Aşağıdaki Şekil 3.3, uygulanan manyetik alan arttıkça iç manyetik alan B_i 'yi göstermektedir.



Şekil 3. 3. I. tip ve II. tip süperiletkenlerin davranışı (Khachan ve Bosi, t.y.).

I. tip süperiletkenler sadece bir kritik manyetik alana sahiptir, ancak iki kritik manyetik alanı; B_{c1} ve B_{c2} ; olan II. tip için durum farklıdır. B_{c1} 'de, uygulanan manyetik alan süperiletkenin içerisine nüfuz etmeye başlar; ancak bazı bölgelerde hala süperiletkenlik korunur. Uygulanan manyetik alan B_{c2} 'ye ulaştığında, süperiletken normal hale gelir ve bu dış alana karşı direnci kaybeder. Çoğu I. tip süperiletken saf elementtir, niyobyum-kalay Nb_3Sn gibi bileşikler ise II. tip süperiletkenlerdir. II. tip süperiletkenlerin kritik alanları daha yüksek olduğundan, teknolojik olarak daha kullanışlıdır. Örneğin, günümüzde kullanılan en güçlü mıknatıslar 1 Tesla'ya yakın alanlar üretebilir ancak bir niyobyum-kalay süperiletken kullanarak 24.5 Tesla'ya ulaşmak mümkündür (Khachan ve Bosi, t.y.).

4. SÜPERİLETKENLİK TEORİLERİ

4.1. London Denklemleri ve Nüfuz Derinliği:

1935 yılında F. ve H. London kardeşler, süperiletkenlik olayının iki temel özelliğini, yani mükemmel iletkenlik ve mükemmel diyamanyetizma davranışını açıklamak için bir teori önermişlerdir. Bu teorinin denklemlerinin matematiksel yöntemi şu şekilde verilmiştir:

İlk olarak, klasik mekaniği elektrik alanda hareket eden yüklü bir parçacığa uygulayarak,

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - \frac{m\vec{v}}{\tau} \quad (4.1)$$

elde edilir. Burada \vec{v} , elektronun ortalama sürüklenme hızı ve τ gevşeme süresidir. Normal bir metalde, $v = \frac{eE\tau}{m}$ sabittir (E sabitse). Yani, n birim hacimdeki iletim elektron yoğunluğu olmak üzere, elektrik akımı yoğunluğu \vec{j} ,

$$\vec{j} = ne\vec{v} = n \frac{e^2\tau}{m} \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (4.2)$$

olacaktır. Bu da geleneksel Ohm yasasıdır.

Ancak; bir süperiletkende, $\tau \rightarrow \infty$ iken, “süper elektronların” yoğunluğu olan n_s değişmez; bu nedenle,

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} \quad (4.3)$$

yazılabilir. Yani, n_s için,

$$\frac{m}{n_s e^2} \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \vec{E} \quad (4.4)$$

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \text{ olmak üzere,}$$

$$\mu_0 \lambda_L^2 \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \vec{E}, \quad (4.5)$$

elde edilir. Bu da birinci London denklemidir. Burada λ_L ; nüfuz derinliği olarak bilinir.

Denklem (4.5)'in her iki tarafının rotasyonelini alarak,

$$\mu_0 \lambda_L^2 \frac{d}{dt} \vec{\nabla} \times \vec{J}_s = \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (4.6)$$

yazılabilir ve Maxwell-Faraday'ın denkleminden: $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, yani,

$$\mu_0 \lambda_L^2 \frac{d}{dt} (\vec{\nabla} \times \vec{J}_s) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow \mu_o \lambda_L^2 (\vec{\nabla} \times \vec{J}_s) = -\vec{B} \quad (4.8)$$

elde edilir. Denklem (4.8) ikinci London denklemidir. $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ olduğundan, şu da yazılabilir:

$\vec{J}_s = -\frac{1}{\mu_o \lambda_L^2} \vec{A}$. Maxwell-Amper denkleminin; $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_o \vec{J}_s + \mu_o \epsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$; her iki tarafına da $\frac{\partial}{\partial t}$ uygulanarak,

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \mu_o \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} \quad (4.9)$$

elde edilir. Şimdi, Maxwell-Faraday'ın denklemini ve 1. London denklemini kullanarak,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\mu_o \frac{\partial \vec{J}_s}{\partial t} \quad (4.10)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{E} \quad (4.11)$$

bulunur. Benzer şekilde, \vec{B} için aynı denklem çıkarılabilir:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \quad (4.12)$$

PDF Eraser Free

Bu da Helmholtz denklemi olarak bilinir. Zamanla değişen elektromanyetik alanlar için geçerlidir.

London denklemlerinin ilki, klasik Ohm yasasında olduğu gibi elektronların hızını sürdürmek yerine, elektrik alanının bu elektronları nasıl hızlandırdığını açıklamıştır. Bu denklemlerden ikincisi, uygulanan herhangi bir manyetik alanın, bir süperiletkenin kütesinden üstel olarak dışlanacağını açıklayan Denklem (4.12)'yi vermiştir (Tinkham, 1996). Bu dışlama işlemi, Denklem (4.5) tarafından verilen belli bir nüfuz derinliğine göre yapılır. Nüfuz derinliği, süperiletkendeki elektron yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı $\lambda_L(T) = \lambda_L(0)(1 - (T/T_c)^4)^{-1/2}$ olarak verilir (Ott, 1993). Bu yaklaşım orta sıcaklıklarda geçerlidir.

4.2. Ginzburg-Landau Teorisi:

4.2.1. Ginzburg-Landau serbest enerjisi:

Ginzburg ve Landau, London teorisinin süperiletkenliğin birçok yönünü açıklamasındaki başarısına rağmen, normal ve süperiletken durumlar arasındaki sınır geçişini belirlemede çok yararlı olmadığını belirterek dikkat çekici makalelerine başladılar. Buna ek olarak, süperiletkenliğin dış manyetik alanlar tarafından sona ermesini de London Teorisi açıklayamamaktadır. Ginzburg ve Landau daha sonra bu yetersizlikleri düzeltmek için bir teori geliştirmişlerdir.

Manyetik alanın yokluğunda T_c 'de, süperiletken duruma geçiş ikinci dereceden bir geçiş olduğundan, Ginzburg ve Landau, Landau'nun ikinci dereceden teorisini kullanmışlardır (Poole Jr., vd., 2007). Bu tür geçişlerin, düzensiz bir durumdan (düzen parametresi sıfırdır) daha düzenli bir duruma (düzen parametrenin sıfır olmayan bir değer) geçişi gösteren uygun bir düzen parametresi ile karakterize edildiği kabul edilmiştir. Örneğin, düzen parametresi ferroelektrik

PDF Eraser Free

durumunda, kendiliğinden polarizasyon ve ferromanyetik malzemeler durumunda, kendiliğinden mıknatıslanma olabilir.

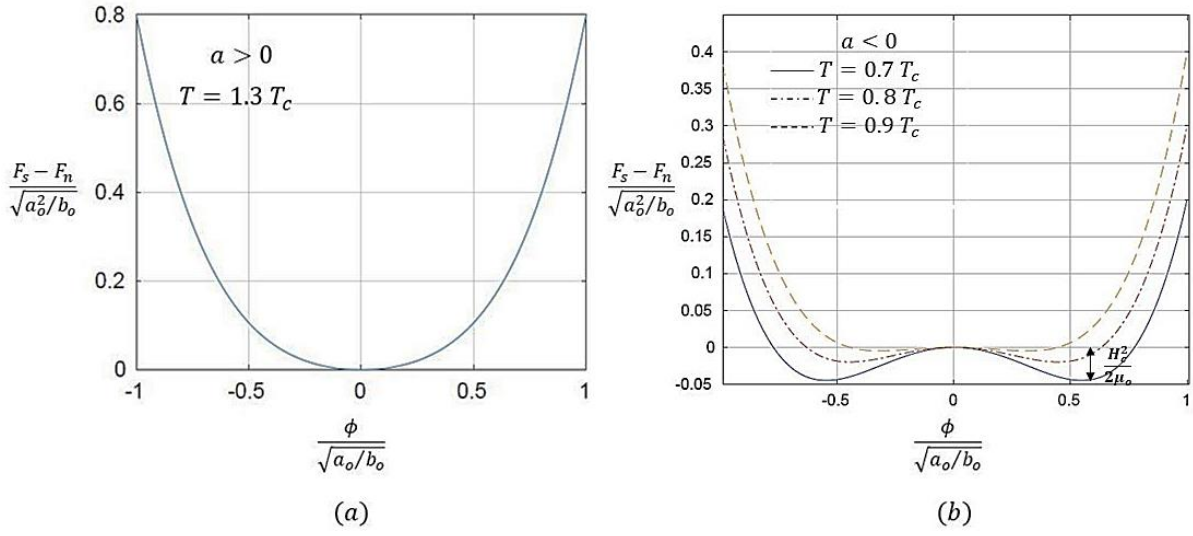
Süperiletkenlik durumunda, düzen parametresi ψ , süperiletken elektronların bir etkin dalga fonksiyonlarını temsil eder. London denklemlerindeki süper elektronların yoğunluğu yerel bir ilişki olan $n_s = |\psi|^2$ ile verilir. Bu sonuçları kullanarak, Ginzburg ve Landau, serbest enerjinin ψ ve $\nabla\psi$ kuvvetleri kullanarak bir seri açılımını oluşturmuşlardır.

4.2.1.1. Manyetik alan yokluğunda, ψ sabittir:

ψ 'nin sabit ve geçiş sıcaklığına yakın olduğu ve manyetik alanın olmadığı durumlarda, süperiletken durumun serbest enerji yoğunluğu aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$F_s = F_n + a\psi\psi^* + \frac{1}{2}b\psi\psi^*\psi\psi^* \quad (4.13)$$

Burada F_n ; normal durumun serbest enerji yoğunluğudur, a ve b ; genişleme katsayılarıdır (sıcaklık fonksiyonları). Bu açılımda ψ 'nin sadece çift kuadratik kuvvete sahip olduğu görülmektedir. Bunun sebebi, tek kuvvetler ψ 'deki değişime göre antisimetrik anlamına gelmektedir. Bu açılım, ayrıca F_s 'nin $|\psi| = 0$ ve $T = T_c$ yakınında analitik olduğunu varsaymaktadır. Denklem (4.13)'ün incelenmesi, b 'nin pozitif olması koşulunu vermektedir. a ise, işaretine bağlı olarak iki durum ortaya koyar: a pozitifse, minimum serbest enerji $|\psi|^2 = 0$ 'da gerçekleşir, bu normal duruma karşılık gelir, ancak a negatifse, minimum $|\psi|^2 = -\frac{a}{b}$ olduğunda gerçekleşir (Tinkham, 1996). Bu durum Şekil 4. 1 de görülmektedir.



Şekil 4. 1 (a) $T = 1.3T_c$ ($a > 0$) ve (b) $T = 0.7T_c$, $T = 0.8T_c$ ve $T = 0.9T_c$ ($a < 0$) durumları için Ginzburg-Landau serbest enerji grafikleri (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).

ψ 'nin değerini, Denklem (4.13)'te yerine koyup,

$$F_s = F_n - \frac{a^2}{2b} \quad (4.14)$$

elde edilir. Taylor serisini kullanarak,

$$a(T) = a' \left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \quad a' > 0 \quad (4.15)$$

bulunur.

4.2.1.2. Düzen parametresi değiştiğinde:

şimdi, düzen parametresinin uzayda değiştiği durumu dikkate alalım. Bu nedenle, ikinci dereceden faz geğişine yakın olarak, teörinin geğerliliği için ψ 'nin hızlı uzaysal değişimleri ihmal edilebilir. Serbest enerji ifadesini veren Denklem (4.13)'e,

$$\frac{1}{2m} |(-i\hbar\vec{\nabla} - 2e\vec{A})\psi|^2 \quad (4.16)$$

terimini ekleyelim. Bu terim, Kuantum mekaniğinde kinetik enerji ile aynı forma sahiptir. Aynı zamanda, düzen parametresinin uzaysal değişiminden kaynaklanan kinetik enerjideki artışı temsil eder. Serbest enerjinin ayar ölçüsü değişmezliği ise, $-2e\vec{A}$ terimi ile sağlanır (Kittel, 2005).

4.2.1.3. Uygulanan manyetik alan $\vec{B}(r)$, varlığında:

Uygulanan bir manyetik alan $\vec{B}(r)$ olsun. Manyetik katkı terimi,

$$\frac{1}{2\mu_0} B^2(r) - \mu_0 \vec{H}(r) \cdot \vec{M}(r) \quad (4.17)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $\frac{1}{2\mu_0} B^2(r)$ terimi uygulanan manyetik alan tarafından üretilen manyetik enerjidir ve $\mu_0 \vec{H}(r) \cdot \vec{M}(r)$ terimi de süperiletkenin bu dış manyetik alana olan direncini temsil eder. Numune normal durumdayken $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ ve $\vec{M} = \vec{0}$. Bu, $\frac{1}{2} \mu_0 H^2$ ise

manyetik katkısını verir. Öte yandan, numune süperiletken durumdayken, $\vec{B} = \vec{0}$ ve $\vec{M} = -\vec{H}$. Bu da, $\mu_o H^2$ manyetik katkısını verir (Poole Jr., vd., 2007).

Bu teoriyi oluştururken Ginzburg ve Landau tarafından dikkate alınan tüm durumları inceledikten sonra, serbest enerji yoğunluğu,

$$F_s = F_n + a\psi\psi^* + \frac{1}{2}b\psi\psi^*\psi\psi^* + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\vec{\nabla} - 2e\vec{A})\psi|^2 + \frac{1}{2\mu_o}B^2(r) - \mu_o\vec{H}(r)\cdot\vec{M}(r) \quad (4.18)$$

şeklinde yazılabilir.

4.2.2. Ginzburg-Landau diferansiyel denklemleri:

Serbest enerji yoğunluğunun tam ifadesini belirledikten sonra, F_s 'nin hacim integrali alınarak \mathcal{F} bulunabilir: $\mathcal{F} = \int dr F_s$. Şimdi, $\psi(r)$ 'yi belirlemek için, numunenin toplam serbest enerjisinin mümkün olduğunca küçük olduğunu varsayalım; dolayısıyla, F_s 'nin, ψ^* 'a göre diferansiyeli alınırsa (integral F_s 'nin varyasyonel türevini alarak),

$$\frac{1}{2m}(-i\hbar\vec{\nabla} - 2e\vec{A})^2\psi + a\psi + b|\psi|^2\psi = 0 \quad (4.19)$$

elde edilir (Poole Jr., vd., 2007). Bu, birinci GL denklemdir. London-Landau ayar ölçüsünde ($\vec{\nabla}\cdot\vec{A} = 0$), Denklem (4.19),

$$\frac{1}{2m}(\hbar^2 \nabla^2 \psi - 4i\hbar e \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \psi - (2e)^2 A^2 \psi) - a\psi - b|\psi|^2 \psi = 0 \quad (4.20)$$

şeklinde genişletilebilir.

Şimdi, serbest enerji vektör potansiyeli \vec{A} 'ya göre diferansiyeli alınabilir; $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ olduğu dikkate alınarak yazılırsa,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) + \frac{i\hbar(2e)}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) + \frac{(2e)^2}{m} \vec{A} |\psi|^2 = \vec{0} \quad (4.21)$$

ikinci GL denklemi elde edilir.

Maxwell-Amper yasasını ($\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$) kullanarak, akım yoğunluğu için aşağıdaki ayar ölçüsü ifadesi bulunur:

$$\mu_0 \vec{J} = -\frac{i\hbar(2e)}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) - \frac{(2e)^2}{m} \vec{A} |\psi|^2 \quad (4.22)$$

Akım ifadesi Denklem (4.22), kütlesi m , yükü $2e$ ve dalga fonksiyonu $\psi(r)$ olan bir parçacığın kuantum-mekanik ifadesi ile aynı biçimdedir. Benzer şekilde, Denklem (4.19), manyetik alanda ve doğrusal olmayan $b|\psi|^2$ potansiyelinde, kütlesi m ve yükü $2e$ olan bir parçacık için Schrödinger denklemidir (Lynn, 1990). Ayrıca, varyasyonu gerçekleştirirken, sınır koşulu, yani:

$$\vec{n} \cdot (-i\hbar\vec{\nabla} - 2e\vec{A})\psi = 0 \quad (4.23)$$

dikkate alınmalıdır. Burada \vec{n} , sınıra normal birim vektördür. Bu seçim, yüzeyden hiçbir akımın geçmemesini sağlar (Süperiletken-yalıtkan durumu). Süperiletken-normal bir metal sınırına gelince, bu ifade aşağıdaki daha genel bir biçimi alır. Burada d gerçek bir sabittir (Haar, 1965).

$$\vec{n} \cdot (-i\hbar\vec{\nabla} - 2e\vec{A})\psi = -\frac{1}{d}\psi \quad (4.24)$$

Sonuç olarak, Ginzburg-Landau teorisi, düzen parametresi ve vektör potansiyeli ile ilgili olarak Denklem (4.19) ve Denklem (4.22) olan diferansiyel denklemlerini verir. Bu denklemlerin çözümü süperiletkenlik durumu hakkında bilgi sağlar.

4.2.3. Ginzburg-Landau karakteristik uzunlukları:

GL teorisi bazı karakteristik uzunluklarla ilişkilidir. Bu uzunluklardan ilki, akım ve manyetik alanların varyasyonlarının uzaysal ölçeğini tanımlar (Rogalla ve Kes, 2012). Sıfır alan durumunda, serbest enerji aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$F_s = F_n + a|\psi|^2 + \frac{1}{2}b|\psi|^4 \quad (4.25)$$

Burada T_c 'nin altında a negatif, b pozitifdir. 1. GL denkleminde,

$$a\psi + b|\psi|^2\psi = 0 \quad (4. 26)$$

elde edilir. Bu denklemin iki çözümü vardır: normal duruma karşılık gelen $\psi = 0$, daha düşük serbest enerjiye karşılık gelen ise $\psi_0 = -\frac{a}{b}$ 'dir. Zayıf bir manyetik alan durumunda, düzen parametresinin sıfır alan ifadesini kullanarak akım aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\vec{j} = -\frac{(2e)^2}{\mu_0 m} |\psi_0|^2 \vec{A} \quad (4. 27)$$

Bu da London nüfuz derinliğini λ_L 'yi veren 1. London denklemine denk gelmektedir:

$$\lambda_L = \left(\frac{m}{\mu_0 (2e)^2 |\psi_0|^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{m}{\mu_0 (2e)^2} \frac{b}{|a|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4. 28)$$

Nüfuz derinliğine ek olarak, GL teorisi başka bir karakteristik uzunluk da verir: GL eşuyum uzunluğu, ξ . Süper elektronların yoğunluğu n_s 'nin değiştiği uzunluk ölçeğini temsil eder, yani normal bir iletkenin arayüzeyinde sıfır ve süperiletkenin içinde maksimum bir sabit değere ulaşır (Kittel, 2005). Birinci GL denklemini, hiçbir alanın olmadığı ve $\vec{A} = \vec{0}$ olduğu varsayılarak ve a ile karşılaştırıldığında $b|\psi|^2$ 'yi ihmal ederek, Denklem (4.19) şöyle olur:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} = a\psi \quad (4. 29)$$

PDF Eraser Free

Denklem (4.29), $\exp(ix/\xi)$ formunda bir çözümüne sahiptir, burada ξ ,

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{2m|a|} \quad (4.30)$$

olarak tanımlanır. a , $1 - \frac{T}{T_c}$ (Denklem (4.15)) ile orantılıdır; bu nedenle, hem λ_L hem de ξ , $1 - \frac{T}{T_c}$ ile de orantılıdır. Lineer olmayan $b|\psi|^2$ terimini Denklem (4.19)'da tutarak başka bir çözüm,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} - a\psi + b|\psi|^2\psi = 0 \quad (4.31)$$

elde edilir. Normal ve süperiletken bir durum arasındaki sınır, $x = 0$ 'da $\psi = 0$ ve $x \rightarrow \infty$ 'da $\psi \rightarrow \psi_0$ olarak varsayılır. Normal bölgelerde, manyetik alan varsa bu durumlar bir arada bulunabilir, $\lambda_L \ll \xi$ olduğu varsayılmaktadır. Denklem (4.31)'in çözümü,

$$\psi(x) = \left(\frac{a}{b}\right)^{\frac{1}{2}} \tanh\left(\frac{x}{\sqrt{2}\xi}\right) \quad (4.32)$$

olarak yazılabilir. Denklem (4.32), ξ 'ye bağlı süperiletken dalga fonksiyonunun normal bölgeye uygunluk gösterdiği anlaşılmaktadır (Kittel, 2005). İki uzunluğun oranı GL parametresi olarak tanımlanır.

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi} = \frac{m}{\hbar e} \left(\frac{\mu_0}{2} b \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.33)$$

Burada κ sıcaklıktan bağımsızdır. Süperiletkenlik ilk oluştuğunda $|\psi|$ küçüktür ve Denklem (4.19) aşağıdaki gibi lineerleştirilebilir:

$$\frac{1}{2m} (-i\hbar\vec{\nabla} - 2e\vec{A})^2 \psi = a \quad (4.34)$$

Manyetik alan, bu durumda, sadece uygulanan manyetik alan \vec{B} 'dir ve Denklem (4.34) şu şekilde yazılır:

$$-\frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi + \frac{1}{2m} \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial y} + 2e\vec{B}x \right)^2 \psi = a\psi \quad (4.35)$$

Bu denklem, Schrödinger manyetik alanda serbest bir parçacık denklemiyle aynı forma sahiptir. Çözümü $\exp[i(k_y y + k_z z)]\varphi(x)$ şeklindedir. Bu nedenle,

$$\frac{1}{2m} \left[-\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} + \hbar^2 k_z^2 + (\hbar k_y - 2e\vec{B}x)^2 \right] \varphi = a\varphi \quad (4.36)$$

Denklem (4.36), Denklem (4.37)'nin öz değeri olarak, $E = a - \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right) (k_y^2 + k_z^2)$ olan harmonik bir osilatörün denklemdir.

$$\frac{1}{2m} \left[-\hbar^2 \frac{d^2}{dx^2} + (2e)^2 B^2 x^2 - (4\hbar k_y e \vec{B}) x \right] \varphi = E \varphi \quad (4.37)$$

Başlangıç noktası $X = x - x_0$; $x_0 = \hbar k_y \frac{eB}{m}$ koyarak değiştirdikten sonra Denklem (4.37) aşağıdaki gibi yazılır:

$$-\left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dX^2} + \frac{1}{2} m \left(\frac{2e\vec{B}}{m} \right)^2 X^2 \right] \varphi = \left(E + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \right) \varphi \quad (4.38)$$

Denklem (4.38)'in çözümlerinin bulunduğu manyetik alan B 'nin en büyük değeri, aşağıdaki en düşük özdeğer ile verilir:

$$\frac{1}{2} \hbar \omega = \frac{e\hbar B_{max}}{m} = a - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (4.39)$$

Burada $\omega = \frac{2eB_{max}}{m}$ osilatörün frekansdır. k_z değerini sıfıra ayarlanırsa,

$$B_{max} \equiv H_{c2} = \frac{am}{\hbar e} \quad (4.40)$$

elde edilir. H_{c2} üst kritik alandır. $|\psi_0|^2 = a/b$ olduğunda serbest enerji minimumdur ve:

$$F_s = F_n - \frac{a^2}{2b} = F_n - \frac{H_c^2}{2\mu_o} \quad (4.41)$$

olur. Böylece,

$$H_c = \left(\frac{a^2 \mu_o}{b} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.42)$$

elde edilir. Denklemler (4.42) ve (4.33) kullanarak,

$$H_{c2} = \frac{am}{\hbar e} \frac{H_c}{\left(\frac{a^2 \mu_o}{b} \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{mc}{\hbar e} \sqrt{\frac{b}{\mu_o}} H_c \quad (4.43)$$

$$H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H'_c,$$

$$H'_c = H_c / \mu_o$$

bulunur. $\kappa < 1/\sqrt{2}$ olduğunda, bir süperiletken $H_{c2} > H'_c$ 'ile uyumludur ve I. tip olarak kabul edilir, yani II. tip için $\kappa > 1/\sqrt{2}$ olduğu anlamına gelir.

I. tip süperiletkenler için, eşyuum uzunluğu nüfuz derinliğinden daha büyüktür, bu da süperiletken durumun uyumluluğunun, II. tip süperiletkenlere kıyasla daha büyük bir mesafe boyunca korunduğu anlamına gelir. Aynı zamanda, bir dış manyetik alanın II. tip süperiletkenlerde daha geniş bir mesafeye (birkaç eşyuum uzunluğu) nüfuz edeceği anlamına

PDF Eraser Free

gelir. Ancak, I. tip süperiletkenlerde durum böyle değildir, çünkü manyetik alanın varlığı süperiletken elektronların düzenini bozmamaktadır (Poole Jr., vd., 2007).

Birkaç süperiletken malzemenin eşuyum uzunluğu ξ , nüfuz derinliği λ_L ve GL parametresi κ verileri Çizelge 4.1'de sunulmaktadır. *Nb* dışındaki elementlerin çoğu $\kappa < 1/\sqrt{2}$ değerine sahiptir ve bu nedenle I. tip olarak kabul edilir. Aynı zamanda, tüm bileşikler $\kappa > 1/\sqrt{2}$ 'ye sahiptir ve II. tip olarak kabul edilir. Bakır oksit süperiletkenleri 100'ün üzerinde değerlerle en yüksek GL parametresine, κ , sahiptir.

Çizelge 4. 1. Birkaç süperiletken için Eşuyum uzunluğu ξ , Nüfuz derinliği λ_L ve GL Parametresi κ 'nın verileri, [1] (Meservey ve Schwartz, 1969), [2] (Poole Jr., vd., 2007), [3] (Buckel ve Kleiner, 2004), [4] (Orlando ve Delin , 1991), [5] (Holczer, ve., 1991), [6] (Gao, vd., 1993), [7] (Schilling, vd., 1994), [8] (Sparn, vd., 1992).

Malzeme	T_c (K)	ξ (nm)	λ_L (nm)	$\kappa = \lambda_L / \xi$	Referans
<i>Cd</i>	0.56	760	110	0.14	[1]
<i>Al</i>	1.18	1510	40	0.03	[2]
<i>In</i>	3.41	360	40	0.11	[2]
<i>Sn</i>	3.72	180	42	0.23	[2]
<i>Ta</i>	4.39	93	35	0.38	[3]
<i>Pb</i>	7.20	82	39	0.48	[2]
<i>Nb</i>	9.25	39	52	1.28	[2]
<i>Pb – In</i>	7.0	30	150	5.0	[4]
<i>Pb – Bi</i>	8.3	20	200	10	[4]
<i>Nb – Ti</i>	9.5	4	300	75	[4]
<i>Nb – N</i>	16	5	200	40	[4]
<i>PbMo₆S₈</i>	15	2	200	100	[4]

Çizelge 4. 1. Birkaç süperiletken için Eşuyum uzunluğu ξ , Nüfuz derinliği λ_L ve GL Parametresi κ 'nın verileri, [1] (Meservey ve Schwartz, 1969), [2] (Poole Jr., vd., 2007), [3] (Buckel ve Kleiner, 2004), [4] (Orlando ve Delin, 1991), [5] (Holczer, vd., 1991), [6] (Gao, vd., 1993), [7] (Schilling, vd., 1994), [8] (Sparn, vd., 1992) (Devam).

Malzeme	T_c (K)	ξ (nm)	λ_L (nm)	$\kappa = \lambda_L/\xi$	Referans
V_3Ga (A15)	15	2.3	90	39.1	[4]
V_3Si (A15)	16	3	60	20	[4]
Nb_3Sn (A15)	18	3	65	22	[4]
Nb_3Ge (A15)	23.2	3	90	30	[4]
K_3C_{60}	19.3	2.6	240	92	[5]
Rb_3C_{60}	29.6	2.0	247	124	[5],[8]
$(La_{0.925}Sr_{0.075})_2CuO_4$	37	2.0	200	100	[2]
$YBa_2Cu_3O_7$	89	1.8	170	95	[2]
$HgBaCaCuO$	126	2.3	-	-	[6]
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\Delta}$	131	1.3	130	100	[7]

4.3. BCS Teorisi:

4.3.1. Cooper çiftleri:

BCS teorisinin oluşturulmasından bir yıl önce 1956'da Cooper, çekici bir etkileşim yoluyla bağlı bir çift elektronun oluşturulabileceğini bulmuştur. Bu çekici etkileşim, ne kadar zayıf olursa olsun, Fermi gazını dengesiz hale getirir. Bu da literatürde Cooper'ın dengesizliği olarak bilinir. Elektronların bağlanmasını incelemek için, dolu bir Fermi gazına iki elektron eklendiği düşünülür. $T = 0K$ 'da, bu elektronların dışarlama prensibi dışında Fermi gazındaki elektronlarla değil, sadece birbirleriyle etkileşime girdiği varsayılmaktadır. Bu nedenle, bu durumda, iki parçacık dalga fonksiyonu gereklidir. Ayrıca, Bloch, en düşük enerji durumunun

PDF Eraser Free

sıfır toplam momentuma sahip olduğunu varsaymıştır (Smallwood, 2014). Bunu sağlamak için, zıt momentumlara sahip iki elektron düşünülür. Bu sistemin yörünge dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılır.

$$\psi_o(r_1, r_2) = \sum_k g_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_1} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_2} \quad (4.44)$$

ψ_o 'a antisimetrik tekli spin fonksiyonu $(\alpha_1\beta_2 - \beta_1\alpha_2)$ ile $\cos \vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ terimlerinin toplamına ya da simetrik üçlü spin fonksiyonlarından biri olan $(\alpha_1\alpha_2, \alpha_1\beta_2 + \beta_1\alpha_2, \beta_1\beta_2)$ ile $\sin \vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ terimlerinin toplamına dönüştürülür. Burada $\alpha_{1,2}$, “yukarı” spin durumunu ve $\beta_{1,2}$, “aşağı” spin durumunu ifade eder (Tinkham, 1996). Çekici bir etkileşim için, tekli çiftlenimin daha düşük enerjiye sahip olması beklenir. Bunun nedeni, yörünge dalga fonksiyonu $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ üzerindeki ko-sinüzoidal bağımlılığının, elektronların birbirine yakın olması için daha büyük bir olasılık genliği vermesidir.

Bu nedenle,

$$\psi_o(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \left[\sum_{k > k_F} g_k \cos \vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \right] (\alpha_1\beta_2 - \beta_1\alpha_2) \quad (4.45)$$

formunda bir dalga fonksiyonu olduğu varsayılmaktadır. Denklem (4.45) bu problemin Schrödinger denkleminde eklenip, ağırlık katsayıları g_k ve enerji özdeğerleri E , aşağıdaki denklem çözülerek belirlenebilir.

$$(E - 2\varepsilon_k)g_k = \sum_{k' > k_F} V_{kk'} g_{k'} \quad (4.46)$$

Burada ε_k , sapmamış düzlem dalga enerjilerini ve $V_{kk'}$, bir çift elektronun momentumu $(k', -k')$ olan bir durumdan momentumu $(k, -k)$ olan bir duruma saçılma potansiyelini temsil etmektedir.

$$V_{kk'} = \frac{1}{V} \int d^3r e^{-i(k'-k)\cdot r} V(r) \quad (4.47)$$

Denklem (4.47)'de, r , iki elektron arasındaki mesafedir. Burada amaç, $E < 2E_F$ ile Denklem (4.46)'yı karşılayan bir g_k kümesi bulmaktır, çünkü bu, bağlı bir çift durumunun varlığını doğrular. Genel bir potansiyel için çözülmesi zor olduğu için, Denklem (4.48) eklenir.

$$V_{kk'} = \begin{cases} -V & E_F \leq \varepsilon_{k,k'} \leq E_F + \hbar\omega_D \text{ için} \\ 0 & \text{bu aralık dışında} \end{cases} \quad (4.48)$$

Bunu Denklem (4.46)'ya ekleyip,

$$g_k = V \frac{\sum g_{k'}}{2\varepsilon_k - E} \quad (4.49)$$

elde edilir. Her iki taraf toplanır ve $\sum g_k$ iptal edilirse,

$$\frac{1}{V} = \sum_{k' > k_F} (2\varepsilon_k - E)^{-1} \quad (4.50)$$

elde edilir. Momentumlar üzerindeki bu toplam, $D(\varepsilon_k)$ durum yoğunluğu açısından enerjiler üzerinde bir integrale dönüştürülebilir. $\hbar\omega_D \ll E_F$ olduğunda, $D(\varepsilon)$ 'nin Fermi yüzey değeri $D(E_F)$ kullanılabilir. Böylece, yukarıdaki denklem şu şekilde yazılabilir:

$$\frac{1}{V} = D(E_F) \int_{E_F}^{E_F + \hbar\omega_D} \frac{d\varepsilon}{2\varepsilon_k - E} = \frac{1}{2} D(E_F) \ln \frac{2E_F - E + 2\hbar\omega_D}{2E_F - E} \quad (4.51)$$

Klasik süperiletkenlerin çoğunda, $D(E_F)V < 0.3$, yani $D(E_F)V \ll 1$ (Tinkham, 1996). Böylece, zayıf çiftlenim yaklaşımını kullanmak uygundur. Bu nedenle, Denklem (4.51)'in çözümü şu şekilde yazılabilir:

$$E \approx 2E_F - 2\hbar\omega_D e^{-2/D(E_F)V} \quad (4.52)$$

Bu, iki parçacık sisteminin toplam enerjisidir. Negatif olduğu doğrulanmıştır, bu da bağlı bir çift oluşumunun sonsuz küçük bir çekici etkileşim ile mümkün olduğu anlamına gelir. Bu kinetik enerji E_F 'yi aşırsa da potansiyel enerjinin toplam enerjiye katkısı bu fazlalığı karşılar.

4.3.2. Hamiltonyen ve temel durum dalga fonksiyonu:

Tüm BCS teorisini destekleyen temel Hamiltonyen şöyle yazılır:

$$H = \sum_{ks} \varepsilon_k n_{ks} + \sum_{k,k'} V_{kk'} b_k^\dagger b_{k'}, \quad \begin{cases} n_{ks} \equiv c_{ks}^\dagger c_{ks} \\ b_k^\dagger \equiv c_{k\uparrow}^\dagger c_{-k\downarrow}^\dagger \end{cases} \quad (4.53)$$

Burada c^\dagger ve c işlemcileri elektron yaratma ve yoketme işlemcilerine karşılık gelir, k ve s momentum ve spin kuantum sayılarıdır. Bu Hamiltonyen birçok terimi bulundurmamasına rağmen süperiletkenlik için gerekli olanları bulundurduğu varsayılmaktadır (Smallwood, 2014).

Bardeen, Cooper ve Schrieffer, yukarıdaki Hamiltonyen'e karşılık gelen ortalama alan taban durumunun aşağıdaki şekilde ifade edilebileceği keşfini yapmışlardır:

$$|\phi_{BCS}\rangle = \prod_k (u_k + v_k b_k^\dagger) |0\rangle, \quad \begin{matrix} u_k^2 \\ v_k^2 \end{matrix} \equiv \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\xi_k}{\sqrt{\Delta_k^2 + \xi_k^2}} \right) \quad (4.54)$$

Burada $|0\rangle$ taban durumdur ve ξ_k kimyasal potansiyele göre taban durum enerji spektrumunu temsil eder (yani $\xi_k \equiv \varepsilon_k - \mu$). Bu denklemden, Δ_k düzen parametresi eklenmiştir. Bu da Denklem (4.55) kullanılarak sıfır sıcaklıkta,

$$\Delta_k = - \sum_{k'} V_{kk'} \frac{\Delta_{k'}}{2\sqrt{\Delta_{k'}^2 + \xi_k^2}} \quad (4.55)$$

şeklinde verilebilir.

4.3.3. Kanonik dönüşümle çözüm:

BCS teorisi, varyasyonel bir yöntem kullanarak bir çözüm belirler, ancak burada kullanılmayacaktır. Bunun yerine, daha yeni bir yöntem kullanılacaktır. Bu yöntem bağımsız olarak Bogoliubov ve Valatin tarafından geliştirilmiştir (Tinkham, 1996). Denklem (4.53)'ün Hamiltonyeni lineer olduğundan, aşağıdaki dönüşümü kullanarak köşegenleştirilebileceğini ifade etmişlerdir.

$$\begin{aligned}\gamma_{k0}^\dagger &= u_k^* c_{k\uparrow}^\dagger - v_k^* c_{-k\downarrow} \\ \gamma_{k1}^\dagger &= u_k^* c_{-k\downarrow}^\dagger + v_k^* c_{k\uparrow}\end{aligned}\tag{4.56}$$

Bu, aşağıdaki dönüştürülmüş orta alan Hamiltonyenini verir:

$$H_M = \sum_k E_k (\gamma_{k0}^\dagger \gamma_{k0} + \gamma_{k1}^\dagger \gamma_{k1}) + \text{Sabit}\tag{4.57}$$

$$E_k \equiv \sqrt{\Delta_k^2 + \xi_k^2}\tag{4.58}$$

Burada u_k ve v_k sayısal katsayıları, $|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1$ ilişkisine uyar. $\{\gamma\}$ işlemcileri aynı zamanda $\{c\}$ işlemcilerine benzer bir kuasipartikülün yaratma ve yoketme işlemcileridir. Süperiletkenliğin açık bir sonucunun, kuasipartikül uyarma $|\Delta|$ büyüklüğünde bir aralık olduğu açıktır. Fiziksel kökeni, Cooper çifti bağlama enerjisidir. Sıcaklık sıfıra çok yakın olduğunda, aralık Denklem (4.55)'te belirtilen formu alır, ancak daha genel bir şekilde,

$$\Delta_k = - \sum_{k'} V_{kk'} \frac{\Delta_{k'}}{2E_{k'}} \langle 1 - \gamma_{k'0}^\dagger \gamma_{k'0} - \gamma_{k'1}^\dagger \gamma_{k'1} \rangle \quad (4. 59)$$

yazılır.

4.3.4. Enerji aralığı ve kritik sıcaklık:

Sıcaklığa bağlı enerji aralığı denklemini aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\langle 1 - \gamma_{k'0}^\dagger \gamma_{k'0} - \gamma_{k'1}^\dagger \gamma_{k'1} \rangle = 1 - 2f(E_k) = \tanh(\beta E_k/2) \quad (4. 60)$$

Potansiyel ifadesinin de aşağıdaki gibi değiştiğini varsayalım:

$$V = \begin{cases} -V & \omega_k < \omega_c \\ 0 & \omega_k > \omega_c \end{cases} \quad (4. 61)$$

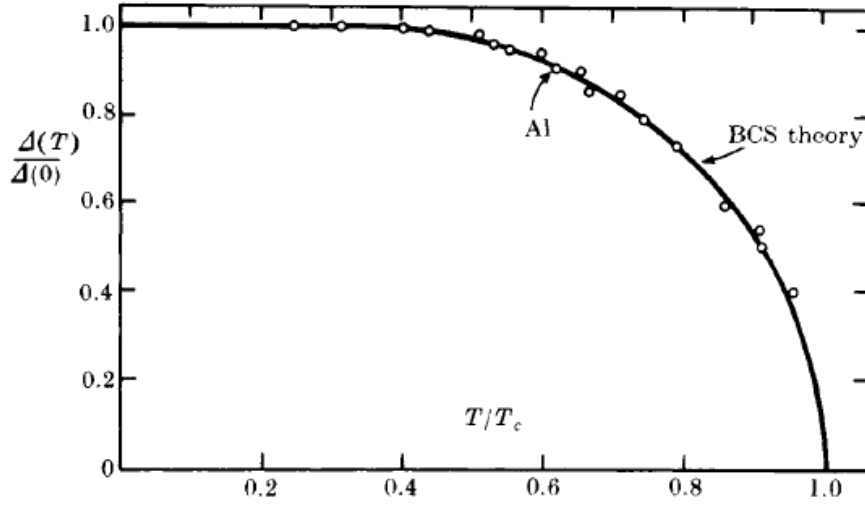
Burada ω_c bir kesim frekansıdır. Toplamdan, integrale geçilirse,

$$\frac{1}{D(E_F)V} = \int_0^{\hbar\omega_c} d\xi \frac{\tanh[\beta\sqrt{\xi^2 + \Delta(T)^2}/2]}{\sqrt{\xi^2 + \Delta(T)^2}} \quad (4. 62)$$

PDF Eraser Free

bulunur. Bu, BCS teorisindeki enerji aralığı denkleminin bilinen şeklidir. Zayıf bağlanma yaklaşımında, enerji aralığı denklemi ile kritik sıcaklık arasında evrensel bir ilişki verir (Smallwood, 2014):

$$\Delta(0) = 1.764k_B T_c \quad (4.63)$$



Şekil 4.2. Elektron tüneli ile belirlendiği üzere Alüminyumun (Al) sıcaklığa bağlı enerji aralığı (Schrieffer, 1999).

Tarihsel olarak, enerji aralığı BCS teorisinin en önemli keşfi idi. Elektromanyetik absorpsiyon ve elektron tünellemesi kullanılarak bu aralığın daha sonraki ölçümleri BCS teorisinin doğrulandığını göstermiştir. Denklem (4.62) ve Denklem (4.63)'ün geçerliliği, alüminyum, niyobyum, tantal ve kalay gibi zayıf bağlanmış süperiletkenler için doğrulanmıştır. Kurşun ve civa gibi daha güçlü bir şekilde bağlanmış düşük sıcaklıklı süperiletkenlerde, Denklem (4.63)'ten olan farklılıklar, fononların klasik süperiletkenler üzerindeki etkisini açıklamaktadır (Smallwood, 2014).

5. TERMODİNAMİK ÖZELLİKLER

5.1. Öz Isı:

Bir malzemenin öz ısısı, birim kütesinin sıcaklığını 1°C artırmak için gereken ısı miktarı olarak tanımlanır ve $C = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V$ ile ifade edilir. Burada U , malzemenin iç enerjisidir. Sabit hacimdeki öz ısının ve sabit basınçtaki öz ısının katılar için yaklaşık olarak aynı olduğu kabul edilebilir (Poole Jr., vd., 2007).

5.1.1. Kritik sıcaklığın üzerindeki öz ısı:

Bir metalin öz ısısı;

$$C(T) = C_e + C_{ph} + C_{sch} \quad (5. 1)$$

ifadesiyle verilir. Burada; C_e , öz ısıya elektronik katkıyı, C_{ph} örgü titreşimlerinin (fononlar) katkısını temsil eder. C_{sch} ise dejenere uyarılma seviyelerine sahip sistemlerde ortaya çıkan Schottky anormalliğidir, yani iki seviyeli sisteme sahip malzemeler: biri taban durumu, diğeri uyarılmış bir durum. Bu katkı, iki durum arasındaki seviye enerjisine bağlıdır ve bu seviye enerjisi $k_B T$ 'nin çok altında olduğunda, bu terim aT^{-2} biçimindedir (Tari, 2003). Elektronik terim, elektronların uyarılmasından kaynaklanmaktadır. Serbest elektron yaklaşımında, şu şekilde ifade edilebilir:

$$\begin{aligned}
C_e = \gamma T &= \frac{1}{2} \pi^2 R \left(\frac{T}{T_F} \right) \\
&= 4.93 R \left(\frac{T}{T_F} \right)
\end{aligned} \tag{5.2}$$

γ normal durumda elektron öz ısı sabiti, bazen Sommerfeld sabiti olarak tanımlanır,

$$\gamma = \left(\frac{\pi^2}{3} \right) D(E_F) k_B^2 \tag{5.3}$$

olarak verilir. $D(E_F)$, Fermi enerji seviyesindeki durumların yoğunluğu ve k_B Boltzmann sabitidir. γ için daha genel bir ifade şu şekilde verilir:

$$\gamma = \left(\frac{m^*}{m} \right) \gamma_0 \tag{5.4}$$

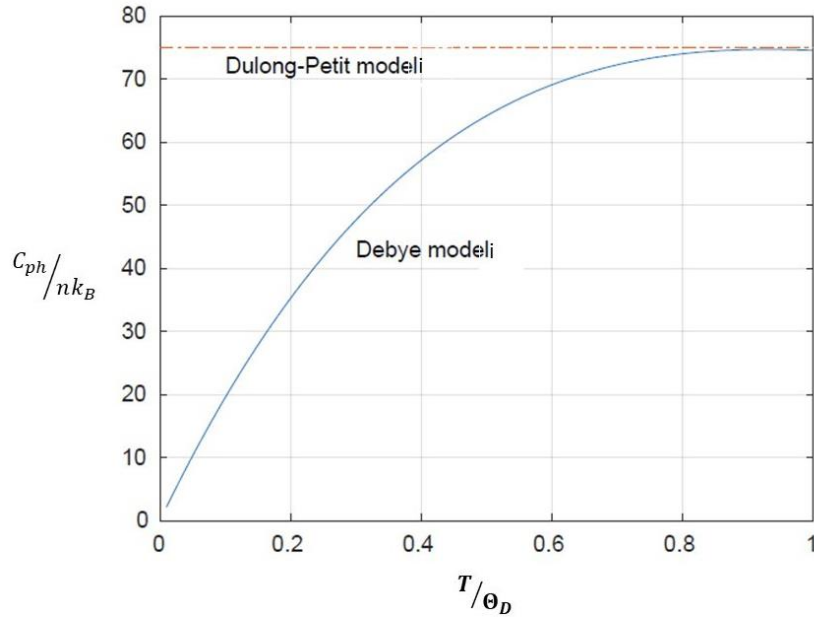
Burada etkin kütle m^* 'in serbest elektron kütlesi m üzerindeki oranının 1'den farklı olduğu ve çok büyük etkin kütlelere sahip ağır fermiyon bileşiklerinde dikkate alınması gerektiği belirtilmektedir. Fononların, C_{ph} 'nin öz ısıya katkısı en iyi Debye modeli kullanılarak açıklanabilir (Kittel, 2005):

$$C_{ph} = 9nk_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \tag{5.5}$$

Burada n , katıdaki atom sayısı ve $x_D = \Theta_D/T$ 'dir. Debye sıcaklığı Θ_D , Debye frekansı ω_D ile şu şekilde ilişkilidir:

$$\Theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B} \quad (5.6)$$

Şekil 5.1, fonon öz ısısının sıcaklığa bağlı olarak davranışını göstermektedir.



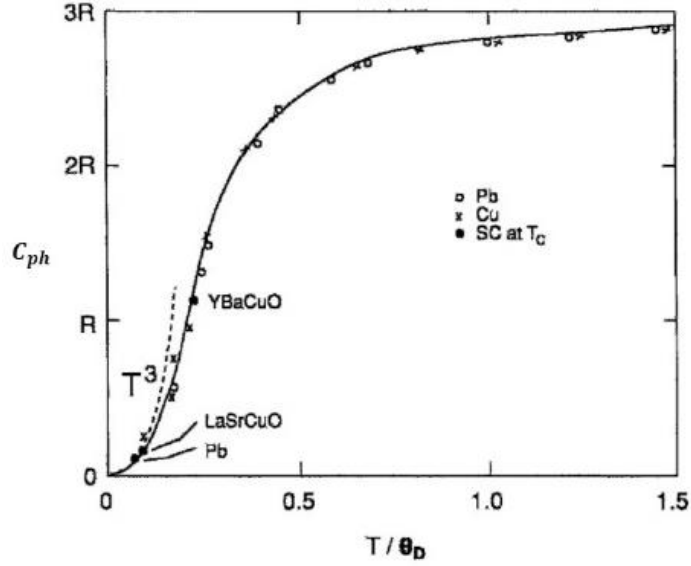
Şekil 5.1. Fonon öz ısı C_{ph} davranışı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).

Θ_D 'nin çok üzerinde bir sıcaklıkta, C_{ph} öz ısısı klasik değer $3R$ 'ye ulaşır, burada $R = N_A k_B$ gaz sabitidir (Kittel, 2005). Düşük sıcaklıklarda, ünlü Debye T^3 yasası şöyle verilir:

$$C_{ph} = AT^3 = \left(\frac{12\pi^4}{5}\right) R \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \cong 234 R \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^3 \quad (5.7)$$

PDF Eraser Free

Çoğu düşük sıcaklıklarda süperiletkenler için geçiş sıcaklığı Θ_D 'nin yeterince altındadır, bu nedenle elektronik öz ısı daha büyük bir değere sahiptir ve bazen hesaplanan tek ısıdır. Yüksek T_c süperiletkenler için durum böyle değildir (Tari, 2003).



Şekil 5.2. Cu ve Pb için Debye modelindeki fonon öz ısısının deneysel verilerle karşılaştırıldığında sıcaklığa bağımlılığı (Poole Jr., vd., 2007).

Düşük sıcaklıklarda, normal bir iletkenin toplam öz ısısı şu şekilde yazılabilir:

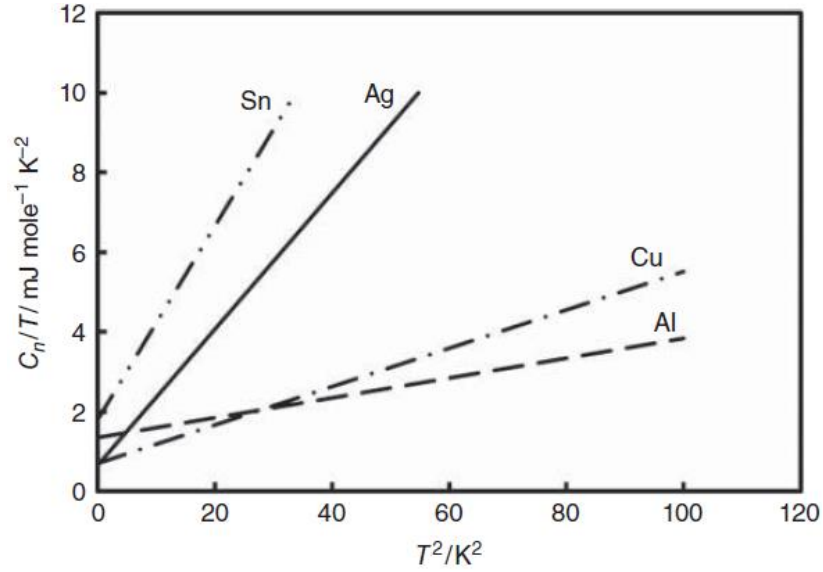
$$C_n = \gamma T + AT^3 \quad (5.8)$$

Denklem (5.8) şu şekilde yeniden düzenlenebilir:

$$\frac{C_n}{T} = \gamma + AT^2 \quad (5.9)$$

PDF Eraser Free

Şekil 5.3, normal durumlarındaki bazı iletkenler için $\frac{C_n}{T}$ 'ye karşı T grafiklerini göstermektedir. A değerleri düz çizgilerin eğimleridir, γ değerleri ise $T = 0$ kesişim noktasındadır.



Şekil 5. 3. Normal durumda çeşitli metallerin düşük sıcaklıktaki öz ısısı (Wesche, 2015).

5.1.2. Geçiş sıcaklığında öz ısısı:

Bir metalin normal durumdan süperiletken duruma geçişi ikinci dereceden bir fazdır. Bu, öz ısıda bir süreksizlik olduğu anlamına gelmektedir. BCS teorisi, normal sıcaklık değeri γT_c 'den bir süperiletken durum değeri C_s 'ye geçiş sıcaklığında elektronik öz ısıda ani bir atlama öngörmektedir. Bu da şu şekilde ifade edilmektedir (Tari, 2003):

$$\frac{C_s - \gamma T_c}{\gamma T_c} = 1.43 \quad (5. 10)$$

PDF Eraser Free

Aşağıdaki Çizelge 5.1, birkaç element süperiletken malzemede T_c ve Θ_D değerleri ile birlikte bu atlamının bazı değerlerini vermektedir.

Çizelge 5. 1. Geçiş sıcaklığı T_c , Debye sıcaklığı Θ_D ve elektronik öz ısı atlama verileri (Lynn, 1990).

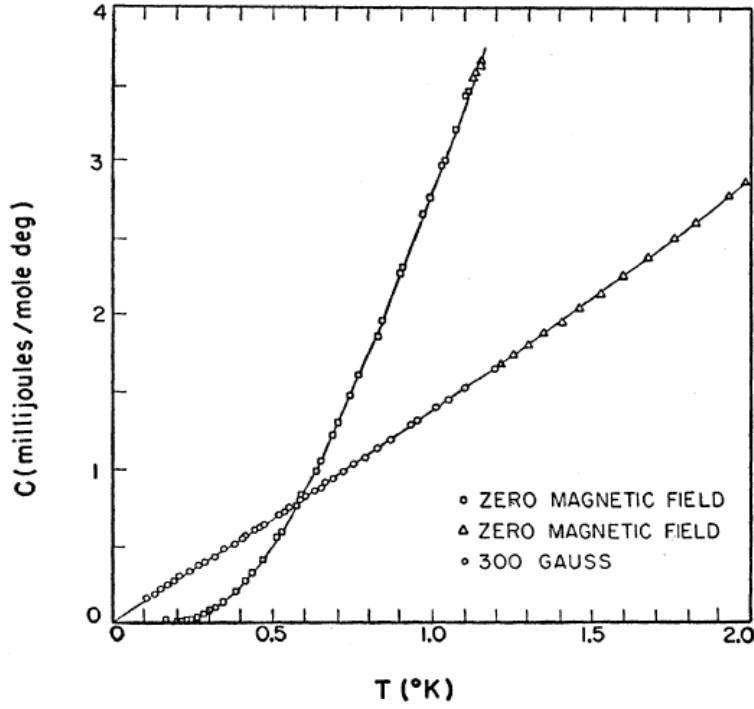
Elementler	$T_c(K)$	$\frac{C_s - \gamma T_c}{\gamma T_c}$	$\Theta_D(K)$
BCS	--	1.43	--
Al	1.16	1.45	428
Zn	0.85	1.25-1.30	309
Ga	1.08	1.44	325
Cd	0.52	1.40	209
In	3.40	1.73	112
Sn	3.72	1.60	200
Tl	2.38	1.50	79
Hg	4.16	2.37	72
Pb	7.19	2.71	105
Ta	4.48	1.69	258
V	5.30	1.49	399
Nb	9.22	1.87	277

5.1.3. Geçiş sıcaklığı altında öz ısı:

Geçiş sıcaklığının altındaki sıcaklıklar için BCS teorisi, süperiletken durumda elektronik öz ısının üstel bir bağımlılığa aşağıdaki gibi,

$$C_s \approx a \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (5.11)$$

sahip olduğunu varsaymaktadır (Ott, 1993). Şekil 5.4, bu yaklaşımın Alüminyum için verileri göstermektedir.



Şekil 5.4. Alüminyumdaki normal durum değerlerine kıyasla öz ısı atlaması grafiği (Phillips, 1959).

Şekil 5.4'ten, verilerin BCS tarafından önerilen denkleme iyi uyduğu görülmektedir. Öz ısı, geçiş sıcaklığında tam BCS tarafından tahmin edildiği gibi bir atlama sergiler, geçiş sıcaklığın altında ise hızla sıfıra düşer.

PDF Eraser Free

5.2. Termodinamik Değişkenler:

Termodinamiğin birinci yasasına göre, tersinir bir işlemin iç enerjisi korunur ve manyetik bir malzeme için aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$dU = TdS + \vec{B} \cdot d\vec{M} \quad (5.12)$$

$-PdV$ terimi ihmal edilmiştir (Poole Jr., vd., 2007). Basitlik amacıyla, \vec{B} , \vec{H} ve \vec{M} vektörleri birbirine paralel olarak kabul edilecektir. Ayrıca, entalpiyi \tilde{H} olarak adlandıralım. Bir sistemin entalpi; onun iç enerjisi ile basınç ve hacminin çarpımının toplamı olarak tanımlanır. \tilde{H} aşağıdaki gibi ifade edilmektedir:

$$\tilde{H} = U - BM \quad (5.13)$$

Diferansiyeli ise şu şekilde verilmektedir:

$$d\tilde{H} = TdS - MdB \quad (5.14)$$

Tersinir bir işlem için termodinamiğin ikinci yasasını kullanarak:

$$CdT = TdS \quad (5.15)$$

elde edilir. Böylece:

$$d\tilde{H} = CdT - MdB \quad (5.16)$$

bulunur. Son olarak, Gibbs serbest enerji G , şöyle yazılır:

$$G = \tilde{H} - TS \quad (5.17)$$

Bunun diferansiyeli ise:

$$dG = -SdT - MdB \quad (5.18)$$

olarak verilir.

5.3. Bir Normal İletkenin Termodinamiği:

Normal bir iletken için öz ısının bilindiği varsayılarak, daha sonra integral veya türev işlemleri ile geri kalan termodinamik değişkenleri elde edilebilir (Crow ve Ong, 1990).

Denklem (5.8)'deki metallerin öz ısısı,

$$C_n = \gamma T + AT^3 \quad (5.19)$$

idi. Manyetik alan sıfıra eşit olarak alınır, entalpi, Denklem (5.19) integrali alınarak elde edilir:

$$\int d\tilde{H}_n = \int_0^T (\gamma T + AT^3) dT \quad (5.20)$$

$\tilde{H}_n(0) = 0$ ve γ ve A 'nın sıcaklıktan bağımsız olduğunu varsayarsak,

$$\tilde{H}_n(T) = \frac{1}{2}\gamma T^2 + \frac{1}{4}AT^4 \quad (5.21)$$

elde edilir. Denklem (5.19)'un integralini alarak ve $S_n(0) = 0$ olduğunu varsayarak entropi,

$$\int dS_n = \int_0^T (\gamma T + AT^3) \frac{dT}{T} \quad (5.22)$$

$$S_n(T) = \gamma T + \frac{1}{3}AT^3 \quad (5.23)$$

bulunur. Benzer şekilde, serbest enerji için Denklem (5.18)'de Denklem (5.23)'ü kullanarak,

$$G_n(T) = -\frac{1}{2}\gamma T^2 - \frac{1}{12}AT^4 \quad (5.24)$$

sonucuna ulaşılır.

Normal bir metalin geçirgenliği μ , boş alanın geçirgenliğine μ_0 , çok yakın olduğundan, manyetik duyarlılık χ , önemsizdir ve $M \approx 0$. Bu nedenle, manyetik bir alanın varlığında bu termodinamik niceliklerin aynı kalacağı varsayılmaktadır (Poole Jr., vd., 2007).

PDF Eraser Free

Denklem (5.19), Denklem (5.21), Denklem (5.23) ve Denklem (5.24) Şekil 5.5, Şekil 5.6, Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'de, A sıfır olarak kabul edilerek çizilmiştir.

5.4. Süperiletkenin Termodinamiği:

Bir süperiletken için, tüm sıcaklık aralığını kapsayan öz ısı için bir ifade yoktur. Ek olarak, Denklem (5.11)'de öz ısının BCS teorisi tarafından verilen biçimiyle integralinin alınması mümkün değildir. Bu yüzden termodinamik değişkenlerin hesaplanması için serbest enerji ifadesi ile başlanır, daha sonra buradan diğer değişkenler çıkarılabilir (Poole Jr., vd., 2007). İzotermal bir durum ($dT = 0$) için, Denklem (5.18) kullanarak,

$$dG = -\vec{M} \cdot d\vec{B} \quad (5.25)$$

elde edilir. I. tip süperiletkenler için,

$$\vec{M} = -\vec{H} = -\frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (5.26)$$

olduğu dikkate alınarak Denklem (5.25) şu şekilde yazılır:

$$dG_s = \frac{B}{\mu_0} dB \quad (5.27)$$

$B = 0$ 'dan B 'ye kadar integral alınarak:

$$G_s(T, B) = G_s(T, 0) + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (5.28)$$

elde edilir. Burada manyetik enerji $\frac{B^2}{2\mu_0}$ sıcaklıktan bağımsızdır. $B = B_c(T)$ ve $T < T_c$ için:

$$G_s(T, B_c(T)) = G_s(T, 0) + \frac{B_c^2(T)}{2\mu_0}, T = T_c(B) \quad (5.29)$$

bulunur. Bu bir faz geçişi olduğu için: $G_s = G_n$ alınarak:

$$G_n(T) = G_s(T, 0) + \frac{B_c^2(T)}{2\mu_0}, T = T_c(B) \quad (5.30)$$

elde edilir. Denklem (5.27)'nin, Denklem (5.30)'dan çıkarılmasıyla,

$$G_s(T, B) = G_n(T) - \frac{(B_c^2(T) - B^2)}{2\mu_0} \quad (5.31)$$

ifade edilir. Burada, $B < B_c(T)$ 'tür. Uygulanan bir alanın yokluğunda:

$$G_s(T, 0) = G_n(T) - \frac{B_c^2(T)}{2\mu_0}, B = 0 \quad (5.32)$$

PDF Eraser Free

bulunur. Denklem (5.32)'nin grafiği Şekil 5.8'de çizilmiştir. Entropi için, Denklem (5.18)'i kullanarak:

$$S_s - S_n = -\frac{d}{dT} (G_s - G_n) \quad (5.33)$$

elde edilir. Denklem (5.31)'den:

$$S_s(T) = S_n(T) + \frac{B_c(T)}{\mu_o} \frac{d}{dT} B_c(T) \quad (5.34)$$

bulunur. Denklem (5.34), Denklem (5.32) ve Denklem (5.17) kullanılarak:

$$\tilde{H}_s(T, B) = \tilde{H}_n(T) - \frac{(B_c^2(T) - B^2)}{2\mu_o} + \frac{TB_c(T)}{\mu_o} \frac{d}{dT} B_c(T) \quad (5.35)$$

elde edilir. Denklem (5.16) kullanılarak:

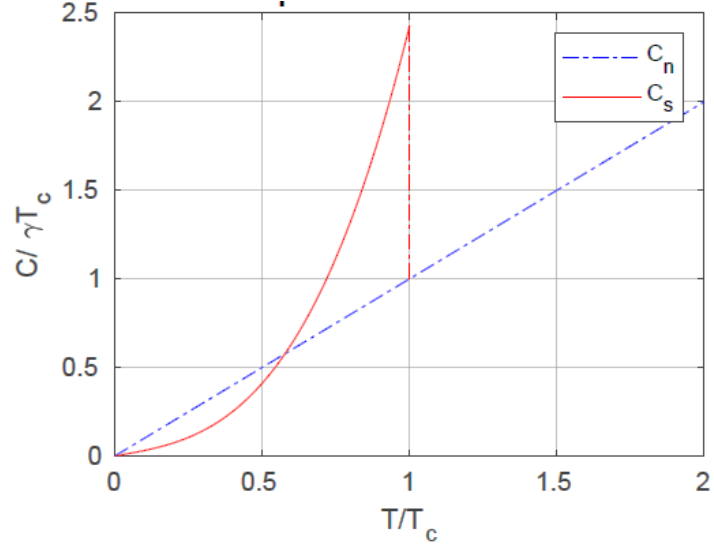
$$C_s(T) = C_n(T) - \frac{T B_c(T)}{\mu_o} \frac{d^2}{dT^2} B_c(T) + \frac{T}{\mu_o} \left| \frac{d}{dT} B_c(T) \right|^2 \quad (5.36)$$

ve $B = 0$ ve $B_c(T_c) = 0$ 'da,

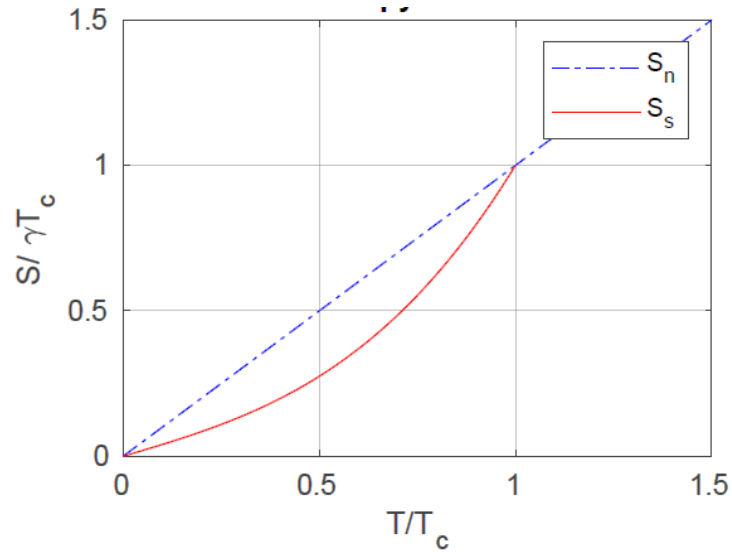
$$C_s(T) = C_n(T) + \frac{T}{\mu_o} \left| \frac{d}{dT} B_c(T) \right|^2, T = T_c \quad (5.37)$$

PDF Eraser Free

sonucuna ulaşılır. Bu, Rutger formülü olarak bilinir, T_c 'de öz ısıdaki atlamayı verir (Schmidt, 1997).

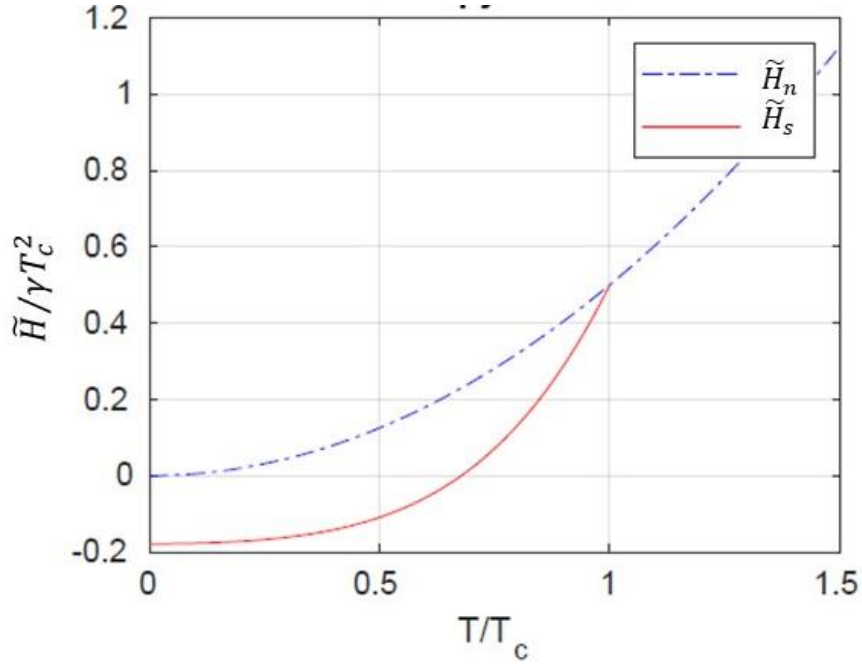


Şekil 5. 5. Normal ve süperiletken öz ısılara sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).

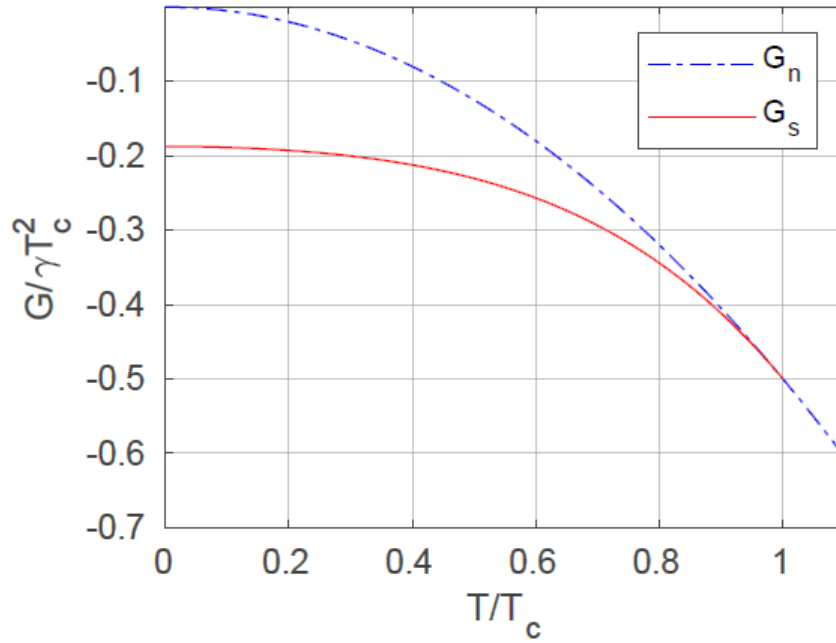


Şekil 5. 6. Normal ve süperiletken entropilerin sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).

PDF Eraser Free



Şekil 5. 7. Normal ve süperiletken entalpilerin sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).



Şekil 5. 8. Normal ve süperiletken serbest enerjilerin sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).

5.4.1. Manyetik alan yokluğunda süperiletkenin termodinamiği:

Burada sıfır manyetik alan altında ($B = 0$) I. tip bir süperiletken olduğu varsayalım. Kritik manyetik alanın T 'ye parabolik bağımlılığı,

$$B_c(T) = B_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \quad (5.38)$$

olarak verilir (Tari, 2003). Denklem (5.38), Denklem (5.32)'de yerine yazılarak,

$$G_s(T, 0) = -\frac{1}{2}\gamma T^2 - \frac{1}{12}AT^4 - \frac{B_c^2(0)}{2\mu_o} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)^2 \quad (5.39)$$

elde edilir. Denklem (5.39) Şekil 5.8'de, A sıfır alınarak çizilmiştir. Benzer şekilde, entropi için, Denklem (5.34)'de Denklem (5.23) ve Denklem (5.38)'in yerine yazılması ile elde edilen denklemin türevi alınırsa,

$$S_s(T) = \gamma T + \frac{1}{3}AT^3 - \frac{2B_c^2(0)}{\mu_o} \frac{T}{T_c^2} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \quad (5.40)$$

bulunur. Denklem (5.40) Şekil 5.6'da A sıfır alınarak çizilmiştir.

PDF Eraser Free

Entalpi ise Denklem (5.17) ile ifade edilmektedir:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_s(T, 0) = & \frac{1}{2}\gamma T^2 + \frac{1}{4}AT^4 \\ & - \frac{B_c^2(0)}{2\mu_o} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \left(1 + 3\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \end{aligned} \quad (5.41)$$

Öz ısı için, Denklem (5.40) ve Denklem (5.15) kullanılarak,

$$C_s(T) = \gamma T + AT^3 + \frac{2B_c^2(0)}{\mu_o} \frac{T}{T_c^2} \left(3\left(\frac{T}{T_c}\right)^2 - 1\right) \quad (5.42)$$

bulunur. Denklem (5.41) ve Denklem (5.42) sırasıyla Şekil 5.7 ve Şekil 5.5'te A sıfır alınarak çizilmiştir.

5.4.2. Manyetik alan varlığında süperiletkenin termodinamiği:

Uygulanan manyetik alanın sıfır olmadığı durumda:

$$G_s(T, B) = -\frac{1}{2}\gamma T^2 - \frac{1}{12}AT^4 - \frac{1}{2\mu_o} \left[B_c^2(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)^2 - B^2 \right] \quad (5.43)$$

yazılabilir.

PDF Eraser Free

Entropi ise aynı kalır:

$$S_s(T) = \gamma T + \frac{1}{3}AT^3 - \frac{2B_c^2(0)}{\mu_o} \frac{T}{T_c^2} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \quad (5.44)$$

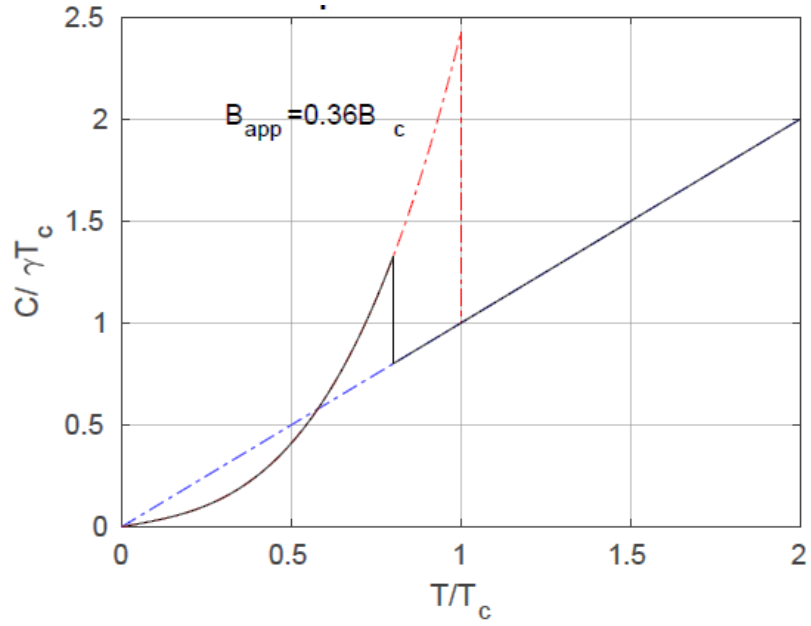
Entalpi şu şekilde verilir:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_s(T, B) = & \frac{1}{2}\gamma T^2 + \frac{1}{4}AT^4 \\ & - \frac{B_c^2(0)}{2\mu_o} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \left(1 + 4\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) + \frac{B^2}{2\mu_o} \end{aligned} \quad (5.45)$$

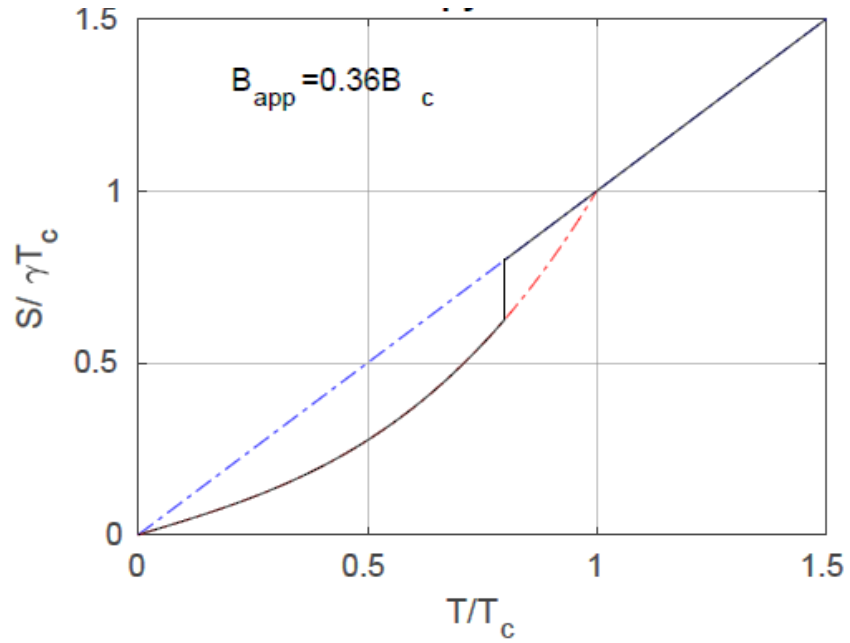
Entropinin durumuna benzer şekilde öz ısı aynı kalır:

$$C_s(T) = \gamma T + AT^3 + \frac{2B_c^2(0)}{\mu_o} \frac{T}{T_c^2} \left(3\left(\frac{T}{T_c}\right)^2 - 1\right) \quad (5.46)$$

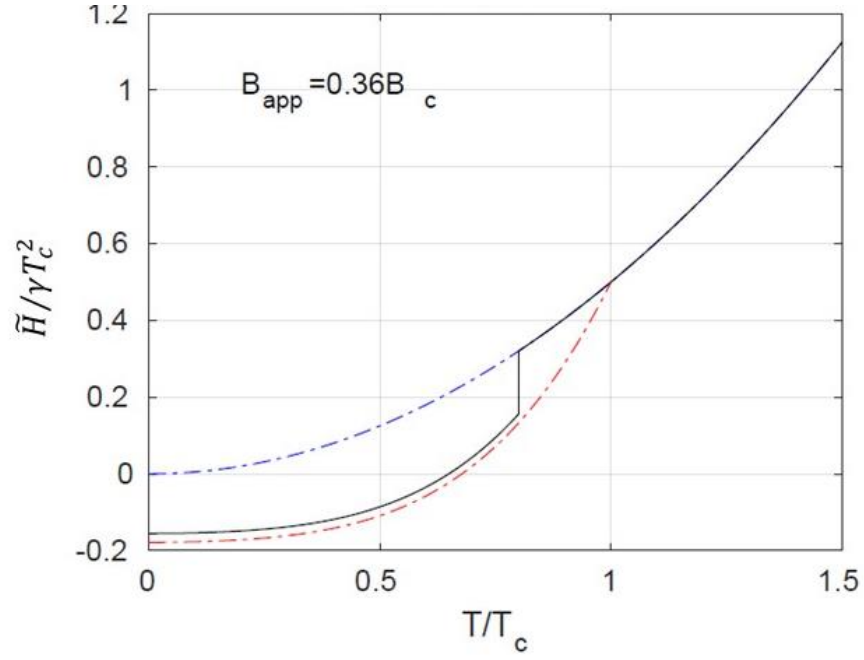
Uygulanan bir manyetik alanın varlığında, malzeme daha düşük bir T'_c ($T'_c < T_c$) sıcaklığında normal duruma gelir. Denklem (5.43), Denklem (5.44), Denklem (5.45), ve Denklem (5.46), sırasıyla Şekil 5.9, Şekil 5.10, Şekil 5.11 ve Şekil 5.12'de çizilmiştir. Çizimlerde zayıf alan olarak, $B_{app} = 0.36B_c$ alınmış ve $T'_c = 0.8 T_c$ varsayılmıştır (Poole Jr., vd., 2007).



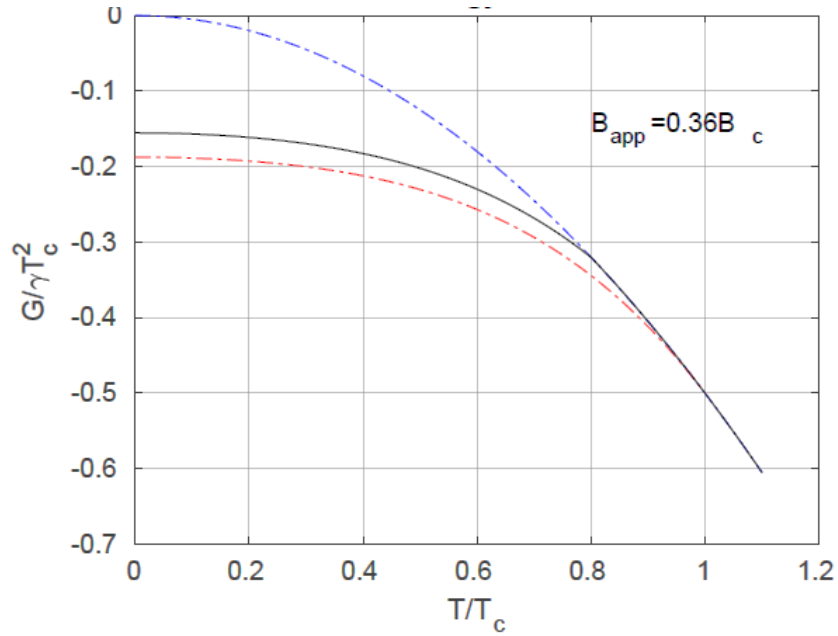
Şekil 5. 9. Zayıf manyetik alan varlığında, normal ve süperiletken öz ısıların sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).



Şekil 5. 10. Normal ve süperiletken entropilerin zayıf manyetik alan varlığında sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).



Şekil 5. 11. Normal ve süperiletken entalpilerin zayıf manyetik alan varlığında sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).



Şekil 5. 12. Normal ve süperiletken serbest enerjilerin zayıf manyetik alan varlığında sıcaklığa bağımlılığı (MATLAB kullanılarak çizilmiştir).

6. YÜKSEK SICAKLIK SÜPERİLETKENLİĞİ

6.1. Yeni Süperiletkenlere Genel Bakış:

6.1.1. Ağır fermiyon süperiletkenleri:

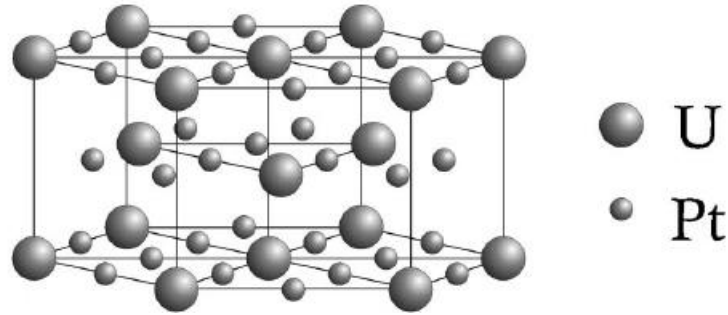
1970'lerin sonunda, ilk ağır fermiyon süperiletken $CeCu_2Si_2$ 'nin Steglich'in grubu tarafından $T_c = 0.5K$ geçiş sıcaklığına sahip olduğu keşfedildi (Steglich, vd., 1979). Bu keşif, bilim insanları için büyük bir sürprizdi ve diğer keşifler yapılanaya kadar bir anormallik olduğu düşünülüyordu, bu keşifler arasında UBe_{13} , UPt_3 , $NpBe_{13}$ ve UCd_{13} bileşiklerince incelendi (Stewart, 1984). Bu bileşikler, f kabukları eksik olan lantanit veya aktinit serisindeki elementlerden oluşur. Bu kabuk elektronlarının Cooper çiftleri oluşumu, örneğin uranyum bileşiklerince durumunda, uranyum atomunun $5f$ yörüngesinden kaynaklanır (Moore ve Laan, 2009). Ayrıca, iletim elektronları ve nadir toprak elementlerinin veya aktinit iyonlarının yerel f kabuk elektronları arasındaki güçlü elektronik etkileşim, yüzlerce serbest elektron kütlesi kadar etkin kütleyle sahip olması sonucunda oluşur (Bennemann ve Ketterson, 2004).

Yüksek sıcaklıklarda, bu süperiletken sınıfı, yerel momentumların varlığına dair kanıt sergiler; bununla birlikte, düşük sıcaklıklarda, çok ağır kuasipartikül kütleleri olan bir Fermi sıvısına benzerler. Bu ağır fermiyon süperiletkenlerinin birçoğunda antiferromanyetizma ve süperiletkenlik bir arada bulunur ve genellikle iki geçiş gösterir: T_c 'de süperiletken bir geçiş ve Neel T_N sıcaklığında antiferromanyetik bir geçiş. Son zamanlarda, ferromanyetik süperiletkenler de keşfedilmiştir (UGe_2 , $URhGe$) (Saxena, vd., 2000).

En çok çalışılan ağır fermiyon süperiletkeni UPt_3 süperiletkendir. Şekil 6.1 de görüldüğü gibi hegzagonal bir kristal yapıya sahiptir. UPt_3 , $5 K$ altında antiferromanyetik ve

PDF Eraser Free

1.5 K altında süperiletken olur (Joynt ve Taillefer, 2002). Buna ek olarak, bu bileşik, farklı termodinamik özelliklere sahip üç farklı süperiletken faza sahiptir. Bunlardan, s-dalga eşlenimi izotopik olduğu için gözlenemez. UGe_2 , başka bir ağır fermiyon süperiletkenidir. 10 – 15 kbar aralığındaki basınçta, bu bileşik 1 K'nin altında süperiletken hale gelir (Saxena, vd., 2000). Uranyumun manyetik momentleri ferromanyetik olarak sıralanır. Dolayısıyla burada ferromanyetizma ve süperiletkenlik bir arada meydana gelir. UPd_2Al_3 bileşiğinde, eşleşme örgü ortamından ziyade manyetik etkileşimlerle gerçekleşir (Buckel ve Kleiner, 2004).



Şekil 6. 1. UPt_3 'ün kristal yapısı (Joynt ve Taillefer, 2002).

6.1.2. Bakır oksit süperiletkenleri:

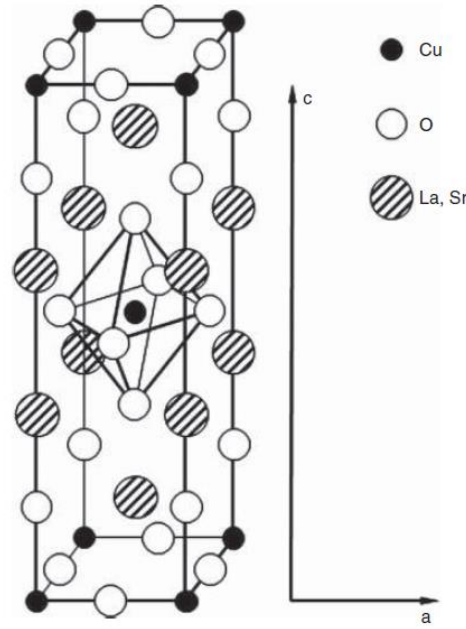
6.1.2.1. $La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ bileşikleri:

$La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ bir bakır oksit süperiletkenidir, burada $M \equiv Ca, Sr, Ba$ veya Pb . Ayrıca $LMCO$ veya 214 olarak da adlandırılır (Howard, vd., 1989). İlk çalışmalarda, sıcaklık düştüğünde elektrik direncinin azaldığı bulundu, fakat kriyojenik sıvı eksikliği nedeniyle, sıcaklıklar 200K ile sınırlandı ve çalışmalar devam edememiştir (Fisk ve Ott, 2011). Bu çalışma, Bednorz ve Müller'in dikkatini çeken kristal yapı ile ilgili önemli veriler sağlamıştır. Bu deneye dayanarak, 30K ve 40K arasında bu bileşiğin ve oksit ailesinin süperiletken özelliğini keşfetmişlerdir (Bednorz ve Muller, 1986).

PDF Eraser Free

Yüksek sıcaklık bölgesinde, üçlü La_2CuO_4 bileşikleri, örgüye merkezlenmiş bir gövde olan K_2NiF_4 tipinin tetragonal bir yapısına sahiptir (Howard, vd., 1989). Düşük sıcaklıklarda, yaklaşık $530K$ 'de bileşik bu yapının çarpık bir ortorombik versiyonu haline gelir (Kim ve Moret, 1988). İletim elektronlarının sayısına göre, bu bileşik bir metal gibi görünse de, durum böyle değildir ve aslında bir Mott yalıtkanı olarak sınıflandırılmıştır (Imada, vd., 1998).

$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ 'ün tetragonal birim hücresi aşağıdaki şekilde örgü parametreleriyle gösterilmiştir: $a = 0.3779nm$, $c = 1.3200 nm$, $x = 0.15$ (Decroux, vd., 1987).



Şekil 6. 2. $La_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ 'in kristal yapısının gövde merkezli birim hücresi (Wesche, 2015).

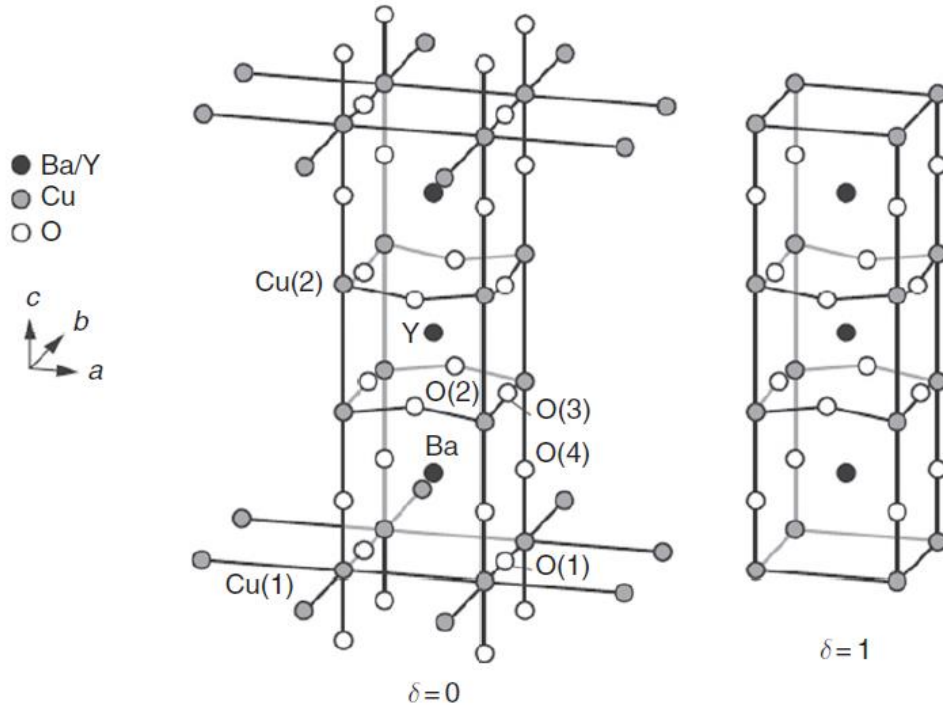
Bu bileşiğin yanı sıra tüm kupratlar için en önemli karakteristik özelliği, birim hücresinin üstünde, altında ve merkezindeki CuO_2 düzlemleridir. Bu düzlemlere, normal ve süperiletken akımın içinden geçen akışları nedeniyle iletim düzlemleri denir. La_2CuO_4 bileşiğinde, CuO_2 düzlemleri çift LaO katmanlarının yalıtılmasıyla ayrılır (Wesche, 2015).

6.1.2.2. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşikleri:

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ bileşiği veya literatürde bilindiği gibi: $YBCO$ veya $Y - 123$ (Plakida, 2010), azot'un kaynama noktasını aşan kritik bir sıcaklığa sahip ilk keşfedilen yüksek sıcaklık süperiletkenidir (Chu, vd., 1987).

Bu bileşiğin yapısı, farklı kimyasal bileşimlere sahip farklı katmanların istiflenmesi olarak görülebilir. Bu farklı elementlerin serası $Y - CuO_2 - BaO - CuO_x - BaO - CuO_2 - Y$ 'dir (March, vd., 1988). CuO_2 düzlemleri bu yapıda da bulunur. Bu bileşiğin farklı bir adlandırması $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$ 'dir ve bu, Y katmanlarının iki CuO_2 katmanı ile ayrılmasını vurgulamak içindir (Wesche, 2015). Buna ek olarak, bu katmanlardaki bakır atomlarının her biri, beş oksijen atomunun oluşturduğu bir piramidin tabanının merkezinde bulunur (Hazen, 1990). Şekil 6. 3, ortorombik simetriye sahip olan bu bileşiğin birim hücreğini göstermektedir, δ sıfır veya bir olduğu varsayılmaktadır. $Y - 123$ bileşik serileri, homojen olmayanlara ve çeşitli ortorombik yapılara neden olan oksijen içeriğine bağlı olarak farklı yapılara sahiptir (yani δ değerlerine bağlıdır) (Fisk ve Ott, 2011).

$Y - 123$ bileşiğinin bir başka önemli özelliği, yüksek sıcaklıklarda (yaklaşık $750\text{ }^\circ\text{C}$) tetragonal bir yapıya sahip olması, ancak düşük sıcaklıklarda yapısını ortorombik olarak değiştirmesidir ve bu, oksijen atomlarının yeniden düzenlenmesi ile olur (Jorgensen, vd., 1987). Bu bileşikte en yüksek geçiş sıcaklığı, $x = 7 - y = 6.92$ ile $T_c = 92\text{K}$ 'dir. Oksijen içeriğindeki azalma geçiş sıcaklığında bir düşüşe neden olur. $y \approx 0.6$ 'da metalik faz yarı iletken bir faza dönüşür (Cava, vd., 1990).

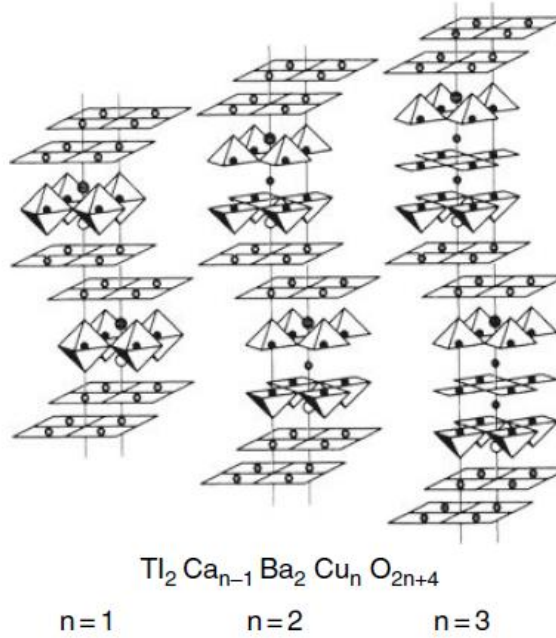


Şekil 6. 3. (a) $\delta = 0$ ve (b) $\delta = 1$ için $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 'un kristalografik birim hücrelerinin şematik gösterimi (Fisk ve Ott, 2011).

6.1.2.3. Bi- Tl- ve Hg- bileşikleri:

Bu yeni bileşik sınıfı, Bednorz ve Müller'in keşfinden kısa bir süre sonra keşfedilmiştir. Bunlar genel formül $A_mM_2R_{n-1}Cu_nO_{3n+m+1}$ kullanılarak tarif edilebilir, burada $A = Bi, Tl$ veya Hg ; $M = Sr$ veya Ba ; ve $R = Ca$ veya ağır nadir toprak elementi (Maeda, vd., 1988; Parkin, vd., 1988). İlk keşfedilen bileşikler: bizmut ($Bi - 2212$) ve talyum $Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ($Tl - 2212$), bunun için $100K$ 'i aşan kritik bir sıcaklık tespit edilmiştir. Bununla birlikte, civa kuprat bileşiği $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ ($H - 12(n-1)n$) daha yüksek $T_c=134K$ 'e sahiptir. Yaklaşık $30GPa$ 'lık bir dış basınç uygulanırsa $164K$ 'e ulaşabilir (Gao, vd., 1994). Bu bileşikler en yüksek geçiş sıcaklıklarını sergilediğinden, gelecekteki teknolojik uygulamalara yardımcı olacakları düşünülmektedir.

Genel formülde Hg için $m = 1$; Bi için $m = 2$ ve Tl için $m = 1$ veya 2 (Schilling, vd., 1992). n parametresi, birim hücredeki CuO_2 düzlemlerinin sayısını temsil eder ve T_c 'nin artırılması ile doğrudan bir ilişkisi olduğu bulunmuştur. $n = 1,2,3$ için T_c , Bi bileşikleri için sırasıyla 10, 85, 110K ve Tl bileşikleri için 80, 100, 125K değerlerini alır (Hazen, 1990). n 'nin sürekli artmasının T_c 'nin artırılması üzerinde sürekli bir etkisi olduğu düşünülüyordu, ancak durum böyle değildi (Scott, vd., 1994). $Tl - 22(n - 1)n$ bileşiğinin idealize edilmiş psödo tetragonal birim hücresinin yapısı, Şekil 6.4'te gösterilmiştir.



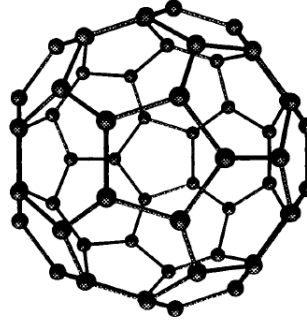
Şekil 6. 4. CuO_2 için $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4+\delta}$, $n = 1, 2, 3$ bileşiklerinin ideal kristal yapısı (Plakida, 2010).

6.1.3. Fulleritler ve Fulleridler:

Fulleritler, bir C_{60} molekül düzeninden oluşan katılardır. Normal şartlar altında saf bir katı olan C_{60} , elektriksel olarak yalıtkandır (Gunnarsson, 1997). Bunlar fcc yapısındadır; düşük sıcaklıkta, basit kübik yapıya dönüşür (Heiney, vd., 1991). Fulleridler, bu C_{60} kristallerinin

PDF Eraser Free

katkılanmasıyla elde edilebilir (Haddon, vd., 1991). Bazı durumlarda, Fulleridler şaşırtıcı derecede yüksek sıcaklıklarda süperiletkenlik gösterir. En çok çalışılan malzemeler A_3C_{60} 'tır, burada A bir alkali element veya alkali elementlerin bir kombinasyonudur (Gunnarsson, 1997). Bu bileşikler arasında ilk keşfedilen, $T_c \approx 20 K$ geçiş sıcaklığı olan K_3C_{60} idi. Bu bileşiklerdeki en yüksek geçiş sıcaklığı, $T_c = 40 K$ ile Cs_3C_{60} bileşiğinde elde edilir (Buckel ve Kleiner, 2004). Bu Fulleridler II. tip süperiletkenlerdir ve klasik oldukları düşünülmektedir, yani elektron-fonon etkileşimi olan süperiletkenlerdir. Şekil 6. 5, C_{60} molekülünün yapısını göstermektedir.



Şekil 6. 5. C_{60} molekülü (Gunnarsson, 1997).

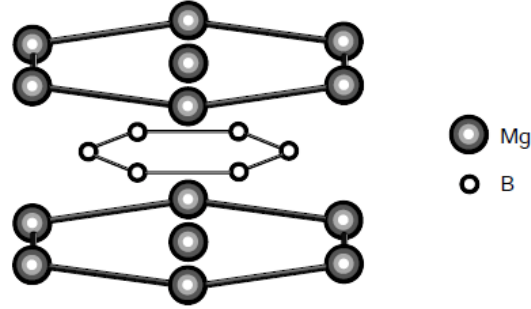
6.1.4. Magnezyum dibor:

Magnezyum dibor, oldukça uzun süredir bilinen basit bir intermetalik bileşiktir; ancak süperiletkenliği sadece 2001 yılında Nagamatsu ve meslektaşları tarafından keşfedilmiştir (Nagamatsu, vd., 2001). MgB_2 , bor ve magnezyum katmanlarının değiştiği hekzagonal bir kristal yapıya sahiptir. Bunun şematik bir temsili Şekil 6.6'da gösterilmiştir.

Bu bileşikteki süperiletkenliğin bulunması, özellikle diğer intermetalik süperiletkenlerden daha yüksek bir geçiş sıcaklığına $T_c \cong 39 K$ sahip olması ve BCS teorisinin koyduğu $30 K$ sınırını zorladı (An ve Pickett, 2001). Bu bileşik hakkında bir başka ilginç bilgi,

PDF Eraser Free

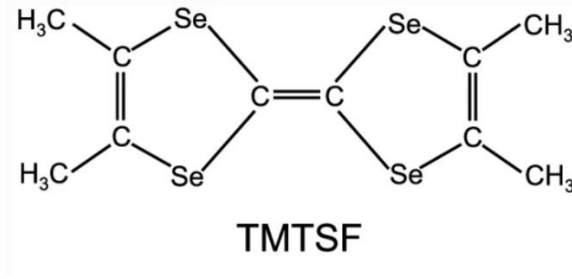
katkısız çoklu aralıklar içeren ilk malzeme olmasıdır. Bunun nedeni, süperiletkenliğe katılan elektronların iki farklı enerji bandından kaynaklanmasıdır (Canfield, vd., 2003). Bugün bilindiği kadarıyla MgB_2 , klasik süperiletkenliğe sahip bir II. tip süperiletken yani basit BCS fonon aracılı s-dalgası Cooper eşleştirmesine sahiptir (Canfield ve Crabtree, 2003).



Şekil 6. 6. MgB_2 'nin kristal yapısı (Nagamatsu, vd., 2001).

6.1.5. Organik süperiletkenler:

1980 yılında, ilk organik süperiletken, $(TMTSF)_2PF_6$, Jérôme ve meslektaşları tarafından keşfedildi (Jérôme, vd., 1980). Bu malzeme, Bechgaard tuzları olarak bilinen bir bileşik sınıfına aittir. $(TMTSF)_2PF_6$, bir metal yalıtkan geçişini bastırmak için 12 kbar'lık bir hidrostatik basınç altında tutulmalıdır. Bu basınçta ve çok düşük sıcaklıklarda, malzeme metalik özelliklerini korur ve $T_c = 0.9$ K'de organik iletken süperiletken olur (Ishiguro ve Yamaji, 1990). Şekil 6.7'de TMTSF'nin yapısı görülmektedir. Ayrıca, diğer TMTSF bazlı süperiletkenlerin de 1 K civarında süperiletken olduğu bulunmuştur (Thorup, vd., 1980). Bu tür süperiletkenler için genel formül $(TMTSF)_2X$ 'tir, burada X bir elektron akseptörü temsil eder. Bu, bir boyutlu (1D) organik süperiletkenlerin aksine, iki boyutlu (2D) organik süperiletkenlerin yüksek sıcaklıklarda da süperiletken olduğu bulunmuştur, örneğin: $(BEDT - TTF)_2Cu [N(CN)_2] Br$, $T_c = 11.2$ K ile ve $(BEDT - TTF)_2Cu [N(CS)_2]$, $T_c = 10.2$ K ile (Wosnitza, 1999).



Şekil 6. 7. TMTSF yapısı (Ishiguro ve Yamaji, 1990).

Bu organik metaller, süperiletkenlikle birlikte antiferromanyetizma sergileyen II. tip süperiletkenlerdir (Thorup, vd., 1980). Bu malzemelerin süperiletken özelliklerinin çoğu, kuprat süperiletkenlerin özelliklerine benzer; ancak, kupratlardan farklı olarak, eşleştirme mekanizması hala çok belirsizdir.

6.2. Yüksek Sıcaklık BCS Teorisi:

6.2.1. Cooper çiftleri:

Genel olarak kupratlar ve yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin keşfinden sonra, bilim insanları, bu bileşiklerde süperiletkenlik için Cooper eşleştirmesinden farklı olarak alternatif bir oluşum bulmayı amaçladı. Bununla birlikte, birçok deney, bu mekanizmanın bu süperiletken sınıfında gerçekten var olduğunu doğrulamaktadır. Bilim insanlarına Cooper çiftlerinin süperiletkenliğin arkasında olmadığını düşüncelerini sağlayan sebep, klasik süperiletkenlerde elektronlardan ve örgü titreşimlerinden düşük sıcaklıklarda oluşmalarıdır. Düşük sıcaklık, iletken elektronların saçılmasını önler ve eşleşmelerini sağlar. Bunun olmaması bilim insanlarına farklı bir eşleştirme mekanizmasının kupratlar ve diğer yüksek sıcaklık süperiletkenlerinde süperiletkenliğin arkasında olduğunu düşündürmüştür (Leggett , 2006).

Cooper çiftlerinin yeni süperiletkenlerde var olduğunu kanıtlayan deneylerden biri, temel akı kuantumunun $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ olduğu tespit edilen SQUID (Süperiletken Kuantum Girişim Cihazı) ölçümleridir (Koelle, vd., 1999). Buna ek olarak, Gough ve meslektaşları tarafından yapılan bir akı kuantalama deneyine göre, $Y_{1.2}Ba_{0.8}CuO_4$ bileşiğindeki bir süperiletken halkada tuzaklanan akının ölçümü yük taşıyıcılarının çift olduğunu göstermiştir (Gough, vd., 1987). Bu sonucun bir başka doğrulaması, Niemeyer ve meslektaşları $YBa_2Cu_3O_7$ ve Pb/Sn alaşımı arasında Josephson etkisinin (yani, Cooper çiftleri tünel olgusu (Josephson, 1962)) oluşumunu araştırmak için yapılan bir deneyden gelir (Niemeyer, vd., 1987). Bu da $YBa_2Cu_3O_7$ 'deki yük taşıyıcıların çift elektron olduğunu gösterir (Little, 1988).

6.2.2. Tekli çift yapılandırması:

Kupratların, aralık parametresi özelliklerine atıfta bulunan klasik olmayan eşleştirme simetrisi sergilediği düşünülmektedir. İlk yapılan deneylerde, yüksek sıcaklıktaki kuprat süperiletkenlerinde s-dalga simetrisi yerine d-dalga simetrisine uyulduğu ileri sürülmüştür (Annett, vd., 1991). Bu, fononik bir eşleştirme mekanizması yerine elektronik bir eşleştirmeye işaret eder. Bu konudaki bir başka çalışma, “Açı ile çözülmüş foto-emisyon spektroskopisi” (Angle-resolved photo-emission spectroscopy-ARPES) ölçümleri yoluyla d-dalga eşleşmesini doğrulamaktadır (Smallwood, 2014). Bununla birlikte, birkaç deneye göre, elektronların $YBa_2Cu_3O_7$ ve $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ 'de eşleştirilmesi, tam olarak BCS teorisinin orijinal belgesinde öngörüldüğü gibi bir s-dalgası eşleşmesidir (Little, 1988). Bu sonucunu, sadece iki süperiletken arasında ikisi de aynı dalga eşleşmesine sahipse ortaya çıkan Josephson etkisini kullanır. $YBa_2Cu_3O_7$ ve Pb/Sn alaşımı arasındaki bu etkinin gözlenmesi ve bu alaşımın tekli s-dalga eşleşmesine sahip klasik bir süperiletken olduğu göz önüne alındığında, yüksek sıcaklık kuprat $YBa_2Cu_3O_7$, aynı s-dalga eşleşmesine sahiptir (Niemeyer, vd., 1987). Bu da standart BCS teorisi adına bir başka doğrulamadır.

PDF Eraser Free

Bu tartışma burada bitmiyor çünkü Chen ve Goddard'ın makalesinde belirtildiği gibi d-dalgası eşleştirmesini destekleyen başka deneyler vardır (Chen ve Goddard III, 1988). Şu anda, genel olarak kabul edilmiş bir eşleştirme teorisi yoktur ancak araştırmalar hala devam etmektedir.

6.2.3. Parçacık-hol karışımı:

Tekli spin yapılanmasına ek olarak, kupratlarda ilginç bir özellik bulunmuştur. Bu Andreev yansımasıdır (Deutscher, 2005). Yani, normal ve süperiletken bir malzeme arasındaki ara yüzde, aralığı aşmak için yeterli enerjiye sahip olmayan bir olay, elektronu bir hol olarak yansıtırken, süperiletken tarafta süper akımı taşımak için bir Cooper çifti oluşturulur (Goldman, vd., 1999). Bu özellik, parçacık-hol karışımının varlığını kanıtlar. Bu da BCS teorisinin lehinedir.

6.2.4. Güçlü çiftlenim:

Orijinal BCS teorisi zayıf bir çiftlenim etkileşiminin olduğunu, yani çekici etkileşimi geçiren elektronların $\pm\hbar\omega_D$ ile Fermi yüzey enerjisi arasında enerjileri olduğunu varsayar (Bardeen, vd., 1957). Ancak yüksek sıcaklık süperiletkenleri için birçok deney, elektron-fonon etkileşiminin daha büyük bir mesafede olduğu olgusunun arkasında güçlü çiftlenim olduğunu göstermektedir. Bu BCS teorisinin varsayımlarındaki değişkenleri değiştirir. Ayrıca, BCS teorisinin güçlü bir bağlantı sınırına uygulanabilmesi için yeniden biçimlendirilmesi yönünde bazı girişimlerde bulunulmuştur. Bunun bir örneği, fononların rolünü ve geciktirme etkilerinin yükselişini dikkate alan Eliashberg teorisidir (Marsiglio, 2020). Bu teori, fonon etkileşimlerinin dışındaki etkileşimleri de göz önünde bulundurmaktadır (Little, 1988).

6.2.5. Antiferromanyetik eğilimler:

Kuprat süperiletkenlerin yanı sıra diğer yüksek sıcaklık süperiletkenleri, antiferromanyetizma ile çok doğrudan bir ilişkiye sahiptir. Örneğin kupratlar, bir antiferromanyetik öncülü katkıladıktan sonra süperiletken hale gelir (Takabayashi, vd., 2009). Süperiletkenlik ile bu güçlü manyetik olgu arasındaki iç içe geçmiş ilişkinin, klasik BCS teorisinde uygun bir kuruluşu yoktur, çünkü güçlü manyetik alanlar klasik süperiletkenlerde süperiletkenliği yok eder (Smallwood, 2014).

6.3. Yeni Süperiletkenlerin Öz Isısı:

Yüksek sıcaklık süperiletkenlerindeki öz ısı çalışmalarında birtakım güçlüklerle karşılaşılır. Bunlardan biri, yüksek kritik sıcaklığın fonon katkısı normal süperiletkenlerin fonon katkısına kıyasla çok büyük hale getirmesidir. Bu, anormallik öz ısının kritik sıcaklığının bulunmasını zorlaştırır. Buna ek olarak, yüksek sıcaklıklı bir kuprat numunenin hazırlanması sırasında, safsızlık fazlarının ortaya çıkması bazen kaçınılmazdır. Ayrıca, elektronik öz ısının anormalliği, çok kapsamlı incelemeler gerektirir ve oldukça anizotropiktir (Plakida, 2010).

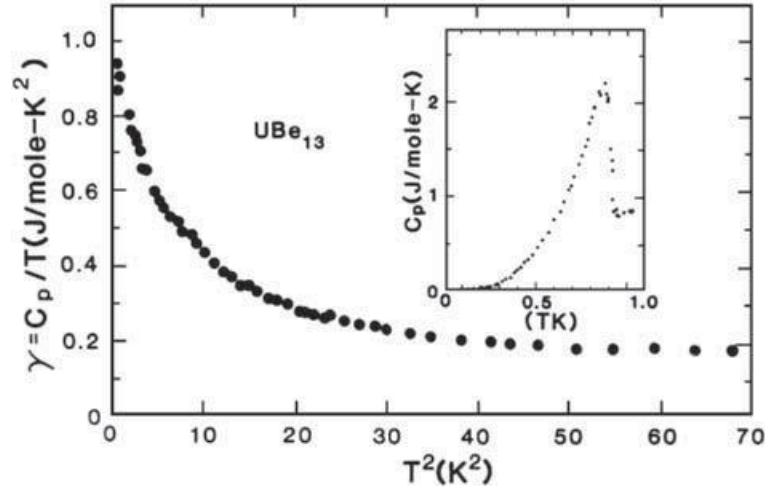
6.3.1. Ağır fermiyon süperiletkenlerinin öz ısısı:

6.3.1.1. Normal durumun öz ısısı:

Ağır fermiyon süperiletkenleri için normal fazdaki öz ısı ilginç özellikler gösterir. Bu, bu bileşik ailesinin sahip olduğu manyetizma ile yakın ilişkiden kaynaklanır. UBe_{13} , $CeCu_2Si_2$, $CeAl_3$ ve $CeCu_6$ gibi ağır fermiyon süperiletken malzemelerinin çoğunda, öz ısının $C(T)/T$ sıcaklığa oranı düşük sıcaklıklarla artar (Riseborough, vd., 2008). UBe_{13} ve $CeAl_3$ için, bu yükselme 10 K mertebesinde başlar. UBe_{13} 'ün öz ısı verileri, genişletilmiş öz ısı atlaması ile

PDF Eraser Free

birlikte, küçük sıcaklıklar çevresindeki yükselişin görüldüğü Şekil 6.8'de çizilmiştir. $C(T)/T$ 'nin ekstrapole edilmiş değeri, Cu (0.07 mJ/mole K^2) için karşılık gelen orandan 1000 kat daha büyük olan 1 J/mole K^2 mertebesinde olabilir (Kim ve Stewart, 1995).

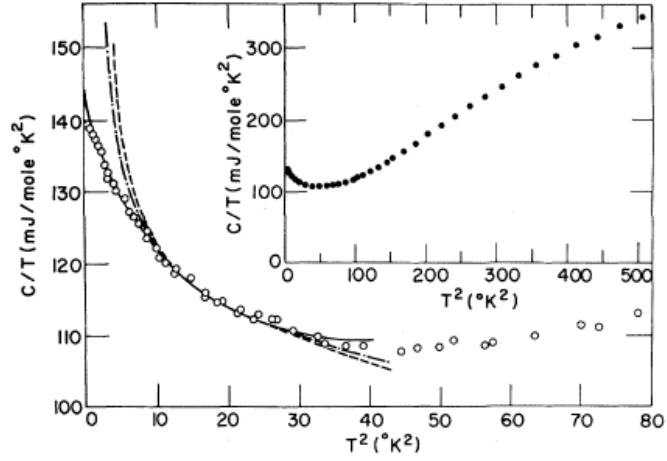


Şekil 6. 8. UBe_{13} 'ün normal durumundaki öz ısı verileri (Ott, vd., 1983).

Sıfır manyetik alandaki öz ısı Şekil 6.9'da gösterilmektedir, T^2 'ye karşı C/T olarak çizilmiştir. Verilerin öne çıkan özellikleri, en düşük sıcaklıklarda C/T 'nin büyüklüğü ve doğrusal olmayışıdır. Veriler, Debye T^3 yaklaşımının yaklaşık 6 K altındaki örgüyü açıkladığı varsayılarak analiz edilmesi sonucu, öz ısı aşağıdaki gibi yazılabilir (Trainor, vd., 1975):

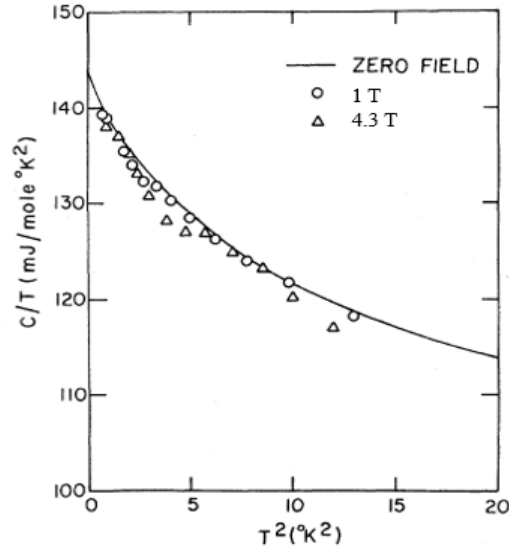
$$C = AT + BT^3 + Df(T) \quad (6. 1)$$

Burada son terim basit metalik davranışlardan sapma için sorumlu katkıyı temsil eder. $f(T) = T^3 \ln T$ olarak seçilmesi, 6 K altındaki tüm sıcaklıklar için verileri çok iyi açıklar. Şekil 6.9 ayrıca, Schottky ve spin cam anormalliğinin yüksek sıcaklık biçimini karakterize edecek $f(T) = 1/T^2$ ve $1/T$ kullanımının, verilerle açıkça uyumsuz olduğunu göstermektedir.



Şekil 6. 9. UAl_2 için öz ısı verileri (Trainor, vd., 1975).

Uygulanan manyetik alan 1 ve 4.3 T sıcaklık ise 4.2 K'in altında iken öz ısı Şekil 6.10'da gösterilmektedir. C/T , daha büyük alanlarda bile %2'den daha az azalır. Denklem (6.1)'de, $A = 143$, $B = -4.38$, $D = 1.94$ ($C: mJ/mole K$ 'de) ve $\theta_D = 250 K$ alındı.



Şekil 6. 10. Uygulanan farklı alanlarda UAl_2 için öz ısı verileri (Trainor, vd., 1975).

PDF Eraser Free

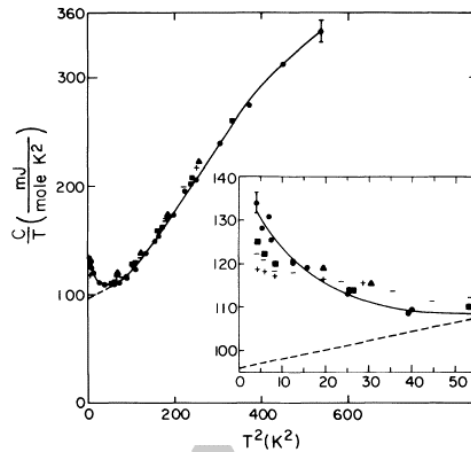
Stewart ve diğeri tarafından yapılan bir başka çalışma sıfır alan verilerini şu şekilde verir (Stewart, vd., 1983):

$$\frac{C}{T} = \gamma + \epsilon T^2 + \alpha T^4 + \delta T^2 \ln T \quad (6.2)$$

Bu ifadenin sıfır alanda (şekildeki kapalı daireler) 2 – 23 K sıcaklık aralığında UAl_2 kristali için düşük sıcaklığa öz ısı verilerinin en küçük karelerle uydurulması Şekil 6.11'de gösterilmektedir. Bu uyumların sonuçları Çizelge 6.1'de gösterilmektedir (αT^4 terimi çıkarılmıştır).

Çizelge 6. 1. Düşük sıcaklık öz ısı verileri (Stewart, vd., 1983).

γ	ϵ	α	δ
142.3	-3.644	-0.00169	1.566
142.1	-3.437	—	1.413
142.0	-3.480	—	1.350



Şekil 6. 11. UAl_2 'nin düşük sıcaklıkta 0 – 17 T arasındaki öz ısı (Stewart, vd., 1983).

6.3.1.2. Süperiletken durumun öz ısısı:

Kuvvetli çiftlenimli malzemeler için öz ısı atlamalarının değerleri BCS'nin öngördüğü değerden daha yüksek olma eğilimindedir. Bununla birlikte UBe_{13} hariç, ağır fermiyon süperiletkenleri için normalize edilmiş bir öz ısı süreksizliği ya BCS oranıyla aynı veya BCS oranından daha küçük olmaktadır (Zayıf bağlanan BCS teorisinde bulunan öz ısı atlama, $\Delta C/C = 1.426$ ile verilmiştir) (Riseborough, vd., 2008). Ağır fermiyonlardaki öz ısı atlamaları numuneye bağlıdır.

UPt_3 'te en büyük öz ısı atlamaları, en keskin geçişlere ve en yüksek geçiş sıcaklıklarına sahip numunelerde bulunur. UPt_3 ve URu_2Si_2 'de bulunan geçişler genellikle geniştir, UBe_{13} ise en keskin geçişi gösterir. Genellikle II. tip süperiletkenler olan ağır fermiyon süperiletkenlerinde, manyetik alan uygulandığında belirli sıcaklıktaki atlama daha da düşük sıcaklıklarda gerçekleşir. $CeCu_2Si_2$ 'de, geçiş sıcaklığının altındaki öz ısının sıcaklık bağımlılığı üstel değildir ve kritik sıcaklığa yakın bir T^2 ile, ancak 50 mK'e kadar düşük sıcaklıklarda bir T^3 ile davranış gösterir.

6.3.2. Kupratların öz ısısı:

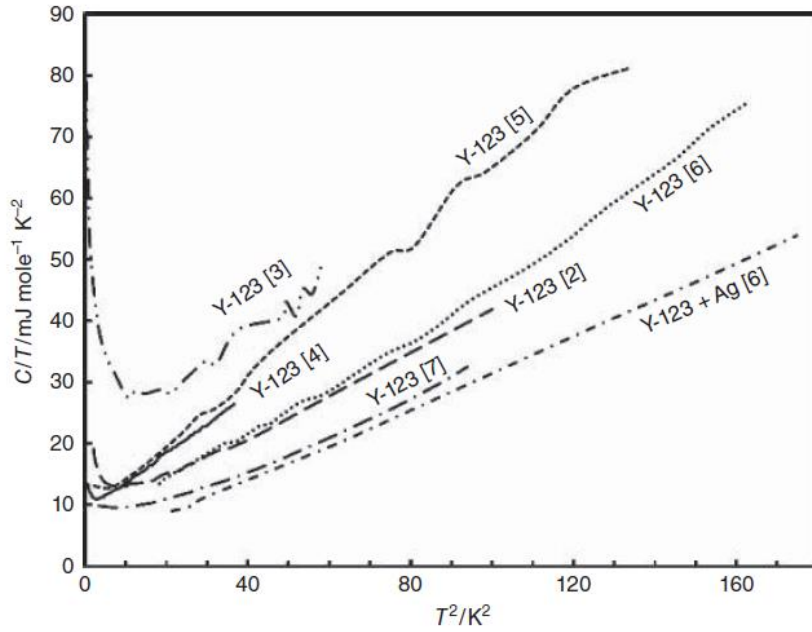
6.3.2.1. Geçiş sıcaklığı altındaki öz ısısı:

$Y - 123$ bileşiğinin birkaç numunesi için öz ısı çalışmaları Şekil 6.12'de verilmiştir. Öz ısıya Schottky katkısı, çok düşük sıcaklıklarda bir artış gösterir (Junod, vd., 1988). Bu artış, bir safsızlık fazı olarak, $BaCuO_2$ 'nin ortaya çıkması ile açıklanmıştır (Schilling, vd., 1990). Schottky anormalliği göz ardı edilirse, düşük sıcaklıklardaki öz ısı,

$$C = \gamma T + AT^3 \quad (6.3)$$

şeklinde yazılabilir.

Metalik bir süperiletken için, BCS teorisi, düşük sıcaklıklardaki öz ısının elektronik terimi ve örgü teriminin toplamı olduğunu öngörür, ancak, yüksek sıcaklık oksitleri için durum böyle değildir (Junod, vd., 1988). Y – 123 numunelerini tanımlamak için kullanılan parametreler Çizelge 6. 2’de verilmiştir.



Şekil 6. 12. Birkaç Y-123 numunenin düşük sıcaklığa öz ısısı (Wesche, 2015).

PDF Eraser Free

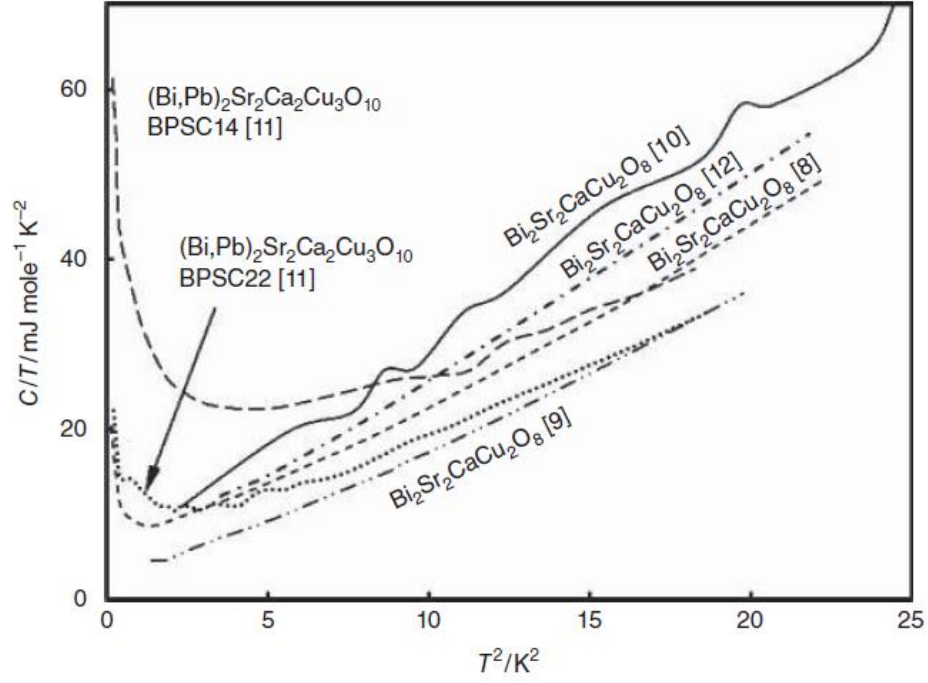
Çizelge 6.2. Birkaç Y-123 numunenin düşük sıcaklıkta öz ısısını tanımlamak için kullanılan parametreler (1) (Junod, vd., 1988), (2) (Vieira, vd., 1988), (3) (Ishikawa, vd., 1988), (4) (Ghivelder, vd., 1992).

$\gamma(mJ\ mole^{-1}\ K^{-2})$	$\Theta_D(K)$	T^2 Aralığı (K^2)	Referans
5.6	410	40-100	(1)
9.4	147	0.09-64	(2)
8.6	374	0.16-36	(3)
4.3 ± 0.2	371 ± 3	0.16-36	(3)
7.3	410	25-81	(4)

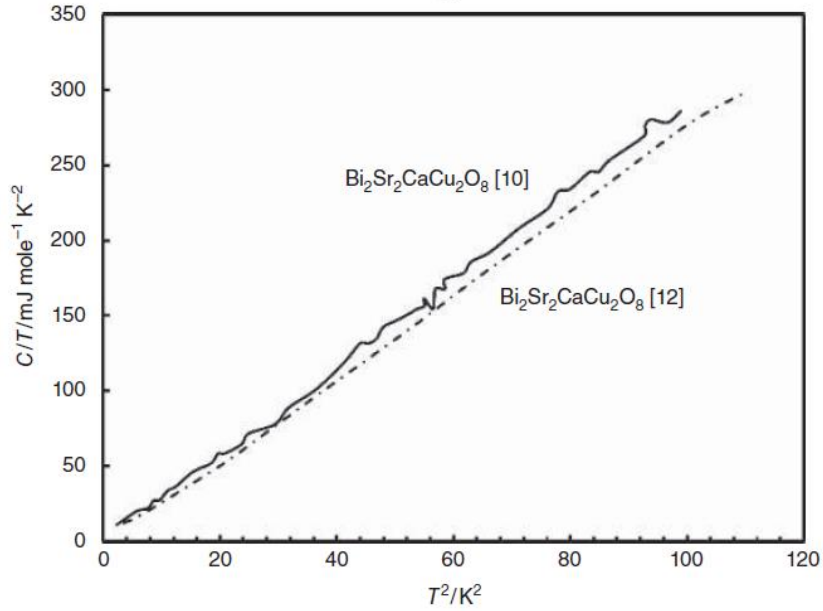
Çizelgeden, Sommerfeld sabiti γ , numuneye çok bağlı olduğu görülüyor. Şekil 6.13 ve Şekil 6.14, birkaç $Bi - 2212$ ve $(Bi, Pb) - 2223$ numuneleri için düşük sıcaklıklarda öz ısı verilerini göstermektedir. Önceki durumlara benzer şekilde, öz ısı çok düşük sıcaklıklarda bir artış gösterir. Bu öz ısı verileri aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$C = \gamma T + A_1 T^3 + A_2 T^5 \quad (6.4)$$

$A_2 T^5$ terimi, gerçek fonon davranışının Debye modelinden sapmasını hesaba katar. 1.25 – 4.5 K sıcaklık aralığındaki öz ısı için uyum parametreleri: $\gamma = 2.07\ mJ\ mole^{-1}\ K^{-2}$, $A_1 = 1.29\ mJ\ mole^{-1}\ K^{-4}$ ve $A_2 = 0.0228\ mJ\ mole^{-1}\ K^{-6}$ (Casparry, vd., 1989).



Şekil 6.13. Çeşitli bizmut bazlı süperiletkenlerin düşük sıcaklıkta öz ısısı (Wesche, 2015).



Şekil 6.14. Bizmut bazlı çeşitli süperiletkenlerin düşük sıcaklıkta öz ısısı (Wesche, 2015).

PDF Eraser Free

Sasaki ve meslektaşları, aşağıdaki denklemlerle $Bi - 2212$ ve $(Bi, Pb) - 2223$ numunelerinin verilerini uydurmaya çalışmışlardır (Sasaki, vd., 1989).

$$C = aT^{-2} + \gamma T + A_1 T^3 + A_2 T^5 \quad (6.5)$$

$Bi - 2212$ için aşağıdaki uyum parametrelerini ortaya koydular:

$a = 22.2 \text{ mJ K mole}^{-1}$, $\gamma = 0.1 \text{ mJ mole}^{-1} \text{ K}^{-2}$, $A_1 = 2.83 \text{ mJ mole}^{-1} \text{ K}^{-4}$ ve $A_2 = 0.0016 \text{ mJ mole}^{-1} \text{ K}^{-6}$, $\Theta_D = 217 \text{ K}$ (Sasaki, vd., 1989). $Bi - 2212$ ve $(Bi, Pb) - 2223$ 'ün öz ısısının başka bir açıklaması Collocott ve Driver tarafından yapılmış. Aşağıdaki denklemi kullanarak verileri 5 K ila 20 K arasındaki aralığa uydurmaya çalışmışlardır.

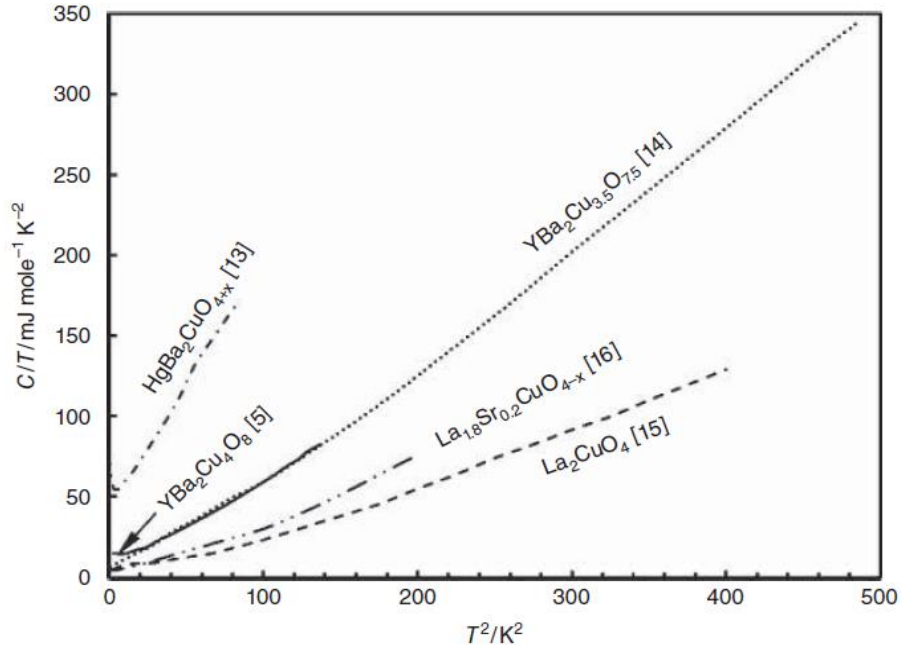
$$C = aT^{-2} + \gamma T + AT^3 + N_E \left(\frac{T}{T_E} \right)^2 \frac{\exp\left(\frac{T}{T_E}\right)}{\left[1 - \exp\left(\frac{T}{T_E}\right)\right]^2} \quad (6.6)$$

Burada son eklenen terim Einstein öz ısı terimidir, T_E Einstein sıcaklığı ve N_E Einstein sabitidir (Collocott ve Driver, 1990). $BSC12$, $BPLV$, $BPSC14$, $BPSC16$ ve $BPSC22$ numuneleri için uyum parametreleri Çizelge 6.3'te listelenmiştir. Şekil 6.15, $Hg - 1201$, $Y - 124$, $Y - 247$, La_2CuO_4 ve $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ numuneleri için öz ısı verilerini göstermektedir.

PDF Eraser Free

Çizelge 6.3. 2-14 K sıcaklık aralığında (Bi, Pb) -2223'ün düşük sıcaklıkta öz ısısını temsil etmek için kullanılan parametreler (Collocott ve Driver, 1990).

Numune	$a(\text{mJ mole}^{-1} \text{K})$	$\gamma(\text{mJ mole}^{-1} \text{K}^{-2})$	$\Theta_D(\text{K})$	$T_E(\text{K})$	$N_E(\text{mJ mole}^{-1} \text{K}^{-1})$
BSC12	24.93	3.58	235	52.20	3591
BPLV	43.87	3.84	280	53.10	4081
BPSC14	50.86	10.44	292	54.07	5298
BPSC16	56.39	10.81	287	54.66	5018
BPSC22 A	23.18	1.96	282	53.34	5701
BPSC22 B	38.02	0.00	276	54.43	5195



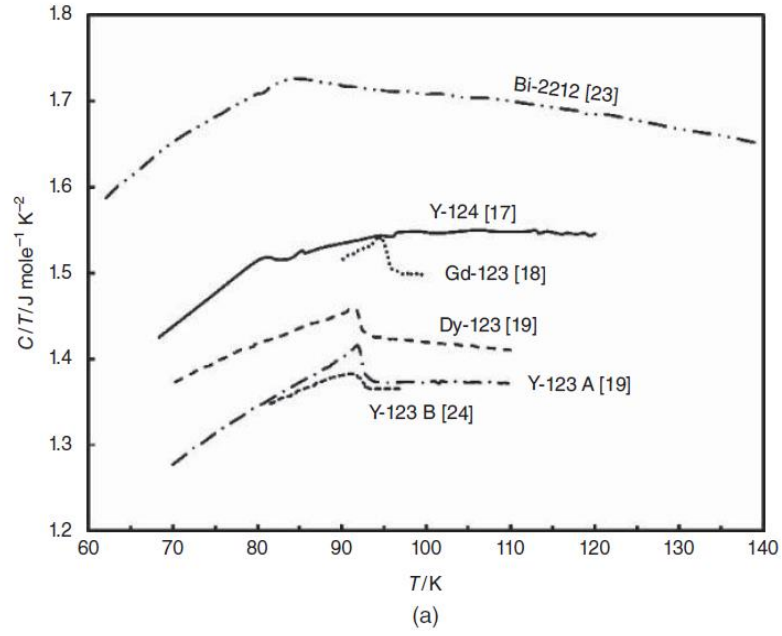
Şekil 6.15. Çeşitli kuprat, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin, düşük sıcaklık öz ısısı (Wesche, 2015).

6.3.2.2. Geçiş sıcaklığında öz ısı:

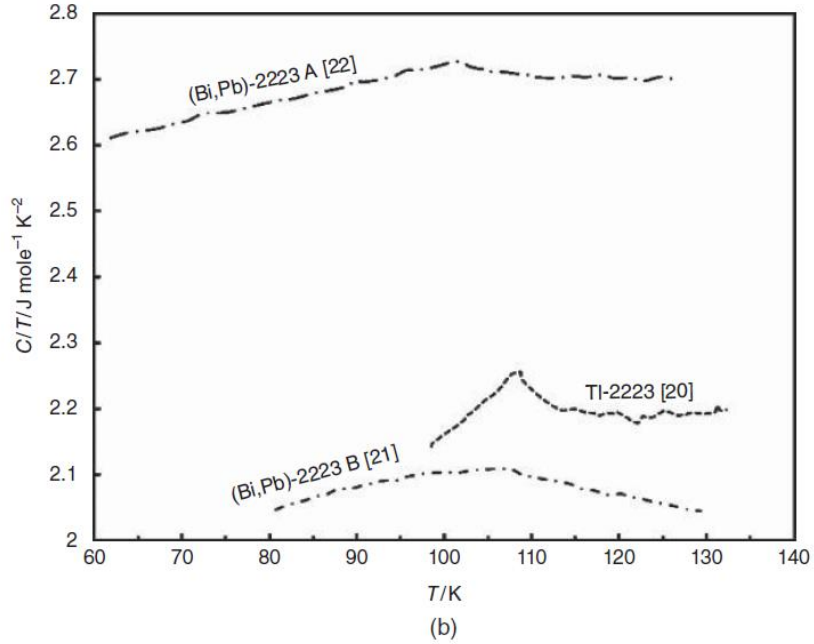
Aşağıdaki Çizelge 6.4, Yitriyum, Gadolinyum, Disprosyum, Bizmut ve Talyum süperiletken bileşiklerinin bazı numuneleri için geçiş sıcaklığında öz ısı atlama verilerini listelemektedir. Bu verilerin bir kısmı, uygulanan bir manyetik alan olmadığında, Şekil 6.16 ve Şekil 6.17'de çizilmiştir. Manyetik alanın varlığında ve yokluğunda *Bi – 2212* bileşiği için öz ısı ölçümlerinin sonuçları Şekil 6.18'de verilmiştir.

Çizelge 6.4. Geçiş sıcaklığı, Debye sıcaklığı ve Öz ısı atlaması Verileri [1] (Junod, vd., 1990), [2] (Gahtori, vd., 2009), [3] (Schnelle, vd., 1990), [4] (Bessergenev, vd., 1995), [5] (Ausloos, vd., 1994), [6] (Gordon, vd., 1991), [7] (Bandyopadhyay, vd., 1990).

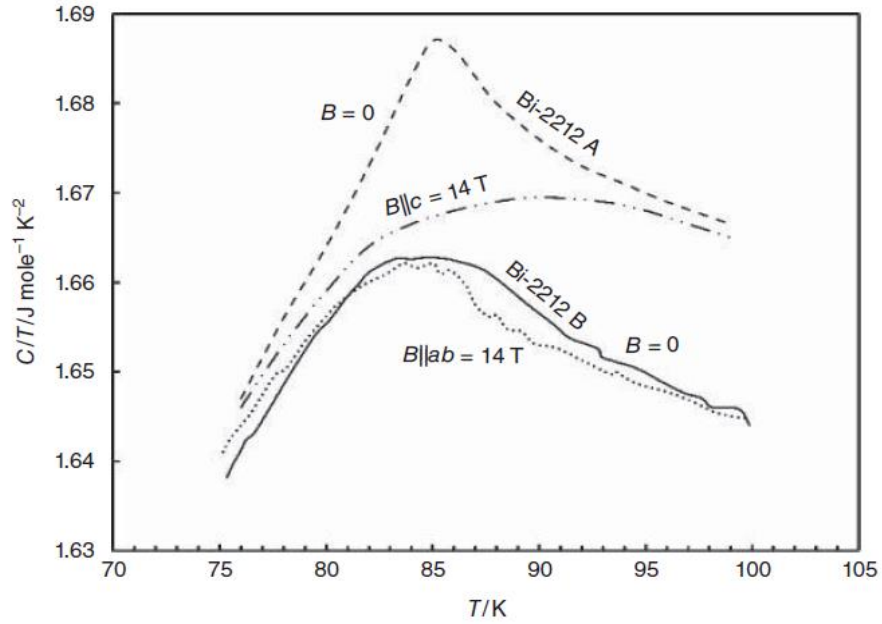
Numune	T_c (K)	Θ_D (K)	$\frac{\Delta C}{T_c}$ (mJ mole ⁻¹ K ⁻²)	Referans
Y – 124	81.4	350 ± 10	~16	[1]
Gd – 123	94.5	383.5 ± 10.0	~44	[2]
Dy – 123	91.88	–	34	[3]
Y – 123 A	~92	410 ± 35	43	[3]
Y – 123 B	92.2	446.3 ± 2.0	17	[4]
(Bi, Pb) – 2223 A	106.5	245	33.6	[5]
(Bi, Pb) – 2223 B	107	–	24	[6]
Bi – 2122	85	250 ± 25	25.8	[7]
Tl – 2223	110	280 ± 20	50.9	[7]



Şekil 6. 16. Geçiş sıcaklığı yakınında birkaç kuprat için yüksek T_c süperiletkenlik öz ısısı (a) (Wesche, 2015).

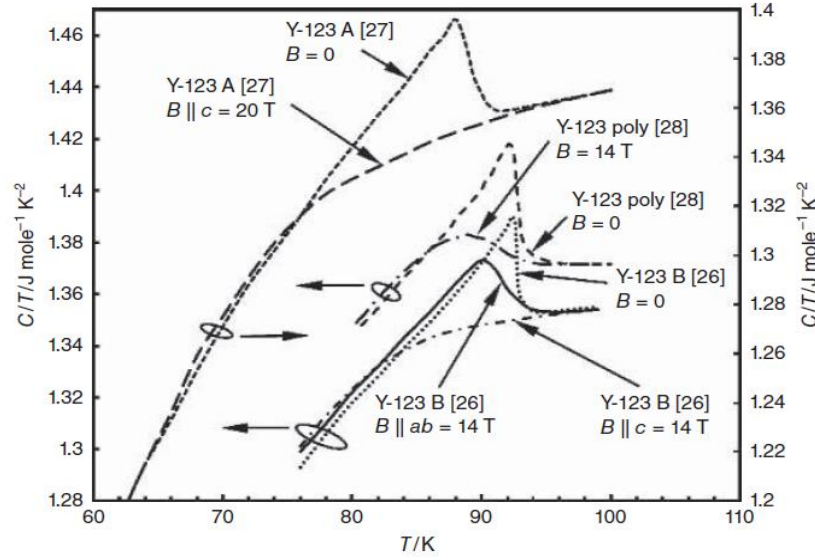


Şekil 6. 17. Geçiş sıcaklığı yakınında birkaç kuprat için yüksek T_c süperiletkenlik öz ısısı (b) (Wesche, 2015).



Şekil 6.18. Geçiş sıcaklığı yakınında uygulanan bir manyetik alanın varlığında ve yokluğunda iki Bi-2212 tek kristalinin öz ısıları (Wesche, 2015).

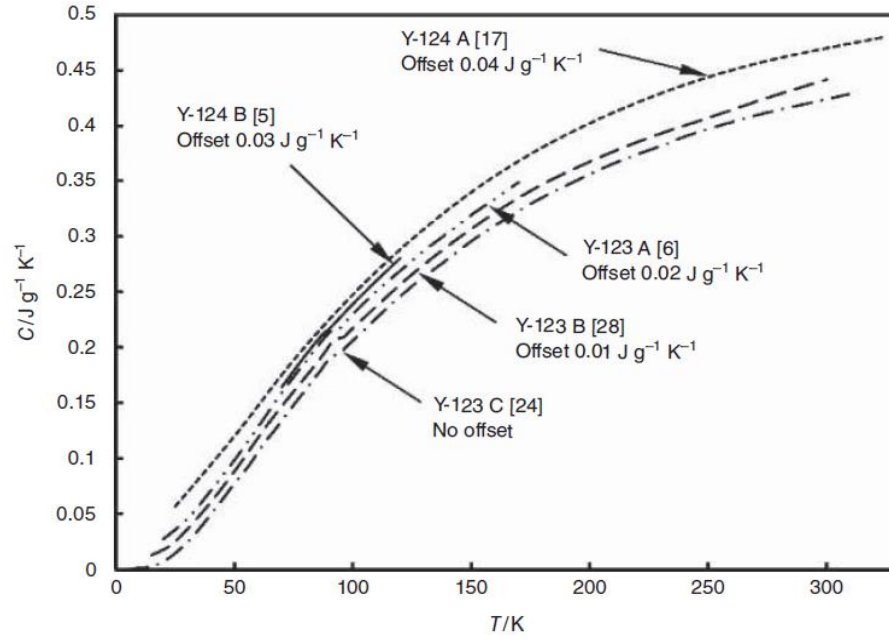
Manyetik alanın yokluğunda, her iki *Bi* – 2212 numunesi; yani *A* ve *B*; geçiş sıcaklığı yakınında belirgin bir atlama, $\frac{\Delta C}{T}$, gösterir (Kierspel, vd., 1994; Junod, vd., 1994). Bununla birlikte, CuO_2 düzlemlerinin *ab* eksenleri boyunca 14 T'lik bir manyetik alan uygulandığında, öz ısının atlamasında büyük bir azalma fark edilir. Buna ek olarak, bu öz ısı atlama daha düşük sıcaklıklara doğru kaymıştır. Manyetik alan, CuO_2 düzlemlerinin *c* eksenine boyunca uygulandığında, geçiş sıcaklığında öz ısıdaki atlama bastırılır. Aynı işlem üç yitrium süperiletken numunesi üzerinde tekrarlanmış sonuçları Şekil 6.19'da verilmiştir (Janod, vd., 1994; Mirmelstein, vd., 1995 a). *Y* – 123 *A* numunesinin kristalografik *c* yönüne paralel olarak uygulanan $B = 20 T$ büyüklüğünde bir manyetik alanın öz ısı atlamasını önemli ölçüde bastırdığı fark edilir. Diğer numuneye uygulanan alanın büyüklüğü *ab* eksenine hem paralel hem de dikey olarak $B = 14 T$ 'dir. Paralel alan, dik alanın aksine, bu atlama üzerinde çok güçlü bir etkiye sahip olan öz ısı atlama üzerinde zayıf bir etkiye sahiptir. Bu deneyler, Kupratların özelliklerinin yüksek anizotropisini gösterir.



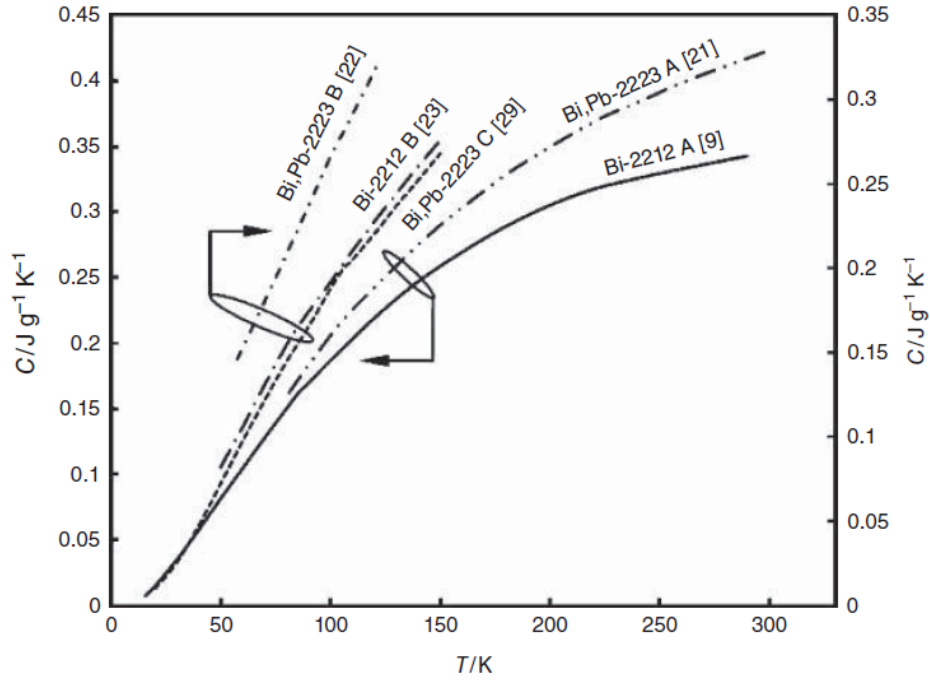
Şekil 6. 19. Geçiş sıcaklığı yakınında uygulanan bir manyetik alanın varlığında ve yokluğunda çeşitli Y-123 numunelerinin öz ısıları (Wesche, 2015).

6.3.2.3. Geçiş sıcaklığının üzerinde öz ısı:

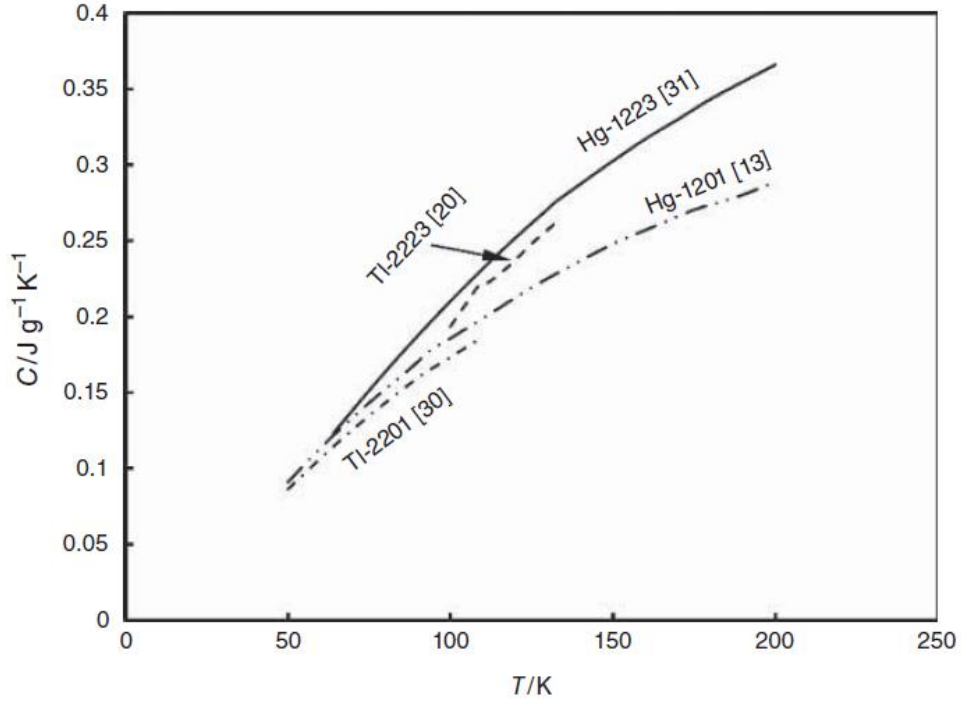
Birkaç yitrium bazlı süperiletkenin öz ısısının verileri Şekil 6.20'de verilmiştir. Tüm numuneler benzer davranışa sahiptir ve oda sıcaklığında öz ısısını $C = 0.43 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ değerine ulaşırlar (Mirmelstein, vd., 1995 a; Ghivelder, vd., 1992; Schilling, vd., 1990; Junod, vd., 1990). Şekil 6.21, bizmut bazlı birkaç süperiletkenin öz ısı verilerini göstermektedir. $T = 290 \text{ K}$ 'de, numune $\text{Bi} - 2212 \text{ A}$ 'nın öz ısısı $C = 0.34 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 'dir. Bununla birlikte, aynı sıcaklıkta, numune $(\text{Bi}, \text{Pb}) - 2223 \text{ A}$ 'nın öz ısısı $C = 0.42 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 'dir. Bu da yitrium bazlı süperiletkenlerin öz ısısına çok yakındır (Junod, vd., 1994; Gordon, vd., 1991; Kierspel, vd., 1996; Kobayashi, vd., 1994). Şekil 6.22 talyum ve civa bazlı süperiletkenlerin öz ısı verilerini göstermektedir. $T = 200 \text{ K}$ 'de, öz ısısı 0.26 ve $0.37 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ aralığındadır (Mirmelstein, vd., 1995 b; Bandyopadhyay, vd., 1990; Woodfield, vd., 1994; Jeandupeux, vd., 1993).



Şekil 6.20. Çeşitli yitrium bazlı kuprat süperiletkenlerin öz ısı verileri (Wesche, 2015).



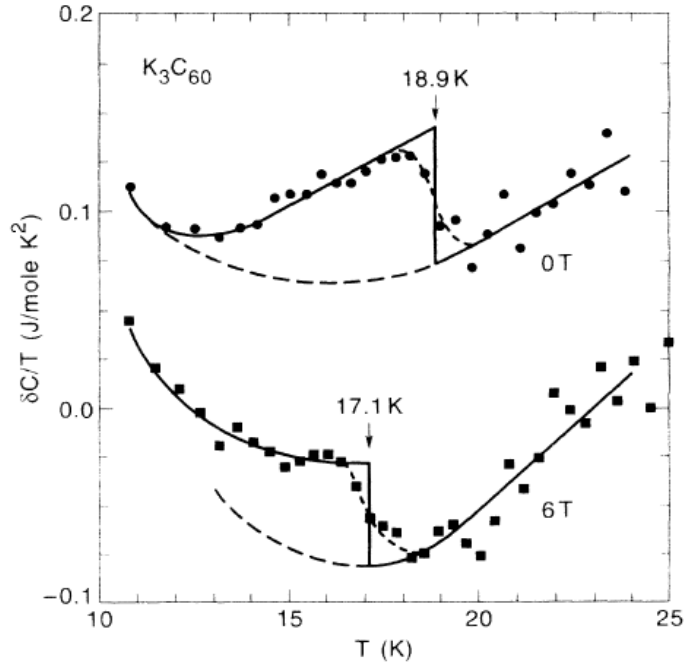
Şekil 6.21. Çeşitli bizmut bazlı kuprat süperiletkenlerin öz ısı verileri (Wesche, 2015).



Şekil 6.22. Talyum ve civa bazlı kuprat süperiletkenlerin öz ısı verileri (Wesche, 2015).

6.3.3. Fulleridlerin öz ısı:

Fullerid bileşikleri, özellikle belirli ısı ölçümlerinin gerçekleştirilmesini zorlaştıran havaya maruz kalma açısından kırılmalı bir yapıya sahiptir (Lang ve Muller, 2008). Şekil 6.23, örgü katkısı ihmal edilerek çizilen öz ısı verilerini; geçiş sıcaklığı T_c civarında; her iki durumda da, sırasıyla $0 T$ ve $6 T$ büyüklüğünde uygulanan bir manyetik alanın yokluğu ve varlığında göstermektedir. Öz ısı atlamasının küçük genişliği ($1 K$ mertebesinde), yüksek kaliteli polikristalin kuprat süperiletkenlerin atlamasıyla karşılaştırılabilir (Lang ve Muller, 2008). Buna ek olarak, uygulanan manyetik alanın varlığında öz ısı atlama daha düşük sıcaklıklara doğru kaymaktadır. Atlama yüksekliğinin $\frac{\Delta C}{T_c} = 68 \pm 13 \text{ mJ mole}^{-1} K^{-2}$ olduğu tahmin edilmektedir (Ramirez, vd., 1992).



Şekil 6.23. K_3C_{60} 'ın öz ısı verileri (Ramirez, vd., 1992).

6.3.4. Magnezyum diborun öz ısısı:

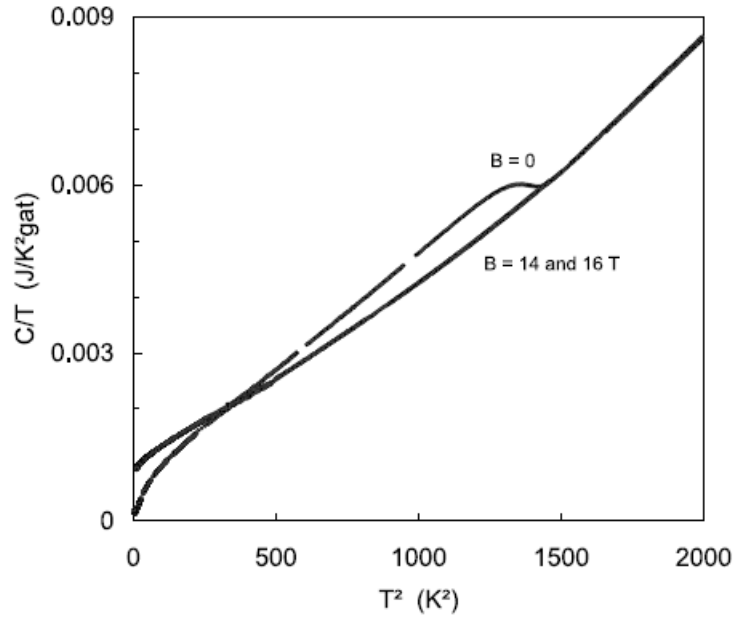
6.3.4.1. Yüksek sıcaklıkta öz ısısı:

Şekil 6.24, sıfır manyetik alanda süperiletken durumda bir polikristalin MgB_2 'nin öz ısısını ve uygulanan manyetik alanda ($B = 14 T$ ve $16 T$) normal durumu göstermektedir. Klasik bir BCS süperiletkeninde, normal durumun öz ısısı $\frac{C_n}{T} = \gamma + \beta T^2$ 'ye uygunken, süperiletken durumda elektronik terim düşük sıcaklıklarda BCS üstel davranışını takip eder; bu nedenle, belirli bir sıcaklığın altında ($T_c/7$ olduğu tahmin edilmektedir), sadece örgü katkısı kalır. Yani, $\frac{C_n}{T}$ ve $\frac{C_s}{T}$ eğrilerinin başlangıç eğimleri eşit olmalıdır, ancak gösterildiği gibi, burada durum böyle değildir. Bunun yerine, süperiletken durumdaki öz ısı $\frac{C_s}{T} = A(T^2)^{1/2} + \beta T^2$ 'ye uyar (Wang, vd., 2001). Ayrıca, $T \rightarrow 0$ etrafında normal öz ısıda

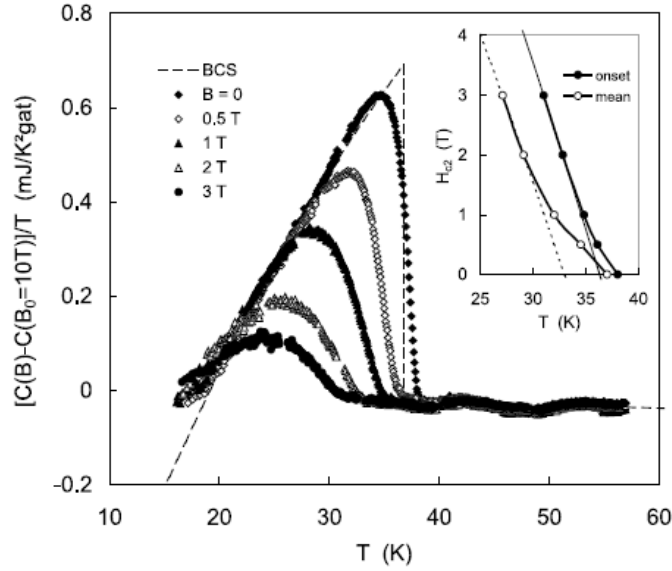
PDF Eraser Free

$B = 14, 16T$ 'da Schottky anormalliği olarak açıklanabilen negatif bir eğrilik oluşur. T_c 'deki öz ısı atlaması Şekil 6.24'te iyi görünmemektedir ve bunun nedeni örgü katkısıdır. Bu ikincisini çıkardıktan sonra, atlama Şekil 6.25'te açıkça görülmektedir.

Uygulanan bir manyetik alanın varlığında ($B = 0, 0.5, 1, 2, 3 T$), öz ısı atlaması daha düşük sıcaklıklara doğru kayar. Bundan başka; veriler Şekil 6.25'teki kesikli bir çizgi ile gösterilen BCS uyumuyla uyumlu gibi görünmektedir (Wang, vd., 2001). Bu görülen uyuma rağmen Sommerfeld sabiti $1.52 \text{ mJ mole}^{-1} \text{ K}^{-2}$ 'dir ve normal durumda ölçülen değer yarısıdır. Öz ısı atlamasının boyutsuz oranı $\frac{\Delta C}{\gamma T_c} = 0.82 \pm 10\%$ 'dur. MgB_2 'nin bir BCS süperiletken olmadığı sonucu ortaya çıkar.



Şekil 6. 24. MgB_2 'nin, normal durumun $B = 14 T$ ve $B = 16 T$ 'da ve $B = 0 T$ 'da süperiletken durumun öz ısısı (Wang, vd., 2001).



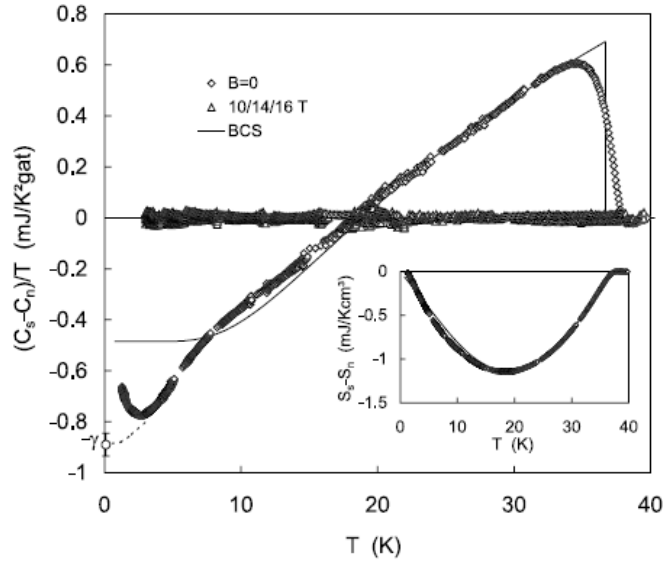
Şekil 6. 25. MgB_2 'nin öz ısı anormalliği (Wang, vd., 2001).

6.3.4.2. Düşük sıcaklıkta öz ısı:

Aynı numunenin öz ısı düşük sıcaklıklarda (sıfır alanda $2 - 20 K$ ve $B > 0$ 'da $3 - 16 K$) yapılan ölçümleri, Şekil 6.26'da $(C_s - C_n)/T$ 'nin sıcaklık T 'ye karşı grafiği verilmiştir (Wang, vd., 2001). $(C_s - C_n)/T$ 'ye karşı T eğrisinin altındaki net alan, aynı şekilde çizilen entropi farkını verir. $T \rightarrow 0$ olarak öz ısı farkının yükselerek BCS eğiminden saptığı açıktır. Bu da bu bileşiğin sahip olduğu anizotropik aralık ile açıklanmaktadır. Bu bileşiğin en önemli termodinamik özellikleri aşağıdaki tabloda listelenmiştir.

Çizelge 6.3. II. tip süperiletken MgB_2 'nin termodinamik özellikleri (1) (Wang, vd., 2001) (2) (Canfield ve Crabtree, 2003).

MgB_2	T_c (K)	γ $\left(\frac{mJ}{moleK}\right)$	ξ (nm)	λ_L (nm)	κ	Referans
II. Tip	36.7	2,7	5	180	36	(1)
Süperiletken	39	—	5	140	25	(2)



Şekil 6. 26. MgB_2 'nin süperiletken ve normal durumlar arasındaki öz ısı farkı (Wang, vd., 2001).

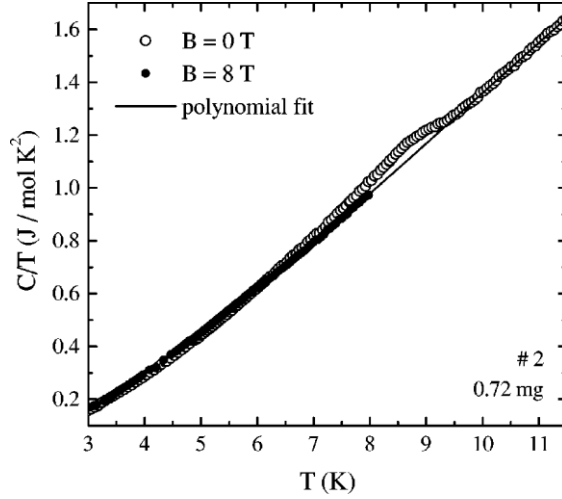
6.3.5. $\kappa - (BEDT - TTF)_2 X$ formdaki organik süperiletkenlerin öz ısısı:

6.3.5.1. Organik süperiletken $\kappa - (BEDT - TTF)_2 Cu(NCS)_2$:

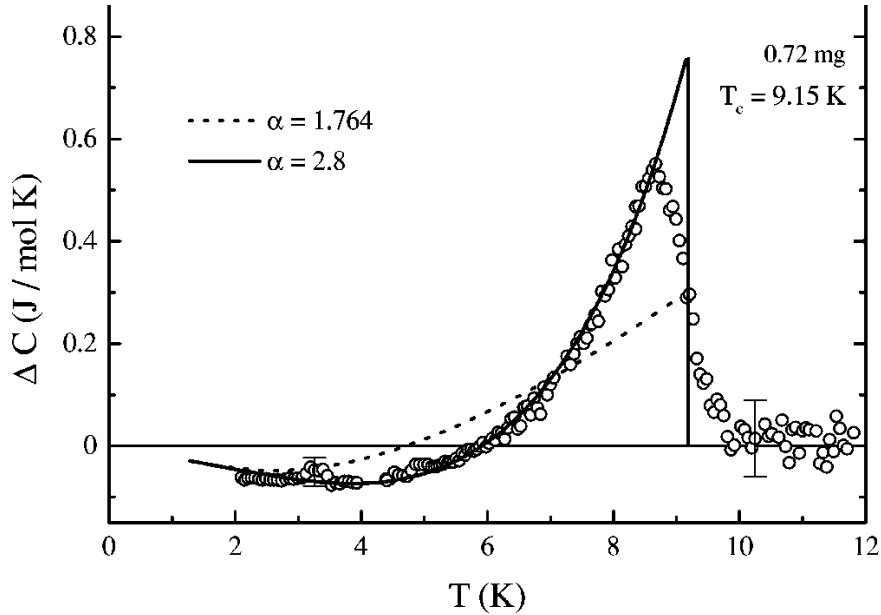
Şekil 6.27, a eksenini boyunca, yani iletken düzlemlere dik olarak uygulanan $B = 0 T$ ve $B = 8 T$ manyetik alanları için $\kappa - (ET)_2 Cu(NCS)_2$ öz ısısı verilerini göstermektedir. T_c 'deki faz geçiş anormalliği küçüktür, ancak açıkça görülebilir. $T \geq 8 K$ 'deki $C(T, B = 8 T) = C_n(T)$ için, $C(T < 8 K, B = 8 T)$ ve $C(T > 10 K, B = 0)$ arasındaki polinom uyumuna dayanan bir enterpolasyon veriler kullanılmış ve Şekil 6.27'deki düz bir çizgi ile gösterilmiştir. Genişletilmiş öz ısı anormalliği, BCS zayıf çiftlenim teorisinden beklenen değerlerle birlikte Şekil 6.28'de gösterilmektedir (Muller, vd., 2002). Teorik eğri, düşük sıcaklık $C(T)$ ölçümleriyle belirlendiği üzere Sommerfeld katsayısı $\gamma = (23 \pm 1) mJ mole^{-1} K^{-2}$ 'ye dayanmaktadır. Bununla birlikte, $X = Cu[N(CN)_2]Br$ için, BCS formalizminin α model olarak adlandırılan güçlü çiftlenim süperiletkenlerine yarı-deneysel (ampirik) uzantısı kullanılarak verilerin çok daha iyi bir uydurması elde edilebilir (Muller, vd., 2002). Alfa modelinde $\alpha = \Delta(0)/k_B T_c$ bir bağımsız

PDF Eraser Free

parametredir. Bu BCS enerji aralığını $\Delta(T) = \frac{\alpha}{\alpha_{BCS}} \Delta_{BCS}(T)$, $\alpha_{BCS} = 1.764$ ile ölçeklendirir, $\alpha = 2.8 \pm 0.1$, güçlü çiftlenim verileriyle iyi uyum sağlar.



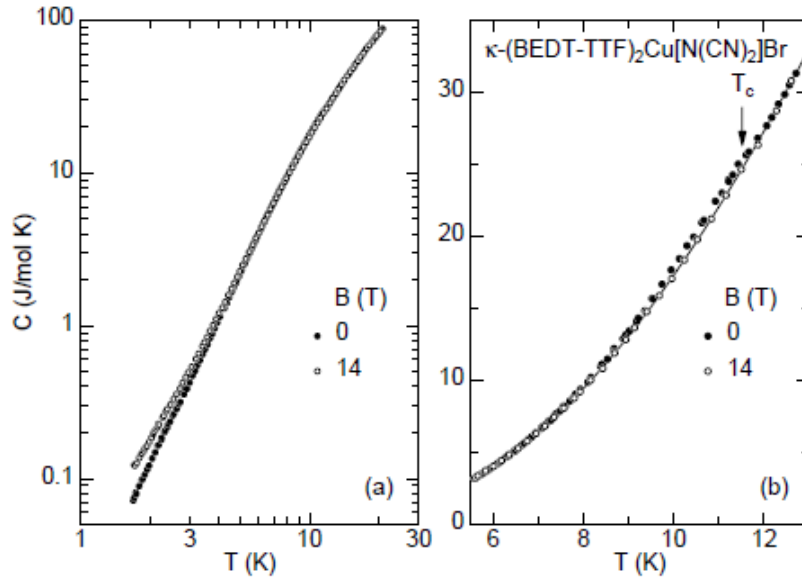
Şekil 6. 27. $\kappa - (ET)_2Cu(NCS)_2$ 'nin geçiş sıcaklığı yakınındaki öz ısı verileri (Muller, vd., 2002).



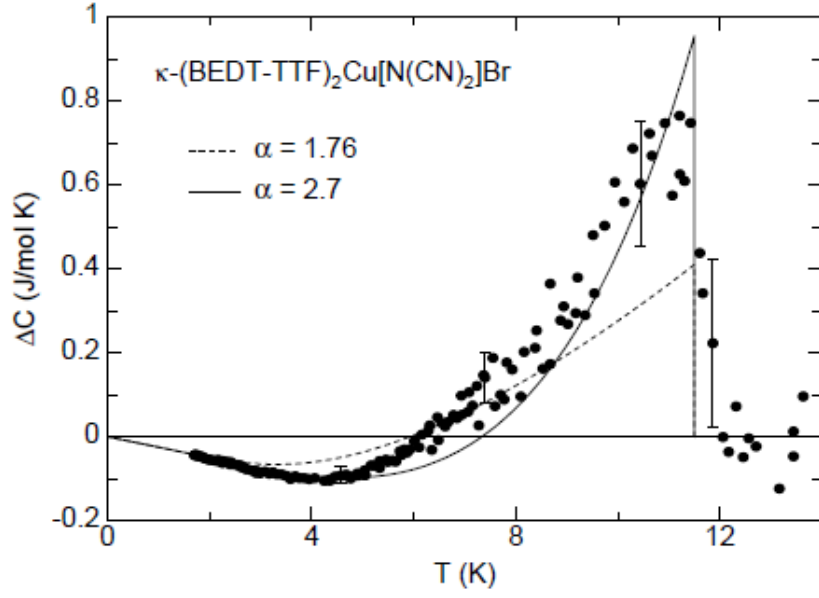
Şekil 6. 28. $\kappa - (ET)_2Cu(NCS)_2$ 'nin geçiş sıcaklığı yakınındaki genişletilmiş öz ısı verileri (Muller, vd., 2002).

6.3.5.2. Organik süperiletken $\kappa - (BEDT - TTF)_2Cu[N(CN)_2]Br$:

Şekil 6.29, $B = 0T$ ve $B = 14T$ 'da $T = 1.7K$ ve $T = 21 K$ arasındaki öz ısı verilerini göstermektedir. Sommerfeld katsayısı $\gamma = (25 \pm 2) mJ mole^{-1} K^{-2}$ ve Debye sıcaklığı $\Theta_D = (200 \pm 10) K$ bulunur (Elsinger, vd., 2000). Şekil 6.29'da gösterilen öz ısı verileri, düşük sıcaklık aralığında bir yükseliş göstermektedir. Şekil 6.29 (b), $T_c = 11.5 K$ 'e yakın bölgeyi göstermektedir. Anormallik hala çok küçük ama fark edilebilir. Şekil 6.30, zayıf çiftlenim, beklenen değerinden çok daha büyük olan genişletilmiş öz ısı anormalliğini vermektedir (Şekil 6.30'da kesikli çizgi olarak gösterilmiştir). Geçiş sıcaklığındaki atlama klasik BCS davranışına uymamaktadır. Bunun yerine, deneysel veriler güçlü çiftlenim davranışı ile daha iyi açıklanabilir (Şekil 6.30'daki düz çizgi). Böylece, $\alpha = 2.7$ kullanılarak daha iyi bir uyum elde edilebilir. Buna ek olarak, düşük sıcaklıklarda uyum daha iyidir.



Şekil 6.29. $\kappa - (BEDT - TTF)_2Cu[N(CN)_2]Br$ 'un öz ısılarının sıcaklığa bağımlılığı süperiletken durumda ($B = 0 T$) ve normal durumda ($B = 14 T$) (a) tam sıcaklık aralığı için ve (b) $T_c = 11.5 K$ 'e yakın bölge için gösterilmiştir (Elsinger, vdl., 2000).



Şekil 6. 30. Zayıf çiftlenim (kesik çizgi) ve güçlü çiftlenim (düz çizgi) için BCS eğrileri ile süperiletken ve normal durumlar arasındaki öz ısı farkı (Elsinger, vd., 2000).

7. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışma, süperiletkenlerin termodinamik özelliklerinin bir analizini sunmaktadır. Süperiletkenler: klasik ve klasik olmayan (yüksek sıcaklık) süperiletkenliği olmak üzere iki kategoriye ayrılır. Bu çalışmanın ana konusunu oluşturan termodinamik özellikler; öz ısı, entropi, entalpi ve serbest enerji yoğunluğundan oluşur. Bu termodinamik özellikler, incelenen süperiletken tipine, geçiş sıcaklığına ve uygulanan manyetik alana göre farklılık gösterir.

İlk önce, manyetik özellikleri açısından süperiletkenler tipleri arasındaki temel farklara odaklanıldı. Geliştirilen ilk teori, nüfuz derinliğini veren London teorisiydi. Bu, bir manyetik alanın bir süperiletkenin içine ne kadar nüfuz edeceği hakkında bilgi sağlar. Bu da klasik ve klasik olmayan süperiletkenlerin ayrımını yapar. Bunlar: I. tip süperiletkenler ve II. tip süperiletkenler. Daha sonra geliştirilen en önemli teorilerden biri, London teorisinin verdiği aynı nüfuz derinliği ile sonuçlanan GL teorisidir. GL teorisinde ortaya konulan eşyuum uzunluğu, I. tip ve II. tip süperiletkenler arasındaki ayrımı kesin olarak belirler.

Daha sonra ortaya çıkan BCS teorisi, süperiletkenlik alanındaki tüm gelişmeleri temsil ediyor. BCS teorisi süperiletkenlik olgusunun iyi bir mikroskopik analizini sağlar. Ayrıca, normal durumdan süperiletken duruma geçişlerde metallerin sergilediği öz ısıdaki atlamayla ilgili bir tahminde bulunur. Klasik süperiletkenler için yapılan teorik değerlendirme, BCS teorisinin öngörüsünün deneysel sonuçlarla iyi uyduğu görülür. Bununla birlikte, klasik olmayan süperiletkenler söz konusu olduğunda BCS teorisi sorgulanabilir. Bu tipin termodinamik özellikleri, BCS teorisi tarafından tahmin edilenlerden tamamen farklı davranışlar sergilemektedir. Örneğin, öz ısı geçiş sıcaklığında bir atlama sergiler, ancak bu atlamanın değeri BCS teorisi tarafından tahmin edilenden çok uzaktır.

PDF Eraser Free

Klasik olmayan süperiletkenlerle ilgili BCS teorisinin açıklamasının eksikliklerin nedenleri, bu süperiletkenlerin kristal yapılarına bağımlılığından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, bu tür süperiletkenlerde, ısı sığasında elektronik katkı, örgü katkısına (fononlar) kıyasla oldukça küçüktür. Bu da, yeni keşfedilen süperiletkenlerin özelliklerin incelenmesini zorlaştırıyor.

8. SONUÇ VE ÖNERİLER

Süperiletkenlik olgusu, klasik fiziğin açıklayamayacağı ilginç ve beklenmedik özellikleri ile bilinir. Süperiletkenlik ilk keşfedildiğinde, kuantum mekaniğinin alanı hala başlangıçtaydı, bu da açıklayıcı teorilerin gelişimini geride bırakmıştır. Yıllar sonra, atılım BCS teorisi ile geldi. Bu teori, süperiletkenliğe kuantum düzeyde derin bir anlayış sağlamıştır. BCS teorisi, çiftleri oluşturan elektronların Cooper eşleşmesini kullanır. Bu, bozonlar tarafından oluşturulan benzer bir makroskopik yoğunlaşma oluşumunu sağlar. Bu makroskopik tutarlı dalga fonksiyonu kavramı, London ve Ginzburg ve Landau tarafından ortaya konan ilk sunumlarda da mevcuttu. Buradaki engel, bu yoğunlaşmanın fermiyonlara (elektronlara) uygulanmasının Pauli dışarlama ilkesine uymamasıydı. Bununla birlikte, Cooper eşleşmesini kullanarak BCS teorisi bu sorunu aştı ve olguya matematiksel olarak sağlam bir anlayış sağladı. Bu teori, klasik süperiletkenler olarak bilinen belirli bir süperiletken kategorisini hedeflemiştir. Böylece, kritik sıcaklık çalışmaları Bednorz ve Müller'i yeni bir süperiletken kategorisi keşfetmeye yönlendirdi. Bu yeni süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları azotun kaynama sıcaklığını kadar uzanır. Bu da günlük yaşamda süperiletkenleri kullanmaya yakın hale getirir.

Süperiletkenler alışılmadık özelliklerini anlamayı amaçlayan birçok deneysel çalışmanın konusu olmuştur. Bu çalışmada amaç, süperiletkenlerin termodinamik özelliklerinin, uygulanan sıcaklık ve dış manyetik alanlar gibi bazı parametreleri değiştirerek ortaya çıkma ve değişme şeklini teorik olarak incelemektir. Ana termodinamik özellikler hem klasik hem de yeni süperiletkenlerde öz ısı, entropi, entalpi ve serbest enerji yoğunluğudur.

Öz ısı, önce Debye tarafından sonra da Einstein tarafından modellenmiştir. Bu farklı kaynaklardan kaynaklanan birçok katkıdan oluşur. En çok çalışılan katkılar, elektronik ve fonon katkılarıdır. Bu çalışmada, süperiletken malzemenin geçiş sıcaklığı ile ilgili olarak öz ısı çalışması sunulmaktadır. Geçiş sıcaklığının üzerinde, elektronik öz ısının baskın olduğu, örgü

PDF Eraser Free

öz ısının ise ihmal edilebilir oranda olduğu görülmektedir. Bir başka sonuç, bir süperiletken malzemenin elektronik özelliğinin, geçiş sıcaklığındaki normal durum değerinden süperiletken değere bir atlamadan sorumlu olan bir anormallik göstermesidir. Bu ani atlama değeri BCS teorisi tarafından verilmiştir. Birkaç klasik süperiletken malzemenin bu atlama değerleri üzerine yapılan birçok deneysel çalışma, BCS teorisinin verdiği 1.43 değerine yakın sonuçlanmıştır (Poole Jr., vd., 2007). Bu, BCS teorisinin geçerliliğinin bir teyidi olmuştur. Geçiş sıcaklığının altında, süperiletken malzemelerin elektronik öz ısısı bir kez daha BCS teorisi tarafından öngörülen davranışı sıcaklığa üstel bağımlılık gösterir. Deneysel olarak yürütülen birçok çalışma bu sonucu doğrulamaktadır ve BCS teorisinin, elektronik öz ısının klasik süperiletkenlerin davranışını açıklamak için en uygun model olduğunu göstermektedir.

Bu çalışmanın bir diğer önemli kısmı, yüksek sıcaklık süperiletkenliğidir. Bednorz ve Müller tarafından yapılan beklenmedik keşfin ardından birçok yeni süperiletken keşfedildi. Bu yeni elementler belirgin kristalografik özelliklere sahip farklı gruplar altında sınıflandırılmıştır; bu nedenle, fiziksel özelliklerinin kısa bir çalışması sunulmuştur. En çok çalışılan yüksek sıcaklık süperiletken grubu, kupratlardır (bakır oksit grubu). Bu gruptaki süperiletkenlikten sorumlu CuO_2 iletim düzlemleri ile karakterize edilir. Bir başka önemli keşif, yüksek sıcaklık süperiletken yerine, bir ara süperiletken olarak sınıflandırılan magnezyum dibordur.

Bu yeni keşifle BCS teorisini yeniden değerlendirme ihtiyacı duyulmuştur. Bazı araştırmalar teorisinin geçerliliğini doğrularken, diğerleri yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin yeni özelliklerini açıklayacak şekilde ekleme veya değiştirme ihtiyacını görmüştür. BCS teorisinin karşılaştığı temel sorunlardan biri; bu çalışmada belirtildiği gibi, yüksek sıcaklık süperiletkenlerinin klasik süperiletkenlerdeki zayıf eşleşme limitinin aksine sergilediği güçlü eşleşmedir. BCS teorisi bu noktada zorlanır ve Eliashberg gibi araştırmacılar, süperiletken malzemelerdeki diğer etkileşimleri açıklayan terimler eklemeyi daha uygun bulmuştur. Buna ek olarak, süperiletkenlerin manyetizma (antiferromanyetizma ve ferromanyetizma) ile yakın ilişkisi BCS teorisine açıklanamamaktadır. Bu hem klasik hem de klasik olmayan

PDF Eraser Free

süperiletkenleri kapsayan ve hatta daha yeni süperiletkenleri tahmin edebilen daha genel bir teori oluşturmayı zorunlu kılmaktadır.

Bu çalışmada son olarak birkaç yeni süperiletkenin elektronik öz ısı verileri incelenmiştir. Klasik olmayan süperiletkenler, öz ısıya çok yüksek fonon katkısı yapar, bu da elektronik katkının öz ısının ölçülmesini zorlaştırır. Elektronik öz ısı genellikle çok küçük olduğundan öz ısı atlamasının belirlenmesi güçleşir. Bu alanda yapılan bazı çalışmalar bu tezin son bölümünde yer almıştır. Klasik olmayan süperiletkenler çoğunlukla yüksek oranda anizotropik olduğundan, eşleştirme mekanizmalarının klasik süperiletkenlerden farklı olduğu düşünülmektedir. Ölçülen elektronik öz ısı atlaması BCS teorisi modeline tam uymamaktadır. Bu da bilim insanlarının bu türler için daha genel olan yeni bir teori geliştirmesini gerekli kılmaktadır.

Entropi, entalpi ve serbest enerji yoğunluğu gibi diğer termodinamik özelliklerin incelenmesini mümkün kılacak yüksek sıcaklık süperiletken malzemelerde elektronik öz ısı verilerinin daha iyi anlaşılması için gelecekteki teorik çalışmalar önerilmektedir.

KAYNAKLAR DİZİNİ

- An, J. M., Pickett, W. E., 2001, Superconductivity of MgB₂: Covalent Bonds Driven Metallic, *Physical Review Letters*, 86-19, p. 4366-4369.
- Annett, J., Goldenfeld, N., Renn, S. R., 1991, Interpretation of The Temperature Dependence of The Electromagnetic Penetration Depth in YBa₂Cu₃O_{7-d}, *Physical Review B*, 43-4, p. 2778-2782.
- Ausloos, M., Benhaddou, M., Cloots, R., 1994, Specific Heat of Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr₂Ca₂Cu₃O_{10-δ} by a New Ac-Differential Method, *Physica C*, 235-240, p. 1767-1768.
- Bandyopadhyay, A. K., Maruthikumar, P., Bhalla, G.L., Agarwal, S.K., Narlikar, A.V., 1990, Low Temperature Specific Heat of Single Phase Samples of Bismuth and Thallium Based High-Tc Cuprates, *Physica C*, 165, p. 29-34.
- Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R., 1957, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, 108-5, p. 1175-1204.
- Bednorz, J., Müller, K., 1986, Possible High Tc Superconductivity in The Ba-La-Cu-O System, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 64, p. 189-193.
- Bennemann, K. H., Ketterson, J. B., 2004, *The Physics of Superconductors Vol. II. Superconductivity in Nanostructures, High-Tc and Novel Superconductors, Organic Superconductors*, New York: Springer.
- Bessergenev, V., Kovalevskaya, Y. A., Naumov, V. N., Frolova, G. I., 1995, Electron and Phonon Characteristics of YBa₂Cu₃O_{7-δ}, *Physica C*, 245, p. 36-40.
- Buckel, W., Kleiner, R., 2004, *Superconductivity: Fundamentals and Applications*, Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- Canfield, P., Bud'ko, S., Finnemore, D., 2003, An Overview of The Basic Physical Properties of MgB₂, *Physica C*, 385, p. 1-7.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Canfield, P. C., Crabtree, G. W., 2003, Magnesium Diboride: Better Late Than Never, *Physics Today*, 56, p. 34-40.
- Caspary, R., Höhr, A., Spille, H., Steglich, F., Schmidt, H., vd., 1989, Low-Temperature Specific Heat in High Magnetic Field of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, *Europhysics Letters*, 8-7, p. 639-643.
- Cava, R. J., Hewat, A.W., Hewat, E.A., Batlogg, B., Marezio, M., vd., 1990, Structural Anomalies: Oxygen Ordering and Superconductivity in Oxygen Deficient $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_x$, *Physica C*, p. 419-433.
- Chen, G., Goddard III, W. A., 1988, The Magnon Pairing Mechanism of Superconductivity in Cuprate Ceramics, *Science*, 239, p. 899-902.
- Chu, C. W., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., Huang, Z. J., vd, 1987, Evidence for Superconductivity Above 40 K in The La-Ba-Cu-O Compound System, *Physical Review Letters*, 58-4, p. 405-407.
- Collocott, S. J., Driver, R., 1990, Specific Heat of The High-Tc Superconductor $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, and Related Phases Ca_2CuO_3 and $(\text{Ca}_{0.86}\text{Sr}_{0.14})\text{CuO}_2$ From 0.4 to 20 K, *Physica C: Superconductivity*, 167, p. 598–608.
- Crow, J. E., Ong, N.-P., 1990, Thermal and Transport Properties, High Temperature Superconductivity. New York: Springer-Verlag, New York Inc., pp. 203-255.
- Decroux, M., Junod, A., Bezinge, A., Cattani, D., Cors, J., vd, 1987, Structure, Resistivity, Critical Field, Specific-Heat Jump at T_c , Meissner Effect, ac. and D.C. Susceptibility of the High-Temperature Superconductor $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, *Europhysics Letters*, 3-9, p. 1035-1040.
- Deutscher, G., 2005, Andreev–Saint-James Reflections: A Probe of Cuprate Superconductors, *Reviews of Modern Physics*, 77, p. 109-135.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Eck, J., 1999, Superconductor News, <http://www.superconductors.org/News.htm>, erişim tarihi: 08.04.2020
- Elsinger, H., Wosnitza, J., Wanka, S., Hagel, J., Schweitzer, D., vd, 2000, k-(BEDT-TTF)₂Cu[N(CN)₂]Br: A Fully Gapped Strong-Coupling Superconductor, Physical Review Letters, 84-26, p. 6098-6101.
- Fisk, Z., Ott, H. R., 2011, Superconductivity In New Materials, Elsevier.
- Gahtori, B., Agarwal, S.K., Chakraborty, T., Rao, A., Kuo, Y.-K., 2009, Specific Heat and Correlation Between Resistivity and Thermoelectric Power of GdBa₂(Cu_{1-x}Mn_x)₃O_{7-d} HTSC System for x<0.02, Physica C, p. 27–29.
- Gao, L., Huang, Z.J., Meng, R.L., Lin, J.G., Chen, F., vd, 1993, Study of Superconductivity in The Hg-Ba-Ca-Cu-O System, Physica C: Superconductivity, 213, p. 261-265.
- Gao, L., Xue, Y. Y., Chen, F., Xiong, Q., Meng, R. L., vd, 1994, Superconductivity Up to 164 K in HgBa₂Ca(m-1)Cu(m)O(2m+2+d) (m=1, 2, and 3) Under Quasihydrostatic Pressures, Physical Review, 50-6, p. 4260-4263.
- Ghivelder, L., Rodrigues Jr., P., Pureur, P., Souza, J.H., Reich, S., vd, 1992, Specific Heat of Superconducting YBaCuO–Ag Nonrandom Composite, Physica C: Superconductivity, 194, p. 97–104.
- Goldman, A. M., Vas'ko, V., Kraus, P., Nikolaev, K., Larkin, V.A., 1999, Cuprate/Manganite Heterostructures, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 200, p. 69-82.
- Gordon, J. E., Prigge, S., Collocott, S. J., Driver, R., 1991, Specific heat of (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_{10-y} From 78 to 300 K, Physica C, 216, p. 1351–1352.
- Gough, C. E., Colclough, M. S., Forgan, E. M., Jordan, R. G., Keene, M., vd., 1987, Flux Quantization in a High-T_c Superconductor, Nature, 326, p. 855.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Gunnarsson, O., 1997, Superconductivity in Fullerides, *Reviews of Modern Physics*, 69, p. 575-606.
- Haar, D. T., 1965, *Collected Papers of L. D. Landau*, London: Gordon and Breach, Science Publishers.
- Haddon, R. C., Hebard, A. F., Rosseinsky, M. J., Murphy, D. W., Duclos, S. J., vd, 1991, Conducting Films of C₆₀ and C₇₀ by Alkali-Metal Doping, *Nature*, 350, p. 320-322.
- Hamlin, J. J., Baumbach, R. E., Zocco, D. A., Sayles, T. A., Maple, M. B., vd, 2008, Superconductivity in Single Crystals of LaFePO, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20, p. 1-6.
- Hazen, R. M., 1990, Crystal Structure of High-Temperature Superconductors, *Physical Properties of High Temperature Superconductors II*, Singapore: World Scientific, p. 121-198.
- Heiney, P. A., Fischer, J. E., McGhie, A. R., Romanow, W. J., Denenstein, A. M., vd, 1991, Orientational Ordering Transition in Solid C₆₀, *Physical Review Letters*, 66-22, p. 2911-2914.
- Holczer, K., Klein, O., Huang, S.-M., Kaner, R. B., Fu, K.-j., vd, 1991, Alkali-Fulleride Superconductors: Synthesis, Composition, and Diamagnetic Shielding, *Science*, 252, p. 1154-1157.
- Howard, C. J., Nelmes, R. J., Vettier, C., 1989, A Neutron Powder Diffraction Study of The Effect of Pressure on The Crystal Structure of La₂CuO₄, *Solid State Communications*, p. 261-264.
- Imada, M., Fujimori, A., Tokura, Y., 1998, Metal-Insulator Transitions, *Reviews of Modern Physics*, 70-4, p. 1039-1263.
- Ishiguro, T., Yamaji, K., 1990, *Organic Superconductors*, Berlin: Springer.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Ishikawa, M., Nakazawa, Y., Takabatake, T., Kishi, A., Kato, R., vd, 1988, Specific Heat Study on Samples of $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_7$ with a Double Superconducting Transition, *Solid State Communications*, 66-2, p. 201–204.
- Janod, E., Junod, A., Wang, K.-Q., Triscone, G., Calemczuk, R., vd, 1994, Specific Heat Up to 14 Tesla of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ Single Crystal, *Physica C: Superconductivity*, 234, p. 269–279.
- Jeandupeux, O., Schilling, A., Ott, H. R., 1993, Specific Heat of Superconducting $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ Between 65 and 200 K, *Physica C*, p. 17–20.
- Jérome, D., Mazaud, A., Ribault, M., Bechgaard, K., 1980, Superconductivity in a Synthetic Organic Conductor (TMTSF) $_2\text{PF}_6$, *Journal de Physique*, 41, p. L-95 - L-98.
- Jorgensen, J. D., Beno, M. A., Hinks, D. G., Soderholm, L., Volin, K. J., vd, 1987, Oxygen Ordering and The Orthorhombic-to-Tetragonal Phase Transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, *Physical Review B*, 36-7, p. 3608-3616.
- Josephson, B. D., 1962, Possible New Effects in Superconductive Tunneling, *Physics Letters*, 1-7, p. 251-253.
- Joynt, R., Taillefer, L., 2002, The Superconducting Phases of UPt_3 , *Reviews of Modern Physics*, 163, p. 235-294.
- Junod, A., Bezingue, A., Cattani, D., 1988, Structural, Thermal and Magnetic Properties of The $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ Superconductor Prepared by Citrate Pyrolysis, *Helvetica Physica Acta*, 61, p. 460-469.
- Junod, A., Eckert, D., Graf, T., Kaldis, E., Karpinski, J., vd, 1990, Specific Heat of The Superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ From 1.5 to 330 K, *Physica C*, 168, p. 47-56.
- Junod, A., Wang, K.-Q., Tsukamoto, T., Triscone, G., Revaz, B., vd, 1994, Specific Heat Up to 14 Tesla and Magnetization of a $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Single Crystal Thermodynamics of a 2D Superconductor, *Physica C: Superconductivity*, 229, p. 209–230.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Khachan , J., Bosi, S., The Discovery of Superconductivity.

Kierspel, H., Kopanakis, E., Büchner, B., Freimuth, A., Schlabitz, W., vd, 1994, Specific Heat of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ in Magnetic Fields Up to 16 Tesla, *Physica C: Superconductivity*, 235-240, p. 1765–1766.

Kierspel, H., Winkelmann, H., Auweiler, T., Schlabitz, W., Büchner, B., vd, 1996, Thermal Expansion, Specific Heat, and Uniaxial Pressure Dependences of T_c in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Physica C: Superconductivity*, 262, p. 177–186.

Kim, H., Moret, R., 1988, Pressure Dependence of The Tetragonal Orthorhombic Transition in $\text{La}_{(2-x)}\text{Sr}_x\text{CuO}_{(4-y)}$, *Physica C*, 156, p. 363-368.

Kim, J. S., Stewart, G. R., 1995, Observation of Low-Lying Levels in UBe_{13} , *Physical Review B*, 51-22, p. 16190-16193.

Kittel, C., 2005, *Introduction to Solid State Physics*, USA: John Wiley and Sons, Inc.

Klemm, R. A., 2012, *Layered Superconductors: Volume 1*, New York: Oxford University Press Inc.

Kobayashi, N., Egawa, K., Miyoshi, K., Iwasaki, H., Ikeda, I., vd, 1994, Fluctuation Effects in Specific Heat and Magnetization of c-axis Aligned $(\text{Bi}, \text{Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, *Physica C*, 219, p. 265–272.

Koelle, D., Kleiner, R., Ludwig, F., Dantsker, E., Clarke, J., 1999, High-Transition-Temperature Superconducting Quantum Interference Devices, *Reviews of Modern Physics*, 71-3, p. 631-686.

Kresin, V. Z., Morawitz, H., Wolf, S. A., 1993, *Mechanisms of Conventional and High T_c Superconductivity*, New York: Oxford University Press.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Lang, M., Muller, J., 2008, Organic Superconductors, Superconductivity: Volume 2: Novel Superconductors, Berlin: Springer, p. 1155-1214.
- Leggett, A. J., 2006, What Do We Know About High T_c ?, Nature Physics, 2, p. 134-136.
- Little, W. A., 1988, Experimental Constraints on Theories of High Transition Temperature Superconductors, Science, 242, p. 1390-1395.
- Luiz, A. M., 2011, Superconductivity-Theory and Applications, Croatia: InTech.
- Lynn, J. W., 1990, High Temperature Superconductivity, New York: Springer-Verlag.
- Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M., Asano, T., 1988, A New High- T_c Oxide Superconductor Without a Rare Earth Element, Japanese Journal of Applied Physics, 27-2, p. 209-210.
- March, P., Fleming, R. M., Mandich, M. L., DeSantolo, A. M., Kwo, J., vd, 1988, Crystal Structure of The 80 K Superconductor $YBa_2Cu_4O_8$, Nature, 334, p. 141-143.
- Marsiglio, F., 2020, Eliashberg Theory: a short review, Annals of Physics, CILT VE SAYI, p. 1-19.
- Meservey, R., Schwartz, B. B., 1969, Equilibrium Properties: Comparison of Experimental Results With Predictions of The BCS Theory, Superconductivity: Volume 1, New York: Marcel Dekker, Inc., p. 117-184.
- Mirmelstein, A., Junod, A., Triscone, G., Wang, K.-Q., Muller, J., 1995, Specific Heat of $Tl_2Ba_2CuO_6$ ("2201") 90K Superconducting Ceramics in Magnetic Fields Up to 14 T, Physica C: Superconductivity, 248, p. 335-342.
- Mirmelstein, A., Junod, G., Wang, K.-Q., Janod, E., Muller, J., vd., 1995, Specific Heat of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Ceramics With Single and Double Superconducting Transitions in Magnetic Fields Up to 14 T, Physica C: Superconductivity, p. 301-310.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Moore, K. T., Laan, G. V. D., 2009, Nature of The 5f States in Actinide Metals, Reviews of Modern Physics, 81, p. 235-298.
- Muller, J., Lang, M., Helfrich, R., Steglich, F., Sasaki, T., 2002, High-Resolution Ac-Calorimetry Studies of The Quasi-Two-Dimensional Organic Superconductor k-BEDT-TTF₂Cu(NCS)₂, Physical Review B, 65, p. 1-4.
- Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T., Zenitani, Y., Akimitsu, J., 2001, Superconductivity at 39 K in Magnesium Diboride, Nature, 410, p. 63-64.
- Niemeyer, J., Dietrich, M. R., Politis, C., 1987, Ac-Josephson Effect in YBa₂Cu₃O₇/PbSn Point Contact Junctions, Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, p. 155-159.
- Orlando, T. P., Delin, K. A., 1991, Foundations of Applied Superconductivity, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- Ott, H. R., 1993, Ten Years of Superconductivity: 1980-1990, Basım yeri bilinmiyor: Springer Science and Business Media Dordrecht.
- Ott, H. R., Rudigier, H., Fisk, Z., Smith, J. L., 1983, UBe₁₃: An Unconventional Actinide Superconductor, Physical Review Letters, 50-20, p. 1595-1598.
- Parkin, S. S. P., Lee, V. Y., Engler, E. M., Nazzari, A. I., Huang, T. C., vd, 1988, Bulk Superconductivity at 125 K in Tl₂Ca₂Ba₂Cu₃O_x, Physical Review Letters, 60-24, p. 2539-2543.
- Parks, R. D., 1969, Superconductivity, New York: Marcel Dekker, Inc.
- Phillips, N. E., 1959, Heat Capacity of Aluminum Between 0.1K and 4.0K, Physical Review, 114-1, p. 676-686.
- Plakida, N., 2010, High-Temperature Cuprate Superconductors, Basım yeri bilinmiyor: Springer.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Poole Jr., C. P., Farach, H. A., Creswick, R. J., Prozorov, R., 2007, Superconductivity, Basım yeri bilinmiyor:Elsevier.
- Ramirez, A. P., Rosseinsky, M. J., Murphy, D. W., Haddon, R. C., 1992, Specific-Heat Jump at T_c and Normal-State Magnetic Susceptibility of A_3C_60 , Physical Review Letters, 69-11, p. 1687-1690.
- Riseborough, P. S., Schmiedeshoff, G. M., Smith, J. L., 2008, Heavy-Fermion Superconductivity, Superconductivity Volume II, Superconductivity: Novel Superconductors, Berlin: Springer, p. 1031-1141.
- Rogalla, H., Kes, P. H., 2012, 100 Years of Superconductivity, Basım yeri bilinmiyor:CRC Press.
- Sasaki, T., Muto, Y., Shishido, T., Sasaki, T., Kajitani, T., vd, 1989, Low Temperature Specific Heat of Single Crystal $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_z$, Physica C: Superconductivity, 162-164, p. 504-505.
- Saxena, S. S., Agarwal, P., Ahilan, K., Grosche, F. M., Haselwimmer, R. K. W., vd., 2000, Superconductivity on The Border of Itinerant Electron Ferromagnetism in UGe_2 , Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 226-230, p. 45-47.
- Schilling , A., Bernasconi, A., Ott, H. R., Hulliger, F., 1990, Specific Heat, Resistivity and Magnetization Study on Polycrystalline $YBa_2Cu_4O_8$, Physics C: Superconductivity, 169, p. 237-244.
- Schilling, A., Guo, J. D., Cantoni, M., Hulliger, F., Xue, B., vd, 1992, New Cuprates With (Bi,Cu)-O Monolayers: $(Bi,Cu)Sr_2LnCeCu_2O_{9-d}$, Materials Letters, 15, p. 141-145.
- Schilling, A., Jeandupeux, O., Büchi, S., Ott, H. R., Rossel, C., 1994, Physical Properties of $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ With $T_c = 133$ K, Physica C: Superconductivity, 235-240, p. 229-232.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Schmidt, V. V., 1997, *The Physics of Superconductors: Introduction to Fundamentals and Applications*, Heidelberg: Springer.
- Schnelle, W., Braun, E., Broicher, H., Dömel, R., Ruppel, S., vd, 1990, Fluctuation Specific Heat and Thermal Expansion of YBaCuO and DyBaCuO, *Physica C: Superconductivity*, 168, p. 465–474.
- Schrieffer, J. R., 1999, *Theory of Superconductivity*, Florida: Tylor and Francis group.
- Scott, B. A., Suard, E.Y., Tsuei, C.C., Mitzi, D.B., McGuire, T.R., vd, 1994, Layer Dependence of The Superconducting Transition Temperature of $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{(n-1)}\text{Cu}_n\text{O}_{(2n+2+\delta)}$, *Physica C: Superconductivity*, 230, p. 239-245.
- Smallwood, C. L., 2014, *Time and Angle Resolved Photoemission Studies of Cuprate Superconductors*, Berkeley.
- Sparn, G., Thompson, J. D., Whetten, R. L., Huang, S.-M., Kaner, R. B., vd., 1992, Pressure and Field Dependence of Superconductivity in $\text{Rb}_3\text{C}_6\text{O}$, *Physical Review Letters*, 68-8, p. 1228-1231.
- Steglich, F., Aarts, J., Bredl, C. D., Lieke, W., Meschede, D., vd, 1979, Superconductivity in The Presence of Strong Pauli Paramagnetism: CeCu_2Si_2 , *Physical Review Letters*, 43, p. 1892-1896.
- Stewart, G. R., 1984, Heavy-Fermion Systems, *Reviews of Modern Physics*, 56, p. 755-787.
- Stewart, G. R., Giorgi, A. L., Brandt, B. L., Foner, S., Arko, A. J., 1983, High-Field Specific Heat of The Spin-Fluctuation System UAl_2 , *Physical Review B*, 28, p. 1524-1528.
- Takabayashi, Y., Ganin, A. Y., Jeglic, P., Arcon, D., Takano, T., vd, 2009, The Disorder-Free Non-BCS Superconductor $\text{Cs}_3\text{C}_6\text{O}$ Emerges From an Antiferromagnetic Insulator Parent State, *Science*, 323, p. 1585-1590.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Tari, A., 2003, The Specific Heat of Matter at Low Temperatures, Basım yeri bilinmiyor:Imperial College Press.

The Nobel Prize Press, 2007, The Nobel Prize, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1987/summary/>, erişim tarihi: 13.05.2020.

Thorup, N., Rindorf , G., Soling, H., Bechgaard, K., 1980, The Structure of Di(2,3,6,7-tetramethyl- 1,4,5,8-tetraselenafulvalenium) Hexafluorophosphate, (TMTSF)₂PF₆, the First Superconducting Organic Solid, Acta Crystallographica Section B Structural Science, 37, p. 1236-1240.

Tinkham, M., 1996, Introduction to Superconductivity, Basım yeri bilinmiyor:Mc-Graw Hill, Inc.

Trainor, R. J., Brodsky, M. B., Culbert, H. V., 1975, Specific Heat of The Spin-Fluctuation System UAl₂, Physical Review Letters, 34-16, p. 1019-1022.

Vieira, S., Bourgeal, S., Villar, R., Aguilo, A., Ramos, M. A., vd., 1988, Low Temperature Thermal Expansion and Specific Heat of a High T_c Ceramic Y₁Ba₂Cu₃O_{7-δ}, Solid State Communucations, 65, p. 1555–1557.

Wang, Y., Plackowski, T., Junod, A., 2001, Specific Heat in The Superconducting and Normal State (2-300K, 0-16T), and Magnetic Susceptibility of The 38K Superconductor MgB₂: Evidence of a Multicomponent Gap, Physica C: Superconductivity, 355, p. 179-193.

Wesche, R., 2015, Physical Properties of High-Temperature Superconductors, Basım yeri bilinmiyor:John Wiley and Sons, Ltd.

Woodfield, B. F., Chu, C. W., Fisher, R. A., Gordon, J. E., Long, S. B., vd., 1994, The Specific Heat of HgBa₂CuO_{4+δ}, Physica C: Superconductivity, 235-240 p. 1741–1742.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

Wosnitza, J., 1999, Superconducting Properties of Quasi-Two-Dimensional Organic Metals, Physica C: Superconductivity, CILT VE SAYI, p. 98-107.